



You have downloaded a document from  
**RE-BUŚ**  
repository of the University of Silesia in Katowice

**Title:** Anizotropia prędkości fal sejsmicznych i jej związek z orientacją systemów spękań masywów skalnych

**Author:** Adam Idziak

**Citation style:** Idziak Adam. (1992). Anizotropia prędkości fal sejsmicznych i jej związek z orientacją systemów spękań masywów skalnych. Katowice : Wydawnictwo Uniwersytetu Śląskiego



Uznanie autorstwa - Użycie niekomercyjne - Bez utworów zależnych Polska - Licencja ta zezwala na rozpowszechnianie, przedstawianie i wykonywanie utworu jedynie w celach niekomercyjnych oraz pod warunkiem zachowania go w oryginalnej postaci (nie tworzenia utworów zależnych).



UNIwersYTET ŚLĄSKI  
W KATOWICACH



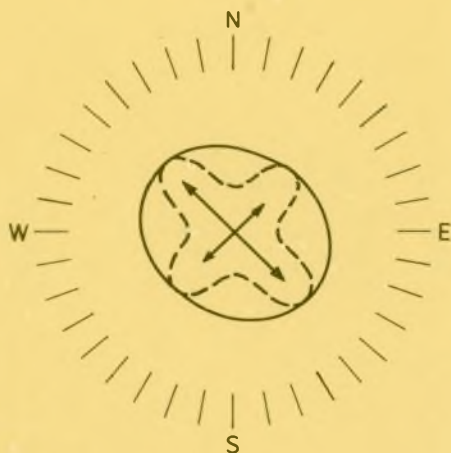
Biblioteka  
Uniwersytetu Śląskiego



Ministerstwo Nauki  
i Szkolnictwa Wyższego

**Adam Idziak**

**Anizotropia prędkości fal sejsmicznych  
i jej związek z orientacją systemów spękań  
masywów skalnych**



Uniwersytet Śląski



Katowice 1992



**Anizotropia prędkości fal sejsmicznych  
i jej związek z orientacją systemów spękań  
masywów skalnych**

**Prace Naukowe  
Uniwersytetu Śląskiego  
w Katowicach  
nr 1328**

Adam Idziak

Anizotropia prędkości fal sejsmicznych  
i jej związek z orientacją systemów spękań  
masywów skalnych

Uniwersytet Śląski



Katowice 1992

Redaktor serii: Nauki o Ziemi  
**Andrzej T. Jankowski**

Recenzenci  
**Henryk Marczak**  
**Bernard Drzęźła**

N-286



Czyt. Og.

N 286/1328

Redaktor  
**Barbara Todos-Burny**

Redaktor techniczny  
**Alicja Zajączkowska**

Korektor  
**Lukrecja Wawrzyczek**

ISSN 0208-6336  
ISBN 83-226-0493-9

Copyright © 1992  
by Uniwersytet Śląski  
Wszelkie prawa zastrzeżone

**Wydawca**  
**Uniwersytet Śląski**  
**ul. Bankowa 14, 40-007 Katowice**

---

Wydanie I. Nakład: 250 + 30 egz. Ark. druk. 4,75.  
Ark. wyd. 6,5. Podpisano do druku i druk ukończono  
w grudniu 1992 r. Papier offset. kl. III 70 g, 70 × 100  
Cena zł 17.000,—

---

Skład: Agencja Poligraficzno-Wydawnicza „COMPAL”  
ul. Matusiaka 9, 43-300 Bielsko-Biała  
Druk i oprawa: Ośrodek Wydawniczy „AUGUSTANA”  
pl. ks. M. Lutra 3, 43-300 Bielsko-Biała

## Spis treści

<b>1. Wstęp</b> . . . . .	7
<b>2. Właściwości sprężyste masywów spękanych</b> . . . . .	9
2.1. Modele ośrodków z losowym rozkładem spękań . . . . .	9
2.2. Modele teoretyczne ośrodków z wyróżnioną orientacją spękań . . . . .	12
2.3. Wpływ spękań na prędkości fal sejsmicznych . . . . .	13
2.4. Zmiany prędkości w ośrodku spękanym pod wpływem naprężeń . . . . .	15
<b>3. Tensor prędkości</b> . . . . .	16
3.1. Definicja tensora prędkości . . . . .	16
3.2. Wyznaczanie składowych tensora prędkości . . . . .	17
3.3. Współczynnik anizotropii prędkości . . . . .	18
<b>4. Tensor spękań</b> . . . . .	20
4.1. Parametr gęstości spękań i metody jego estymacji . . . . .	20
4.2. Definicja tensora spękań . . . . .	23
<b>5. Anizotropia ośrodka transwersalnie izotropowego</b> . . . . .	26
5.1. Charakterystyka ośrodka transwersalnie izotropowego . . . . .	26
5.2. Dwuwymiarowy tensor prędkości . . . . .	27
5.3. Wybór rzędu tensora . . . . .	29
5.4. Porównanie metody tensorowej z metodą rozwijania funkcji w szereg trygonometryczny . . . . .	31
5.5. Wyznaczanie parametru gęstości spękań w ośrodku transwersalnie izotropowym . . . . .	32
5.6. Tensor spękań w ośrodku transwersalnie izotropowym . . . . .	34
5.7. Właściwości tensora spękań . . . . .	34
5.8. Anizotropia właściwości sprężystych ośrodka transwersalnie izotropowego . . . . .	38
5.9. Związek pomiędzy kierunkiem naprężenia a kierunkami spękań . . . . .	40
<b>6. Charakterystyka badanych masywów węglanowych</b> . . . . .	43
<b>7. Badania szczelinowatości masywów węglanowych</b> . . . . .	46
7.1. Metodyka pomiarów szczelinowatości . . . . .	46
7.2. Analiza wektorowa orientacji spękań . . . . .	46



7.3. Rozkłady statystyczne geometrycznych parametrów spękań . . . . .	50
7.4. Tensory spękań w badanych masywach . . . . .	51
<b>8. Badanie anizotropii sejsmicznej masywów węglanowych . . . . .</b>	<b>52</b>
8.1. Metodyka płytkich pomiarów sejsmicznych podczas badania anizotropii prędkości . . . . .	52
8.2. Azymutalne zmiany prędkości w badanych masywach węglanowych . . . . .	54
8.3. Tensory prędkości fal sejsmicznych w badanych masywach . . . . .	56
<b>9. Relacje pomiędzy tensorami prędkości i tensorami spękań w masywach węglanowych rejonu GZW . . . . .</b>	<b>58</b>
<b>10. Wpływ szczelinowości na anizotropię fal sejsmicznych — podsumowanie . . . . .</b>	<b>66</b>
10.1. Charakterystyki kierunkowe prędkości i ich związek z orientacją spękań . . . . .	66
10.2. Metody opisu szczelinowości skał . . . . .	67
10.3. Tensory prędkości i ich związki z tensorami spękań . . . . .	68
10.4. Wyznaczanie tensora spękań z pomiarów sejsmicznych . . . . .	68
<b>11. Przykłady praktycznego wykorzystania metod sejsmicznych w badaniach szczelinowości . . . . .</b>	<b>70</b>
<b>12. Literatura . . . . .</b>	<b>72</b>
Summary . . . . .	75
Zusammenfassung . . . . .	76

# 1. Wstęp

Szczelinowatość jest jedną z podstawowych cech skał skorupy ziemskiej, decydującą o wielu właściwościach fizycznych masywów skalnych. Znajomość gęstości i orientacji spękań ma istotne znaczenie w geologii inżynierskiej dla oceny stabilności i jakości masywów skalnych przy budowie tuneli, fundamentowaniu obiektów przemysłowych itp. W hydrogeologii rozpoznanie systemów spękań umożliwia określenie właściwości zbiornikowych skał i dróg przepływu wód podziemnych. Dla sejsmologii istotne są procesy rozwoju systemów spękań w strefie tworzenia ogniska trzęsienia ziemi. Ze względu na tak duże znaczenie szczelinowatości zasadniczym zagadnieniem jest możliwość wyznaczania parametrów spękań w masywach niedostępnych bezpośrednim obserwacjom geologicznym.

Szczególnie wyraźnie zaznacza się wpływ spękań na właściwości sprężyste skał i związane z nimi prędkości propagacji fal sejsmicznych. Zależność ta umożliwia wykorzystanie metod sejsmicznych do określenia kierunków i gęstości spękań. Od lat pięćdziesiątych naszego wieku pojawiło się wiele prac doświadczalnych i opracowań teoretycznych, dotyczących relacji pomiędzy parametrami szczelinowatości ośrodka a parametrami rozchodzących się w nim fal sprężystych. Zapoczątkowane w USA prace związane były z rozpoznaniem właściwości zbiornikowych skał roponośnych. Badania ukierunkowane na poznanie procesu rozwoju spękań i zmian prędkości oraz tłumienia fal przed trzęsieniami ziemi prowadzone były głównie w USA, Japonii i krajach byłego ZSRR. W krajach skandynawskich celem badań było wykorzystanie metod sejsmicznych do oceny stopnia spękania skał w pracach inżynierskich. W Wielkiej Brytanii liczne badania i prace teoretyczne dotyczyły anizotropii prędkości wywołanej orientacją spękań i jej wykorzystania w geologii strukturalnej. W mniejszym stopniu badania szczelinowatości metodami sejsmicznymi prowadzone były w Kanadzie, Francji, Czechosłowacji. W Polsce od początku lat osiemdziesiątych ukazało się wiele prac poświęconych tej problematyce.

Celem prezentowanej pracy jest określenie zależności pomiędzy anizotropią spękań a anizotropią prędkości fal sejsmicznych z zastosowaniem najnowszych metod interpretacji, opartych na rachunku tensorowym. Koncepcja tensora spękań opracowana przez Odę (1984, 1986) została zmodyfikowana tak, by nadać mu określony sens fizyczny. Zmodyfikowano równocześnie równanie konstytutywne zawierające składowe tensora spękań, dzięki czemu wartości stałych sprężystych, wyliczonych z rozkładu spękań, odpowiadają wartościom wyznaczonym metodami sejsmicznymi. Szczegółowe rozważania poświęcono dwuwymiarowym tensorom prędkości i spękań w ośrodku transwersalnie izotropowym. Ich cechy charakterystyczne wykazano na modelowych rozkładach prędkości i spękań.

Wyniki badań doświadczalnych przeprowadzonych w zróżnicowanych wiekowo masywach węglanowych, zalegających na obszarze wschodniej i północno-wschodniej części Gómośląskiego Zagłębia Węglowego (GZW), pozwoliły na sprawdzenie opracowanego modelu teoretycznego przez ustalenie zależności pomiędzy parametrami tensorów spękań i tensorów prędkości w badanych masywach. Opracowano zarys metodyki wyznaczania rozkładów spękań z pomiarów sejsmicznych. Otrzymane rezultaty mogą być zastosowane do badania szczelinowatości masywów skalnych niedostępnych bezpośredniej obserwacji, w szczególności w różnych rejonach GZW i jego obrzeżenia.

## 2. Właściwości sprężyste masywów spękanych

### 2.1. Modele ośrodków z losowym rozkładem spękań

Możliwość uzyskiwania wielu informacji o masywach spękanych z danych sejsmicznych jest wynikiem postępu w poznaniu właściwości sprężystych skał, jaki dokonał się przez ostatnie czterdzieści lat, zarówno na drodze studiów teoretycznych, badań laboratoryjnych, jak też rozwoju metod doświadczalnych i technik interpretacyjnych.

Wiele prac teoretycznych dotyczy obliczania modułów sprężystości skał spękanych. Większość z nich zakłada istnienie w skale zespołów elipsoidalnych spękań, zorientowanych lub ukierunkowanych losowo, o różnych średnicach i o różnym stopniu spłaszczenia, naruszających ciągłość szkieletu skalnego. Właściwości sprężyste materiału wypełniającego elipsoidy (gaz, ciecz, substancja plastyczna) różnią się od właściwości sprężystych otaczającego je ośrodka. Odmiennie teorie różnią się sposobem uśredniania wpływu spękań na makroskopowe właściwości sprężyste masywu. Uwzględnienie w obliczeniach stałych sprężystych kształtu spękań umożliwia wyjaśnienie takich stwierdzonych doświadczalnie efektów, jak: zwiększenie modułów sprężystości ze wzrostem ciśnienia w masywie, wpływ stopnia wypełnienia szczelin na właściwości sprężyste oraz wpływ tarcia na tłumienie fal sejsmicznych.

Można wyróżnić trzy zasadnicze podejścia do modelowania ośrodków spękanych i ich właściwości (Toksöz, Cheng, 1978; Bała, 1990). Pierwsze, zapoczątkowane przez Gassmanna (1951) i rozwijane potem przez Biota (1956a, b), Eshelby'ego (1957) i innych, zakłada istnienie w ośrodku izolowanych, nie oddziałujących z sobą spękań. Odkształcenia  $e_{kl}^A$  wywołane na zewnątrz spękania powodują wewnątrz odkształcenia  $e_{ij}$  równe:

$$e_{ij} = T_{ijkl} e_{kl}^A \quad (2.1)$$

Tensor  $T_{ijkl}$ , zależny od geometrii spękań, określa skokową zmianę odkształcenia na granicy szczeliny. Przy stałym odkształceniu zewnętrznym energia sprężysta ośrodka spękanego jest sumą energii sprężystej szkieletu skalnego  $E_0$  i energii oddziaływania spękań ze szkieletem  $E_{int}$ :

$$E^* = E_0 + E_{int}, \quad (2.2)$$

przy czym  $E_{int}$  zależy od tensora  $T_{ijkl}$  oraz modułów sprężystości szkieletu i substancji wypełniającej szczeliny. W rezultacie moduły sprężystości ośrodka spękanego, zwane efektywnymi modułami sprężystości, różnią się od modułów ośrodka niespękanego o wielkości zależne liniowo od gęstości spękań, modułów sprężystości ośrodka wypełniającego szczeliny oraz parametrów charakteryzujących kształt spękań.

Drugi sposób modelowania ośrodków spękanych określony jest jako metoda oddziaływań samouzgodnionych. Podejście to zastosowano m.in. w pracach Wu (1966), Budiansky'ego i O'Connella (1976), Henyeya i Pomphreya (1982) oraz Zimmermana (1984). Zasadniczą różnicą pomiędzy przybliżeniem „spękań wzajemnie nie oddziałujących” a metodami oddziaływań samouzgodnionych jest sposób obliczania energii oddziaływania. W modelach samouzgodnionych energię tę wyznacza się dla izolowanego spękania znajdującego się w ośrodku mającym właściwości sprężyste, zmodyfikowane przez uśrednienie wpływu pozostałych spękań. W wyniku takiego postępowania otrzymuje się nieliniowe równania na efektywne moduły sprężystości, które nie mają rozwiązań analitycznych i muszą być rozwiązane na drodze numerycznej.

Wyniki uzyskane przez Budiansky'ego i O'Connella (1976) prowadziły do dość zaskakujących wniosków o znikaniu modułów sprężystości po osiągnięciu pewnej krytycznej gęstości spękań, pomimo zachowania makroskopowej ciągłości ośrodka. Próby uniknięcia tej niezgodności przez Brunnera (1976), a później przez Henyeya i Pomphreya (1982) polegały na obliczaniu energii oddziaływania na drodze iteracyjnej, przy zwiększaniu w każdym kroku gęstości spękań o niewielką wartość. W ten sposób otrzymane rozwiązania przewidywały asymptotyczny spadek wartości modułów ze wzrostem gęstości spękań. Odmienne podejście przedstawił Zimmermann (1984); założył, że energia oddziaływania zmienia się o niewielką wartość przy małej zmianie gęstości spękań. W granicy, przy infinitesimalnej zmianie gęstości spękań, otrzymał on układ nieliniowych równań różniczkowych, pozwalających na obliczenie modułów sprężystości w funkcji gęstości spękań.

Trzeci sposób obliczania efektywnych modułów sprężystości, prezentowany w pracy Kustera i Toksöza (1974) stanowiącej rozwinięcie rozważań Amenta (1959), oparty jest na teorii rozproszenia fal sprężystych. W modelu przedstawionym przez Kustera i Toksöza założono, że płaska fala padająca

na ośrodek spękania rozpraszana jest na spękaniach w taki sam sposób, jak fala padająca na ośrodek makroskopowo jednorodny o efektywnych modułach sprężystości. Inaczej mówiąc, fale rozproszone na pojedynczych spękaniach mogą być zastąpione ich superpozycją;

$$u^*(x, x_0) = \sum_{i=1}^N u_i(x, x_i), \quad (2.3)$$

gdzie:

$u_i(x, x_i)$  — funkcja falowa w punkcie  $x$  dla fali rozproszonej na spękaniu położonym w punkcie  $x_i$ ;

$u^*(x, x_0)$  — funkcja falowa w punkcie  $x$  dla fali rozproszonej w ośrodku efektywnym ze środkiem w punkcie  $x_0$ .

Aby obliczyć superpozycję fal rozproszonych, niezbędna jest znajomość położenia spękań, jednak dla dużych odległości od strefy spękannej można przyjąć  $x_i \cong x_0$  dla każdego  $i$ , co pozwala zastosować równanie (2.3), gdy znana jest względna objętość spękań. Jeśli długości fal są znacznie większe od rozmiarów spękań, to przesunięcia fazowe pomiędzy falami rozproszonymi na poszczególnych spękaniach są zanedbywalnie małe i w równaniu (2.3) można pominąć człony czasowe funkcji falowych  $u(x, x_i)$ , rozpatrując tylko amplitudy poszczególnych fal. Jak wykazali Kuster i Toksöz (1974) amplitudy te zależą od modułów sprężystości i gęstości szkieletu skalnego oraz materiału wypełniającego szczeliny. Amplituda funkcji falowej  $u^*(x, x_0)$  zależy z kolei od modułów efektywnych i gęstości efektywnej strefy spękannej. W rezultacie równanie (2.3) można przekształcić w równanie z efektywnymi modułami sprężystości jako niewiadomymi. Rozpatrując rozproszenie fal różnych typów, otrzymujemy układ równań. Rozwiązanie stanowią uwikłane funkcje efektywnych modułów sprężystości. W przeciwieństwie do funkcji przewidywanych przez modele samouzgodnione, są to funkcje jednej zmiennej z modułami szkieletu i materiału wypełniającego szczeliny oraz gęstością spękań jako parametrami.

W pracy Toksöza i Chenga (1978) przedstawiono porównanie wymienionych trzech grup modeli teoretycznych na podstawie wyników badań laboratoryjnych na modelach ośrodków ze sferycznymi wtrąceniami o odmiennych właściwościach sprężystych. Najbardziej zgodny z wynikami doświadczalnymi jest model Kustera i Toksöza, mniej — model Eshelby'ego, a najmniej — model O'Connella i Budiansky'ego. Zimmermann (1984) wykazał, że zmodyfikowany przez niego model samouzgodniony daje wyniki zbliżone do modelu Kustera i Toksöza.

Przedstawione modele zakładają losowy rozkład spękań. Nie przewidują więc efektów związanych z anizotropią ośrodka, spowodowaną wyróżnioną orientacją spękań.

## 2.2. Modele teoretyczne ośrodków z wyróżnioną orientacją spękań

Losowo zorientowane spękania występują w masywach skalnych znacznie rzadziej niż zespoły spękań o wyróżnionej orientacji. Ukierunkowanie spękań może być związane z warunkami w jakich skała powstawała lub może być wynikiem procesów zachodzących w historii geologicznej masywu. Efektem uprzywilejowania pewnych kierunków jest anizotropia właściwości sprężystych masywu. Teoretyczne modele ośrodków z wyróżnioną orientacją spękań zaliczyć można również do trzech wspomnianych grup. Ze względu na trudności, jakie sprawia uwzględnienie orientacji spękań, modele te powstały później niż ich izotropowe odpowiedniki. Ograniczały się do pojedynczego zespołu spękań równoległych. Dopiero w latach osiemdziesiątych zastosowanie rachunku zaburzeń umożliwiło modelowanie ośrodków o większej liczbie różnie zorientowanych zespołów spękań.

Teoria spękań „wzajemnie nie oddziałujących” Eshelby’ego została wykorzystana przez Andersona i innych (1974) do obliczenia efektywnych modułów sprężystości izotropowego szkieletu skalnego, zawierającego równoległe, zorientowane elipsoidalne niejednorodności. Określili oni energię oddziaływania zorientowanego spękania z polem odkształceń szkieletu skalnego i wyliczyli składowe efektywne tensora sprężystości. Zakres przedstawionego przez nich modelu ograniczony jest do niewielkich koncentracji spękań.

Nishizawa (1982) opracował teorię wychodzącą poza ograniczenia modelu Andersona, stosując schemat zmodyfikowanej metody samouzgodnionej. Wykorzystując wzory Eshelby’ego, określił energię oddziaływania elipsoidalnego spękania z izotropowym szkieletem. Obliczone w ten sposób efektywne stałe sprężyste ośrodka z małą gęstością spękań stanowiły wielkości początkowe dla kolejnego przybliżenia przy zwiększonej gęstości spękań. Powtarzając ten proces, otrzymywał rozwiązania dla założonej gęstości spękań. Metoda Nishizawy może być stosowana również do anizotropowego szkieletu skalnego z losową lub wyróżnioną orientacją spękań.

Bardzo zaawansowaną teorię ośrodka spękanego zaprezentował w kolejnych pracach Hudson (1981, 1982, 1988). Zastosował on znaną w fizyce metodę rachunku zaburzeń do modelu ośrodka spękanego. Efektywny tensor sprężystości przedstawia się w tej metodzie w postaci:

$$C_{jklm} = C_{jklm}^{(0)} + C_{jklm}^{(1)} + C_{jklm}^{(2)}, \quad (2.4)$$

gdzie:

$C^{(0)}$  — tensor sprężystości masywu niespękanego,

$C^{(1)}$  — zaburzenie pierwszego rzędu zależne liniowo od gęstości spękań,

$C^{(2)}$  — zaburzenie drugiego rzędu zależne od kwadratu gęstości spękań.

Rachunek zaburzeń pozwala na modelowanie ośrodków spękanych o złożonym układzie spękań, gdyż dzięki addytywności zaburzeń możliwe jest uwzględnianie każdego zespołu spękań z osobna.

Model Hudsona stanowił uogólnienie wcześniejszych prac traktujących ośrodek spękany jako zaburzony ośrodek niespękany (Garbin, Knopoff, 1973, 1975a, 1975b; Bamford, Nunn, 1979; Crampin i inni, 1980). Rachunek zaburzeń wykorzystał również Oda (Oda, 1982; Oda i inni, 1984; Oda i inni, 1986). Do opisu rzeczywistych rozkładów spękań w skale wprowadził on tensor spękań, zależny od geometrii i orientacji spękań. Składowe tego tensora charakteryzują zaburzenie tensora podatności sprężystej izotropowego szkieletu skalnego. W kolejnych rozdziałach omówiono szczegółowo koncepcję tensora spękań i teorię Ody ośrodka transwersalnie izotropowego oraz jej zastosowanie do interpretacji wyników badań.

### 2.3. Wpływ spękań na prędkości fal sejsmicznych

Podstawowe, stwierdzone doświadczalnie przejawy wpływu spękań na prędkości fal sejsmicznych to redukcja prędkości zachodząca w każdym masywie spękany oraz jej anizotropia, charakterystyczna dla masywów z określoną orientacją spękań. Modele ośrodków spękanych opisują te efekty z różnymi przewidywaniami ilościowymi. W masywach z losowym rozkładem spękań najbardziej zgodne z doświadczeniem są zależności określone przez Kustera i Toksöza. Istotne znaczenie ma w nich spłaszczenie spękań i nasycenie szczelin. Dla spękań sferycznych większa redukcja prędkości zachodzi w przypadku spękań nasyconych cieczą niż w przypadku spękań suchych. Jeśli chodzi o szczeliny lekko spłaszczone, to redukcja prędkości prawie nie zależy od stopnia ich wypełnienia. Dla bardzo spłaszczonych spękań nasyconych prędkość jest prawie równa prędkości w masywie niespękany, co znajduje wyraźne potwierdzenie w wynikach doświadczalnych.

Anizotropia spękań jest przyczyną obserwowanej w skałach anizotropii prędkości. Prędkość fal w kierunku prostopadłym do biegu spękań jest mniejsza niż w kierunku równoległym. Nasycenie szczelin zmniejsza anizotropię fal podłużnych, która z reguły jest większa niż anizotropia fal poprzecznych. Modele teoretyczne, opisując taki wpływ spękań na prędkość, odmiennie wyznaczają stopień anizotropii.

Rozwiązania równań falowych uwzględniających efektywne moduły sprężystości wskazują na to, że fale podłużne lub poprzeczne mogą propagować tylko



w kierunku równoległym lub prostopadłym do płaszczyzn spękań. W pozostałych kierunkach rozwiązania te opisują fale mające cechy zarówno fal podłużnych, jak i poprzecznych, określane jako quasi-podłużne (o większej prędkości) lub quasi-poprzeczne (wolniejsze). Model przedstawiony przez Andersona i innych (1974) przewiduje następujące zależności między prędkościami fal propagujących w kierunku prostopadłym ( $v_{\perp}$ ) i równoległym ( $v_{\parallel}$ ) do płaszczyzn spękań suchych:

$$v_{\perp}^P < v_{\parallel}^P; v_{\parallel}^{SH} > v_{\perp}^{SH}; v_{\perp}^{SV} = v_{\parallel}^{SV} = v_{\parallel}^{SH}. \quad (2.5)$$

*SH* oznacza falę poprzeczną spolaryzowaną w płaszczyźnie równoległej do płaszczyzny spękania, a *SV* — spolaryzowaną prostopadle do niej. Nasylenie szczelin cieczą zmniejsza anizotropię prędkości fal *P* i w niewielkim stopniu wpływa na anizotropię fal *S*. Model Nishizawy (1982) przewiduje podobne relacje pomiędzy prędkościami fal, jednak stopień anizotropii jest według niego mniejszy.

Oporając się na modelu perturbacyjnym Hudsona, Crampin (1984) wyliczył prędkości fal sejsmicznych w anizotropowym ośrodku spękanym. Jego wyniki w wielu punktach różnią się od przedstawionych wcześniej. Dla spękań suchych rozbieżności są mniejsze, a główną różnicą jest istnienie anizotropii fal *SV*. Fale *SH* maksymalną prędkość osiągają, propagując pod kątem  $45^{\circ}$  do płaszczyzny spękania. Istotnie różne rezultaty otrzymał Crampin dla spękań nasyconych cieczą. Anizotropia prędkości fal *P* jest mała, jednak minimalna prędkość przewidywana jest dla propagacji pod kątem  $45^{\circ}$  do płaszczyzny spękania, a prędkości  $v_{\perp}^P$  i  $v_{\parallel}^P$  są sobie równe. Z kolei anizotropia fal *SH* jest znacznie większa niż dla spękań suchych. Również i w tym przypadku maksymalna prędkość występuje dla kąta propagacji  $45^{\circ}$ . Nasylenie spękań cieczą nie zmienia anizotropii fal *SV*.

W innej pracy Crampin (1980) rozpatrzył bardziej złożony model z dwoma przecinającymi się pod kątem  $\alpha$  systemami o różnych gęstościach spękań. Z jego rozważań wynika, że w przypadku spękań suchych największa anizotropia prędkości występuje dla systemów przecinających się pod kątem bliskim  $0^{\circ}$ , najmniejsza zaś dla systemów wzajemnie prostopadłych. Dla spękań nasyconych niewielka anizotropia prędkości znika, gdy przecinają się one pod kątem  $45^{\circ}$ . Podobną anizotropię prędkości dla spękań suchych przewiduje model Ody (1984), omówiony w dalszej części pracy.

## 2.4. Zmiany prędkości w ośrodku spękanym pod wpływem naprężeń

Dla skał spękanych, w których występują spłaszczone spękania, obserwuje się wzrost prędkości fal ze wzrostem naprężeń w masywie. W przypadku ciśnień hydrostatycznych zmiany prędkości zachodzą już przy ciśnieniach rzędu dziesiątych części MPa (Brace, 1965; New, West, 1980). Wzrost ciśnienia prowadzi do zaciskania spękań i usztywnienia masywu oraz związanego z tym wzrostu prędkości i zmniejszenia jej anizotropii. Naprężenia osiowe powodują znacznie większy wzrost prędkości w kierunku przyłożonego naprężenia niż w kierunku do niego prostopadłym (Nur, Simmons, 1969). Wzrost anizotropii spowodowany jest zaciskaniem spękań prostopadłych do osi naprężenia, przy niewielkim oddziaływaniu na spękania równoległe. Teoretyczne uzasadnienie tego zjawiska wsparte wynikami badań doświadczalnych przedstawił Nur (1971). Stwierdził on, że wzrost prędkości wywołany ciśnieniem hydrostatycznym jest nieliniowy i powyżej pewnej wartości ciśnienia prędkość dąży do wartości stałej. W przypadku naprężeń osiowych wzrost prędkości jest liniowy tak w kierunku równoległym, jak i prostopadłym do osi naprężenia. Dla fali poprzecznej występuje efekt zwany, przez analogię do optyki, dwójłomnością akustyczną, gdyż inaczej zmienia się prędkość fali spolaryzowanej w płaszczyźnie spękania, a inaczej fali spolaryzowanej w płaszczyźnie prostopadłej.

Wpływ naprężeń na prędkość fal w masywie spękanym musi być uwzględniany w badaniach sejsmicznych skał głębinowych (gdzie olbrzymią rolę odgrywa ciśnienie nadkładu) oraz skał zalegających w strefach przyskokowych, gdzie występować mogą naprężenia tektoniczne.

## 3. Tensor prędkości

### 3.1. Definicja tensora prędkości

W wielu zagadnieniach sejsmologicznych i sejsmicznych ważne jest znalezienie analitycznych wzorów opisujących kierunkowe zależności prędkości fal sejsmicznych w ośrodku anizotropowym. Jednym z bardziej użytecznych narzędzi matematycznych jest w tym przypadku rachunek tensorowy (Oda i inni, 1986).

Tensor parzystego rzędu w przestrzeni trójwymiarowej, działając na zbiór jednostkowych wektorów kierunkowych  $\mathbf{m}$ , należących do tej przestrzeni, wyznacza pewną powierzchnię  $k$ -tego stopnia. Równanie opisujące tę powierzchnię ma postać:

$$u(\mathbf{m}) = V_{i_1 i_2 \dots i_k} \cdot m_{i_1} m_{i_2} \dots m_{i_k}, \quad (3.1)$$

gdzie:

$m_{i_l}$  — cosinusy kierunkowe wektora  $\mathbf{m}$ ,

$V_{i_1 i_2 \dots i_k}$  — składowe tensora  $\hat{V}$ ,

$i_l$  przyjmują wartości 1, 2, 3.

Przy dodatkowym warunku  $u(\mathbf{m}) = u(-\mathbf{m})$  tensor  $\hat{V}$  będzie tensorem symetrycznym. W najprostszym przypadku tensor  $\hat{V}$  może być rzędu zerowego o jednej składowej  $u_0$ . Wówczas  $u(\mathbf{m}) = u_0$  jest funkcją stałą, opisującą w przestrzeni powierzchnię sferyczną o promieniu  $u_0$ . Jest to model izotropowy. Tensor drugiego rzędu o składowych  $V_{ij}$  charakteryzuje model anizotropowy. Funkcja  $u(\mathbf{m})$  jest tutaj dodatkowo określoną formą kwadratową:

$$u(\mathbf{m}) = V_{ij} m_i m_j \quad (3.2)$$

Składowe na głównej przekątnej tensora są równe wartościom funkcji  $u(\mathbf{m})$  w kierunkach osi układu współrzędnych. Tensor charakteryzuje ośrodek, w którym anizotropia wartości funkcji  $u(\mathbf{m})$  ma stosunkowo prostą postać.

Równanie (3.2) opisuje ogólnie powierzchnię elipsoidy, której główne osie wyznaczają kierunki własne tensora  $\hat{V}$ . Bardziej złożony model anizotropowy musi być opisywany tensorem wyższego rzędu. Tensor czwartego stopnia wyznacza funkcję  $u(\mathbf{m})$ , równą:

$$u(\mathbf{m}) = V_{ijkl} m_i m_j m_k m_l. \quad (3.3)$$

Ze względu na symetryczność tensora wszystkie jego składowe, mające tę samą liczbę jednakowych wskaźników, muszą być sobie równe, np.  $V_{1333} = V_{3133} = V_{3313} = V_{3331}$ . Funkcja  $u(\mathbf{m})$  w równaniu (3.3) opisuje złożoną powierzchnię mającą lokalne wypukłości i wklęsłości. Wprowadzenie tensorów wyższych rzędów pozwala na tworzenie jeszcze bardziej złożonych modeli anizotropii.

Anizotropię sejsmiczną w ośrodku skalnym dobrze charakteryzuje powierzchnia czoła fali rozchodzącej się z punkowego źródła wzbudzenia. Po czasie jednostkowym odległość czoła fali od punktu wzbudzenia będzie liczbowo równa wartości prędkości propagacji fali. Jako funkcję  $u(\mathbf{m})$  możemy więc przyjąć wartość prędkości fali sejsmicznej w kierunku zgodnym z wektorem  $\mathbf{m}$ . Ze względów rachunkowych wygodnie jest gdy tensor prędkości jest bezwymiarowy. Aby to zrealizować, bezwzględne wartości prędkości można znormalizować względem pewnej prędkości odniesienia. W masywach spękanych najbardziej uzasadnionym fizycznie czynnikiem normalizującym jest prędkość fali w skałe niespękanej ( $v_0$ ). Przy takiej normalizacji funkcja  $u = v/v_0$  będzie zawsze przyjmować wartości z przedziału  $\langle 0, 1 \rangle$ . Pozwala to na porównywanie kierunkowych rozkładów prędkości w różnych masywach spękanych. Istnieją jednak uzasadnione powody, wynikające z zależności kwadratu prędkości od modułów sprężystości ośrodka, aby zamiast  $v/v_0$  jako funkcję  $u(\mathbf{m})$  przyjąć  $u(\mathbf{m}) = (v/v_0)^2$ . Dalsze rozważania dotyczyć więc będą kwadratu prędkości względnej, a tensorem prędkości nazywany będzie tensor opisujący rozkład  $(v/v_0)^2$ .

## 3.2. Wyznaczanie składowych tensora prędkości

W celu wyznaczenia składowych tensora prędkości w rzeczywistym ośrodku skalnym należy pomierzyć prędkość fali w  $N$  niezależnych kierunkach. Niezbędne jest również określenie prędkości w masywie niespękanej, np. z prędkości fal akustycznych w próbkach skał badanego masywu. Składowe tensora prędkości wyznacza się z układu równań:

$$\left(\frac{v}{v_0}\right)_p^2 = V_{i_1 i_2 \dots i_1} \cdot m_{i_1}^{(p)} m_{i_2}^{(p)} \dots m_{i_k}^{(p)} \quad (3.4)$$

$$p = 1, 2, \dots, N;$$

gdzie  $\left(\frac{v}{v_0}\right)_p$  jest prędkością względną w kierunku wektora  $\mathbf{m}^{(p)}$ .

W celu wyeliminowania lokalnych różnic prędkości można zwiększyć liczbę równań, wykonując po kilka pomiarów prędkości w tym samym kierunku, jednak liczba niezależnych kierunków nie może być mniejsza niż liczba niezależnych składowych wyznaczanego tensora.

W przypadku tensora zerowego rzędu rozwiązaniem układu równań (3.4) będzie średni kwadrat prędkości względnej:

$$\hat{V}^{(0)} = \frac{1}{N} \sum_{p=1}^N \left( \frac{v}{v_0} \right)_p^2 \quad (3.5)$$

Składowe tensorów wyższych rzędów można wyznaczyć numerycznie jednym z algorytmów opartych na metodzie najmniejszych kwadratów. Wyznaczając składowe tensora drugiego rzędu, można skorzystać z algorytmu Kanataniego (1984):

$$V_{ij} = \frac{4}{N} \sum_{p=1}^N \left( \frac{v}{v_0} \right)_p^2 \cdot m_i^{(p)} \cdot m_j^{(p)} - \delta_{ij} \frac{1}{N} \sum_{p=1}^N \left( \frac{v}{v_0} \right)_p^2. \quad (3.6)$$

### 3.3. Współczynnik anizotropii prędkości

Tensor prędkości drugiego rzędu wyznacza rozkład prędkości, którego geometrycznym obrazem w przestrzeni trójwymiarowej jest powierzchnia elipsoidy. Dokonując obrotu układu współrzędnych tak, by osie główne elipsoidy stanowiły osie nowego układu współrzędnych, sprowadzamy tensor prędkości do postaci diagonalnej:

$$V_{ij} = \vartheta_i \delta_{ij}, \quad (3.7)$$

gdzie:

$\vartheta_i$  — wartości własne tensora  $\hat{V}$ ;

$\vartheta_1 \geq \vartheta_2 \geq \vartheta_3$ .

Diagonalny tensor prędkości możemy rozłożyć na część izotropową oraz anizotropową:

$$V_{ij} = V_{ij}^{(I)} + V_{ij}^{(A)}, \quad (3.8)$$

przyjmując jako składowe tensora izotropowego:

$$V_{ij}^{(I)} = \frac{\vartheta_1 + \vartheta_2 + \vartheta_3}{3} \delta_{ij}, \quad (3.9)$$

a jako składowe tensora anizotropowego:

$$V_{ij}^{(A)} = \left( \vartheta_i - \frac{\vartheta_1 + \vartheta_2 + \vartheta_3}{3} \right) \delta_{ij}. \quad (3.10)$$

Tensor izotropowy jest inwariantem tensora spękań, a tensor anizotropowy — jego dewiatorem. Miarą anizotropii ośrodka może być średnie odchylenie kwadratowe powierzchni kuli, wyznaczonej tensorem izotropowym od powierzchni elipsoidy. Rozpatrując odległości obu powierzchni wzdłuż osi układu związanego z kierunkami własnymi tensora, można łatwo wykazać, że ich średnie odchylenie kwadratowe jest równe:

$$\Delta = \left[ \frac{1}{3} \frac{(\vartheta_1 - \vartheta_2)^2 + (\vartheta_1 - \vartheta_3)^2 + (\vartheta_2 - \vartheta_3)^2}{3} \right]^{1/2}. \quad (3.11)$$

Jako współczynnik anizotropii ośrodka trójwymiarowego można przyjąć stosunek średniego odchylenia kwadratowego  $\Delta$  do promienia powierzchni kulistej  $A_v = (\vartheta_1 + \vartheta_2 + \vartheta_3)/3$ :

$$K_v = \frac{[(\vartheta_1 - \vartheta_2)^2 + (\vartheta_1 - \vartheta_3)^2 + (\vartheta_2 - \vartheta_3)^2]^{1/2}}{\vartheta_1 + \vartheta_2 + \vartheta_3}. \quad (3.12)$$

Współczynnik anizotropii  $K_v$ , łącznie ze średnią z wartości własnych  $A_v$ , pozwalają w pełni ocenić anizotropię prędkości w badanym masywie skalnym oraz umożliwiają porównywanie stopnia anizotropii różnych masywów.

Inny współczynnik anizotropii prędkości, zdefiniowany następująco:

$$K'_v = \frac{\vartheta_{\max} - \vartheta_{\min}}{\vartheta_{\max}}, \quad (3.13)$$

często stosowany dla rozkładów doświadczalnych, określa maksymalne względne odchylenie prędkości od prędkości maksymalnej. W przypadku rozkładów dwuwymiarowych (azymutalnych) dobrze charakteryzuje on anizotropię prędkości, ale jego wartości są większe od wartości współczynnika  $K_v$  ze wzoru (3.12). Dla trójwymiarowych rozkładów prędkości współczynnik  $K'_v$  nie odzwierciedla złożoności anizotropii i na każdej płaszczyźnie wyznaczonej w przestrzeni trójwymiarowej może przyjmować inną wartość, natomiast  $K_v$  charakteryzuje anizotropię sejsmiczną w całej przestrzeni.

## 4. Tensor spękań

### 4.1. Parametr gęstości spękań i metody jego estymacji

Przy rozpatrywaniu szczelinowatości masywów skalnych istotnym zagadnieniem jest określenie stopnia spękania masywu. Spośród różnych parametrów szczelinowatości, których definicje można znaleźć w literaturze (np. Krokowski, 1976), w zagadnieniach związanych z wyznaczaniem modułów sprężystości ośrodków spękanych najbardziej użyteczny jest parametr gęstości spękań  $\varepsilon$ . Może być on zdefiniowany jako procentowy udział objętości spękań w objętości danego masywu:

$$\varepsilon = \frac{\sum_{i=1}^{M(V)} V_c^{(i)}}{V}, \quad (4.1)$$

gdzie:

$V$  — objętość masywu,

$V_c^{(i)}$  — objętość  $i$ -tego pęknięcia,

$M(V)$  — liczba spękań w objętości  $V$ .

Jak widać,  $\varepsilon$  jest tożsamy ze współczynnikiem porowatości szczelinowej masywu. Mimo prostej definicji, bezpośrednie określenie tego parametru w pomiarach terenowych nie jest technicznie możliwe. Dla oszacowania  $\varepsilon$  z pomiaru innych parametrów spękań niezbędne jest przyjęcie założenia o ich kształcie i rozmiarach. Ogólnie przyjmuje się, że spęknięcia mają kształt mocno spłaszczonej elipsoidy, której osie spełniają zależność  $a > b \gg c$ . Dalej idącym założeniem jest przyjęcie dla spęknięcia kształtu monety (*penny-shape*):  $a = b \gg c$ , gdzie  $a$  określa się jako średnicę płaszczyzny spęknięcia, natomiast  $c$  jako jego rozwarcie. Objętość takiego spęknięcia jest równa:

$$V_c = \frac{1}{4} \pi a^2 c. \quad (4.2)$$

Drugim ważnym założeniem jest współzależność pomiędzy powierzchnią płaszczyzny spękania a jego rozwarciem. Często przyjmuje się, że rozwarcie spękania w kształcie monety jest wprost proporcjonalne do średnicy. Wartość stosunku  $c/a$ , nazywana ilorazem rozwarcia spękania (*crack aspect ratio*), dla każdego spękania jest wówczas stała:

$$\alpha = \frac{c}{a} = \text{const.} \quad (4.3)$$

Gdy spełniony jest warunek (4.3), objętość spękania można zapisać jako:

$$V_c = \frac{1}{4} \pi \alpha a^3 \quad (4.4a)$$

lub

$$V_c = \frac{1}{4} \frac{\pi c^3}{\alpha^2}. \quad (4.4b)$$

Jeśli w danym masywie o objętości  $V$  występuje  $M(V)$  spękań, to, wprowadzając parametr gęstości objętościowej spękań  $N$  równy:

$$N = \frac{M(V)}{V}, \quad (4.5)$$

procentową objętość spękań w jednostce objętości skały można oszacować jako:

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{\sum_{i=1}^{M(V)} V_c^{(i)}}{V} = N \langle V_c \rangle, \quad (4.6)$$

gdzie:

$\langle V_c \rangle$  — wartość oczekiwana objętości spękania.

Przyjmując, że spękania są kształtu monety ze stałym ilorazem rozwarcia  $\alpha$ , parametr gęstości spękań będzie równy:

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{1}{4} \pi N \alpha \langle a^3 \rangle \quad (4.7a)$$

lub

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{1}{4} \frac{\pi N}{\alpha^2} \langle c^3 \rangle, \quad (4.7b)$$

gdzie:

$\langle a^3 \rangle$  lub  $\langle c^3 \rangle$  — wartości oczekiwane  $a^3$  lub  $c^3$ .



Aby wyznaczyć  $\varepsilon$ , musimy znać rozkład statystyczny średnic spękań w masywie lub rozwarcia ich szczelin. Statystyka rozmiarów spękań  $f(a)$  określa prawdopodobieństwo, że rozmiar spękania będzie się zawierał w przedziale  $\langle a, a + da \rangle$ :

$$P(a \leq x \leq a + da) = f(a)da; \quad a \geq 0. \quad (4.8)$$

Musi ona spełniać warunek normalizacyjny:

$$\int_0^{\infty} f(a)da = 1. \quad (4.9)$$

Dla tak określonego rozkładu statystycznego możemy wyznaczyć wartość oczekiwaną sześciannu średnicy spękania:

$$\langle a^3 \rangle = \int_0^{\infty} a^3 f(a)da. \quad (4.10)$$

Podobnie dla rozkładu rozwarć spękań:

$$\langle c^3 \rangle = \int_0^{\infty} c^3 g(c)dc; \quad (4.11)$$

$g(c)$  jest zdefiniowane analogicznie do  $f(a)$ .

Rozkład (4.8) możemy estymować na podstawie pomierzonych w danej objętości masywu długości spękań lub ich rozwarcia i wykorzystać do estymacji parametru gęstości spękań  $\varepsilon$ :

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{\sum_{i=1}^{M(V)} V_c^{(i)}}{V} = \frac{\pi \alpha}{4V} \sum_{i=1}^{M(V)} a_i^3 \quad (4.12a)$$

lub

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{\pi}{4V\alpha^2} \sum_{i=1}^{M(V)} c_i^3. \quad (4.12b)$$

Ze względu na trzecią potęgę rozmiaru spękania występującą we wzorach (4.12) dokładność oszacowania  $\varepsilon$  zależy przede wszystkim od uwzględnienia obecności dużych spękań. W porównaniu z nimi wpływ małych spękań na oszacowanie  $\varepsilon$  jest zaniedbywalny.

W praktyce pomiar długości wszystkich spękań lub ich rozwarć w objętości masywu jest prawie niemożliwy. Oszacowany w ten sposób parametr  $\varepsilon$  obarczony byłby więc dużym błędem. Znacznie łatwiejszym sposobem jest estymacja parametru gęstości spękań na podstawie pomiarów długości śladów spękań na płaszczyźnie pomiarowej przecinającej płaszczyznę spękań (Budiansky, O'Connell, 1974). Z pomiarów tych wyznaczamy powierzchniową gęstość

śladów spękań  $M$ , tzn. liczbę liniowych segmentów na jednostkę powierzchni, oraz rozkład statystyczny  $m(l)$  długości śladów spękań i ich wartość oczekiwaną  $\langle l \rangle$ . W przypadku spękań o jednakowych rozmiarach parametr gęstości spękań wyznaczamy ze wzoru:

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{8\alpha}{\pi^3} M \langle l \rangle^2. \quad (4.13)$$

Dla spękań kolistych o różnych rozmiarach, lecz stałym ilorazie rozwarcia spękań estymatorem  $\varepsilon$  jest:

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{3\alpha}{4\pi} M \langle l^2 \rangle, \quad (4.14)$$

gdzie  $\langle l^2 \rangle$  jest wartością oczekiwaną kwadratu długości śladów spękań, natomiast w przypadku spękań eliptycznych ( $b < a$ ) estymator jest równy:

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{\pi^2}{4E(k)K(k)} \frac{3\alpha}{4\pi} M \langle l \rangle^2, \quad (4.15)$$

gdzie:

$$k = \left(1 - \frac{b^2}{a^2}\right)^{\frac{1}{2}},$$

$E(k)$  i  $K(k)$  — eliptyczne całki zupełne.

Dla  $\frac{b}{a} > 0,4$  czynnik  $\frac{\pi^2}{4} E(k) K(k)$  jest bliski jedności, natomiast dla  $\frac{b}{a} < 0,1$  — maleje szybko do zera. Z tego względu estymator (4.15) musi być stosowany tylko dla bardzo wydłużonych spękań i w większości przypadków możemy posłużyć się estymatorem (4.14).

## 4.2. Definicja tensora spękań

Parametr gęstości spękań w wystarczającym stopniu charakteryzuje szczelinowatość masywu w przypadku spękań zorientowanych losowo. Jeśli w masynie istnieją pewne uprzywilejowane kierunki spękań, to do opisu szczelinowatości trzeba wykorzystać tensor spękań, który jest rozszerzeniem pojęcia parametru gęstości spękań, uwzględniającym kierunkowe właściwości spękań (Oda i inni, 1984). Definicja zaprezentowana w tej pracy, różniąca się od definicji Ody, zapewnia tożsamość tensora spękań rzędu zerowego z parametrem gęstości spękań, nadając mu ten sam sens fizyczny — porowatości szczelinowej.

Orientację pojedynczego spękania określa jednostkowy wektor  $\mathbf{n}$ , prostopadły do płaszczyzny utworzonej przez osie  $a$  i  $b$ .  $K$ -krotny iloczyn tensorowy wektora  $\mathbf{n}$  przez siebie tworzy tensor  $k$ -tego rzędu:

$$\hat{A}^{(k)}(\mathbf{n}) = \underbrace{\mathbf{n} \otimes \mathbf{n} \otimes \dots \otimes \mathbf{n}}_k, \quad (4.16)$$

Tensor spękań  $k$ -tego rzędu definiujemy jako:

$$\hat{F}^{(k)} = \langle \varepsilon \hat{A}^{(k)} \rangle, \quad (4.17)$$

gdzie:

$\varepsilon$  — estymator parametru gęstości spękań.

Aby wyznaczyć tensor spękań, musimy znać postać rozkładu statystycznego rozmiarów i orientacji spękań  $E(a, \mathbf{n})$ . Dla kolistych spękań o średnicy  $a$  i stałym ilorazie rozwarcia  $\alpha$  tensor spękań jest równy:

$$\hat{F}^{(k)} = \frac{\pi N \alpha}{4} \int_0^\infty \int_\Omega a^3 \hat{A}^{(k)}(\mathbf{n}) E(a, \mathbf{n}) da d\Omega, \quad (4.18)$$

gdzie całkowanie prowadzi się po pełnym kącie bryłowym  $\Omega$ . Funkcja  $E(a, \mathbf{n})$  spełnia warunek normalizacyjny:

$$\int_0^\infty \int_\Omega E(a, \mathbf{n}) da d\Omega = 1. \quad (4.19)$$

Gdy rozmiary spękań i ich orientacje nie są skorelowane,  $E(a, \mathbf{n})$  możemy przedstawić w postaci iloczynu:

$$E(a, \mathbf{n}) = f(a) g(\mathbf{n}), \quad (4.20)$$

gdzie:

$g(\mathbf{n})$  — rozkład orientacji spękań.

Tensor spękań będzie wówczas równy:

$$\hat{F}^{(k)} = \langle \varepsilon \rangle \int_\Omega g(\mathbf{n}) \hat{A}^{(k)}(\mathbf{n}) d\Omega. \quad (4.21)$$

Ponieważ orientacja spękania wyznaczana jest tylko przez kierunek normalnej do jego płaszczyzny, a zwrot wektora nie jest jednoznacznie określony, tensor  $\hat{A}^{(k)}(\mathbf{n})$  musi być niezmienniczy ze względu na zwrot  $\mathbf{n}$ , tzn.  $\hat{A}^{(k)}(\mathbf{n}) = \hat{A}^{(k)}(-\mathbf{n})$ . Oznacza to, że tensor  $\hat{A}^{(k)}(\mathbf{n})$ , a co za tym idzie, także tensor spękań  $\hat{F}^{(k)}$  są niezerowe tylko dla  $k$  parzystego. Dla tensora spękań musi być ponadto spełniony warunek:

$$E(a, \mathbf{n}) = E(a, -\mathbf{n}). \quad (4.22)$$

Oba te warunki łącznie sprowadzają się do żądania, by tensor spękań był tensorem symetrycznym rzędu parzystego. Zgodnie z definicją (4.18), tensor  $\hat{F}$

zerowego rzędu jest skalarem równym parametrowi gęstości spękań  $\varepsilon$ , tzn. charakteryzuje porowatość szczelinową masywu.

W realnym masywie skalnym elementy tensora spękań możemy estymować na podstawie wyników pomiaru rozmiarów i orientacji wszystkich spękań w danej objętości masywu:

$$\hat{F}^{(k)} = \frac{\pi\alpha}{4V} \sum_{i=1}^{M(V)} a_i^3 (\mathbf{n}_i \otimes \mathbf{n}_i \otimes \dots \otimes \mathbf{n}_i). \quad (4.23)$$

Dokładność tych estymatorów, podobnie jak w przypadku parametru gęstości spękań, zależy przede wszystkim od uwzględnienia dużych spękań. Czynniki  $\pi\alpha a_i^3/4V$  stanowią wagę statystyczną udziału  $i$ -tego spękania w rozkładzie orientacji spękań. Zgodnie ze wzorem (4.23), składowe tensora rzędu  $k$  są równe:

$$F_{l_1 \dots l_k} = \frac{\pi\alpha}{4V} \sum_{i=1}^{M(V)} a_i^3 m_{l_1}^{(i)} \dots m_{l_k}^{(i)}, \quad (4.24)$$

gdzie:

$m_{l_j}^{(i)}$  — składowa  $l_j$  wektora orientacji  $i$ -tego spękania.

$l_j$  przyjmuje wartości 1, 2, 3.

Gdy orientacje spękań nie zależą od ich rozmiarów, wzór (4.24) upraszcza się do zależności:

$$F_{l_1 \dots l_k} = \frac{\pi\alpha}{4V} \langle a^3 \rangle \sum_{i=1}^{M(V)} m_{l_1}^{(i)} \dots m_{l_k}^{(i)}, \quad (4.25)$$

gdzie:

$\langle a^3 \rangle$  — wartość oczekiwana sześciangu średnicy spękań.

## 5. Anizotropia ośrodka transwersalnie izotropowego

### 5.1. Charakterystyka ośrodka transwersalnie izotropowego

Rozważania przeprowadzone w przestrzeni trójwymiarowej mogą być wykorzystane do zagadnień dwuwymiarowych. Przykładem ośrodka, w którym anizotropia jakiejś właściwości fizycznej może być rozpatrywana dwuwymiarowo, jest ośrodek transwersalnie izotropowy, tzn. izotropowy wzdłuż pewnej osi i anizotropowy w każdej płaszczyźnie prostopadłej do niej. Wybierając układ współrzędnych tak, by oś  $X_3$  była zgodna z osią izotropii, a osie  $X_1$  i  $X_2$  leżały w płaszczyźnie do niej prostopadłej, możemy rozpatrywać tylko zmiany parametrów ośrodka w płaszczyźnie  $X_1 X_2$ . Cosinusy kierunkowe dowolnego wektora jednostkowego leżącego w płaszczyźnie anizotropii będą wówczas równe:

$$m_1 = \cos \phi \quad m_2 = \sin \phi, \quad (5.1)$$

gdzie:

$\phi$  — kąt pomiędzy wektorem  $\mathbf{m}$  a dodatnim kierunkiem osi  $X_1$ , mierzony zgodnie z ruchem wskazówek zegara.

Masyw spękany można traktować jako transwersalnie izotropowy, jeśli płaszczyzny wszystkich spęków są równoległe do pewnej wyróżnionej osi określającej kierunek izotropowości masywu. Rozkłady statystyczne orientacji spęków i długości ich śladów będą w ośrodku transwersalnie izotropowym takie same w każdej płaszczyźnie prostopadłej do osi izotropii.

## 5.2. Dwuwymiarowy tensor prędkości

W ośrodku transwersalnie izotropowym rozkład prędkości charakteryzowany tensorem drugiego rzędu będzie miał postać:

$$\left(\frac{v}{v_0}\right)_\phi^2 = V_{11} \cos^2 \phi + 2V_{12} \cos \phi \sin \phi + V_{22} \sin^2 \phi. \quad (5.2)$$

Wartości własne tensora, wyznaczone z równania charakterystycznego  $\text{Det}(\hat{\mathbf{V}} - \mathfrak{g}\hat{\mathbf{I}}) = 0$ , są równe:

$$\begin{aligned} \mathfrak{g}_1 &= a + \frac{\sqrt{\Delta}}{2}, \\ \mathfrak{g}_2 &= a - \frac{\sqrt{\Delta}}{2}, \end{aligned} \quad (5.3)$$

gdzie:

$$a = \frac{V_{11} + V_{22}}{2},$$

$$\Delta = (V_{11} + V_{22})^2 - 4(V_{11}V_{22} - V_{12}^2),$$

$\mathfrak{g}_1$  jest równe maksymalnej wartości  $(v/v_0)^2$ , natomiast  $\mathfrak{g}_2$  — wartości minimalnej.

Kierunki własne tensora, odpowiadające wartościom własnym  $\mathfrak{g}_1$  i  $\mathfrak{g}_2$  określają wektory własne:

$$\mu_i = [V_{12}/D_i; (V_{11} - \mathfrak{g}_i)/D_i], \quad (5.4)$$

gdzie:

$$D_i = \sqrt{(V_{11} - \mathfrak{g}_i)^2 + V_{12}^2};$$

$$i = 1, 2.$$

W ośrodku izotropowym rozkład prędkości jest niezmienniczy ze względu na obrót układu współrzędnych, składowe tensora prędkości muszą zatem spełniać równanie:

$$\left(\frac{v}{v_0}\right)_\phi^2 = V_{11} \cos^2 \phi + 2V_{12} \cos \phi \sin \phi + V_{22} \sin^2 \phi = \text{const.} \quad (5.5)$$

dla dowolnego wektora  $\mathbf{m}$ . Zachodzi wówczas zależność:

$$V_{11} = V_{22}; \quad V_{12} = V_{21} = 0. \quad (5.6)$$

W ośrodku anizotropowym tensor prędkości przez obrót układu współrzędnych możemy sprowadzić do postaci diagonalnej, a następnie rozłożyć na część

izotropową i anizotropową. W postaci macierzowej rozkład ten można przedstawić następująco:

$$\begin{bmatrix} \vartheta_1 & 0 \\ 0 & \vartheta_2 \end{bmatrix} = \frac{\vartheta_1 + \vartheta_2}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} + \frac{\vartheta_1 - \vartheta_2}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \quad (5.7)$$

Część izotropową charakteryzuje parametr  $A = (\vartheta_1 + \vartheta_2)/2$ , natomiast odchylenie od izotropii parametr  $B = (\vartheta_1 - \vartheta_2)/2$ . Jako miarę anizotropii sejsmicznej można zdefiniować współczynnik:

$$K_v = \frac{|B|}{|A|} = \left| \frac{\vartheta_1 - \vartheta_2}{\vartheta_1 + \vartheta_2} \right|. \quad (5.8)$$

Określa on średnie odchylenie kwadratu prędkości od wartości średniej. Daje więc możliwość oceny zróżnicowania właściwości sprężystych masywu skalnego oraz pozwala porównać anizotropię różnych masywów skalnych.

Tensor prędkości czwartego rzędu w ośrodku transwersalnie izotropowym będzie miał szesnaście składowych, z których tylko pięć będzie niezależnych. Rozkład prędkości związany z tym tensorem będzie opisywać równanie:

$$\begin{aligned} \left( \frac{v}{v_0} \right)_{\phi}^2 &= V_{1111} \cos^4 \phi + 4V_{1112} \cos^3 \phi \sin \phi + \\ &+ 6V_{1122} \cos^2 \phi \sin^2 \phi + 4V_{1222} \cos \phi \sin^3 \phi + V_{2222} \sin^4 \phi, \end{aligned} \quad (5.9)$$

przedstawiające na płaszczyźnie krzywą czwartego stopnia.

Składowe tensora czwartego rzędu można przedstawić w postaci macierzowej jako macierz podzieloną, złożoną z czterech podmacierzy  $A_{ij}$ :

$$\hat{V}^{(4)} = \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{bmatrix}, \quad (5.10)$$

gdzie podmacierz  $A_{ij} = \begin{bmatrix} V_{ij11} & V_{ij12} \\ V_{ij21} & V_{ij22} \end{bmatrix}$  jest symetryczna.

W ośrodku izotropowym równanie 5.9 przyjmuje postać:

$$\begin{aligned} \left( \frac{v}{v_0} \right)_{\phi}^2 &= V_{1111} \cos^4 \phi + 4V_{1112} \cos^3 \phi \sin \phi + 6V_{1122} \cos^2 \phi \sin^2 \phi + \\ &+ 4V_{1222} \cos \phi \sin^3 \phi + V_{2222} \sin^4 \phi = \text{const.} \end{aligned} \quad (5.11)$$

Aby równanie to było spełnione dla każdego  $\phi$ , składowe tensora muszą spełniać warunki:

$$\begin{aligned} V_{1111} &= V_{2222} = 3V_{1122} \\ V_{1112} &= V_{1222} = 0. \end{aligned} \quad (5.12)$$

### 5.3. Wybór rzędu tensora

Estymacja składowych tensora prędkości z azymutalnych rozkładów prędkości uzyskanych doświadczalnie wymaga określenia rzędu tensora. Decyzja o wyborze rzędu tensora zależy przede wszystkim od symetrii ośrodka sugerowanej przez wyniki pomiarów terenowych. Dla określenia wpływu symetrii na postać tensora w ośrodku transwersalnie izotropowym wyznaczono składowe tensorów prędkości różnych rzędów dla hipotetycznych rozkładów prędkości o określonej symetrii. Rozpatrzono trzy przypadki: dwukrotną, czterokrotną i sześciokrotną oś symetrii. Wyniki testów ilustrują rys. 5.1—5.3.

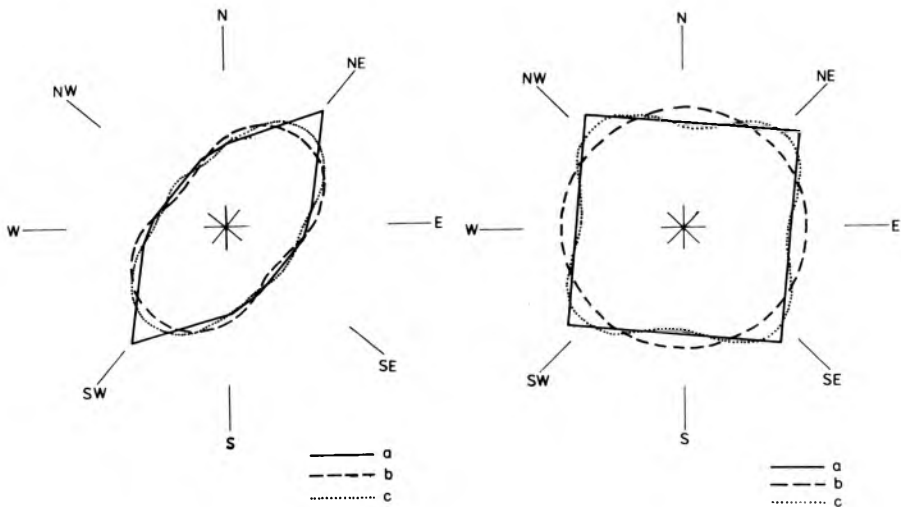
W przypadku symetrii dwukrotnej (rys. 5.1) kierunki maksymalnej i minimalnej prędkości dla tensora rzędu drugiego pokrywają się z kierunkami zadanego rozkładu. Rozkład wyznaczony z tensora rzędu czwartego niewiele odbiega od rozkładu opisanego tensorem drugiego rzędu, jednak zgodność z zadanymi wartościami prędkości jest w tym przypadku trochę większa.

Przy czterokrotnej osi symetrii (rys. 5.2) tensor rzędu drugiego wykazuje cechy tensora izotropowego, któremu odpowiada stała wartość prędkości. Dopiero tensor czwartego rzędu pozwala na dobre przybliżenie założonego rozkładu prędkości.

W ośrodku o symetrii sześciokrotnej (rys. 5.3) oba tensory, zarówno drugiego, jak i czwartego rzędu, okazują się tensorami izotropowymi, a wyliczone z nich rozkłady prędkości pokrywają się. Można więc sądzić, że założony rozkład prędkości będzie odwzorowany dopiero przez tensor szóstego rzędu.

Wyniki testów pokazują, że rząd wyznaczanego tensora prędkości powinien być zgodny z rzędem symetrii rozkładów doświadczalnych. Wybór rzędu tensora zależy też od liczby kierunków, w których mierzone były prędkości fali. Dla wyznaczenia tensora odpowiedniego rzędu musimy mieć co najmniej tyle różnych kierunków, ile ma on niezależnych składowych. Jednak wyznaczony z takiego układu równań tensor obciążony jest znacznym błędem, związanym z niepewnością pomiarową oraz niejednorodnością rzeczywistego ośrodka. Dlatego zwykle liczba pomiarów znacznie przekracza liczbę niezależnych składowych tensora. W praktyce pomiary prędkości powinno się prowadzić z krokiem azymutu  $10^\circ$  lub mniejszym, jednak już niewielka liczba pomiarów pozwala na wyznaczenie tensora drugiego rzędu i ocenę stopnia anizotropii ośrodka.



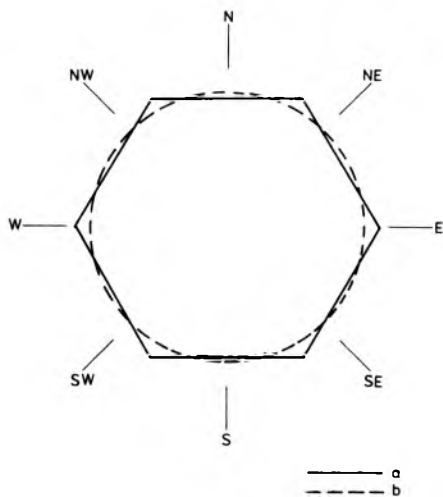


Rys. 5.1. Modelowy rozkład prędkości z dwukrotną osią symetrii:

a — rozkład zadany; b — obliczony z tensora drugiego rzędu; c — obliczony z tensora czwartego rzędu

Rys. 5.2. Modelowy rozkład prędkości z czterokrotną osią symetrii:

a — rozkład zadany; b — obliczony z tensora drugiego rzędu; c — obliczony z tensora czwartego rzędu



Rys. 5.3. Modelowy rozkład prędkości z sześciokrotną osią symetrii:

a — rozkład zadany; b — obliczony z tensora drugiego i czwartego rzędu

## 5.4. Porównanie metody tensorowej z metodą rozwijania funkcji w szereg trygonometryczny

W pracach Bamforda i innych (1978) i Crampina (1980) doświadczalne azymutalne rozkłady prędkości w ośrodku transwersalnie izotropowym aproksymowano szeregiem trygonometrycznym:

$$\left(\frac{v}{v_0}\right)_{\phi}^2 = \left(\frac{v}{v_0}\right)_{sr}^2 + \sum_{k=1}^N (c_k \cos 2k\phi + s_k \sin 2k\phi), \quad (5.13)$$

gdzie:

$$\left(\frac{v}{v_0}\right)_{sr}^2 = \frac{1}{M} \sum_{p=1}^M \left(\frac{v}{v_0}\right)_p^2;$$

$M$  — liczba pomiarów.

Liczbę wyrazów rozwinięcia  $N$  dobierano tak, by uzyskać poziom dopasowania, powyżej którego zbieżność szeregu do rozkładu doświadczalnego była zbyt wolna. Łatwo zauważyć, że w przypadku dwuwymiarowym rozwijanie w szereg trygonometryczny równoważne jest rozwinięciu w szereg tensorowy:

$$\left(\frac{v}{v_0}\right)_{\phi}^2 = V^{(0)} + \Delta V_{ij}^{(2)} m_i m_j + \Delta V_{ijkl}^{(4)} m_i m_j m_k m_l + \dots \quad (5.14)$$

Tensor  $\hat{V}^{(0)}$  zerowego rzędu, równy średniemu kwadratowi prędkości względnej, opisuje przybliżenie izotropowe. Tensory  $\Delta V^{(k)}$ , rzędu  $k$ , charakteryzują kolejne poprawki rozkładu prędkości w ośrodku anizotropowym. W przypadku metody tensorowej rozwijanie w szereg nie jest efektywne, gdyż znacznie zwiększa liczbę składowych, które muszą być wyznaczone z pomiarów terenowych. Takie samo dopasowanie uzyskuje się, wyznaczając składowe tensora rzędu  $k$ , opisującego rozkład anizotropowy. Dla potwierdzenia równoważności obu metod rozkład prędkości fali  $P$ , zmierzony w jednym z punktów pomiarowych, aproksymowano szeregiem trygonometrycznym, ograniczonym do wyrazów z  $4\phi$ , oraz rozkładem prędkości wyznaczonym z tensora czwartego rzędu. Wyniki uzyskane za pomocą obu metod były identyczne. Od strony techniki obliczeniowej obie metody są równie proste w zastosowaniu. Wydaje się jednak, że opis tensorowy jest odpowiedniejszy w rozwiązywaniu problemów trójwymiarowych. W przestrzeni trójwymiarowej metoda rozwijania w szereg wymaga użycia funkcji kulistych, co znacznie komplikuje obliczenia.

## 5.5. Wyznaczanie parametru gęstości spękań w ośrodku transwersalnie izotropowym

W ośrodku transwersalnie izotropowym płaszczyzny spękań muszą być równoległe do osi izotropii. Z tego względu parametr gęstości spękań najprościej jest oszacować na podstawie rozkładu śladów spękań na dowolnej płaszczyźnie prostopadłej do tej osi. Rozważając metody estymowania parametru  $\varepsilon$ , przyjmijmy, że spękania mają kształt kolisty o średnicy  $a$  i stałym ilorazie rozwarcia  $\alpha$ . Jako pierwszy rozpatrzmy losowy rozkład jednakowych spękań przecinających płaszczyznę pomiarową. Na płaszczyźnie tej powstają ślady spękań, których środki leżą w odległości mniejszej niż  $a/2$ , zawarte w warstwie o grubości  $a$ . Ślady spękań mogą tworzyć z osią  $X_1$  dowolny kąt  $\phi$ . Prawdopodobieństwo  $dN$  przecięcia płaszczyzny pomiarowej przez płaszczyznę spękania, położenie którego opisują parametry zawierające się w przedziale odległości  $\langle r, r+dr \rangle$  oraz kątów  $\langle \phi, \phi+d\phi \rangle$ , charakteryzuje rozkład jednorodny:

$$dN = \frac{1}{C} dr d\phi, \quad (5.15)$$

gdzie czynnik normalizacyjny  $C$  jest równy:

$$C = \int_0^{2\pi} \int_{-a/2}^{a/2} dr d\phi = 2\pi a. \quad (5.16)$$

Dla spękań, których odległość od płaszczyzny jest nie większa od  $r_m$ , a orientacja zawiera się w przedziale  $\langle \phi_0, \phi \rangle$ , dystrybuanta tego rozkładu ma postać:

$$N = \frac{1}{2\pi a} \int_{-r_m}^{r_m} \int_{\phi_0}^{\phi} dr d\phi. \quad (5.17)$$

Mając funkcję rozkładu śladów spękań, możemy wyznaczyć średni kwadrat ich długości:

$$\langle l^2 \rangle = \frac{1}{2\pi a} \int_0^{2\pi} \int_{-a/2}^{a/2} l^2 dr d\phi. \quad (5.18)$$

Długość cięciwy okręgu o średnicy  $a$ , leżącej w odległości  $r$  od środka, spełnia zależność:  $l^2 = a^2 - 4r^2$ , która po podstawieniu do wzoru (5.18) daje:

$$\langle l^2 \rangle = \frac{1}{2\pi a} \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-a/2}^{a/2} (a^2 - 4r^2) dr = \frac{2}{3} a^2. \quad (5.19)$$

Jeśli objętościowa gęstość sękań wynosi  $N$ , to powierzchniowa gęstość śladów sękań  $M$  będzie równa  $M = N \circ a$ . Związek pomiędzy objętościowymi a powierzchniowymi parametrami opisującymi gęstość sękań jest więc następujący:

$$M \langle l^2 \rangle = \frac{2}{3} N a^3. \quad (5.20)$$

Jeżeli zamiast jednakowych sękań będziemy rozważać sękania o różnych średnicach charakteryzujących się rozkładem  $g(a)$ , to:

$$M \langle l^2 \rangle = \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} \frac{2}{3} N a^3 g(a) da = \frac{2}{3} N \langle a^3 \rangle, \quad (5.21)$$

a zatem:

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{\pi \alpha N}{4} \langle a^3 \rangle = \frac{3 \pi \alpha}{8} M \langle l^2 \rangle. \quad (5.22)$$

Wzór (5.22) pozwala na oszacowanie parametru gęstości sękań na podstawie pomierzonych długości śladów sękań oraz ich powierzchniowej gęstości.

Przejdźmy teraz do rozpatrzenia pojedynczego zespołu sękań, których płaszczyzny są wzajemnie równoległe. Dystrybuanta rozkładu śladów sękań ma postać:

$$N = \frac{1}{a} \int_{-r_m}^{r_m} dr. \quad (5.23)$$

Średni kwadrat długości śladów jest równy:

$$\langle l^2 \rangle = \frac{1}{a} \int_{-a/2}^{a/2} l^2 dr = \int_{-a/2}^{a/2} (a^2 - 4r^2) dr = \frac{2}{3} a^2, \quad (5.24)$$

a powierzchniowa gęstość sękań  $M = N \circ a$ . Widzimy więc, że, podobnie jak dla losowego rozkładu śladów  $M \langle l^2 \rangle = 2/3 \circ N \langle a^3 \rangle$ , parametr gęstości sękań wyraża wzór (5.22). W przypadku kilku zespołów sękań o różnej orientacji dla każdego z nich można wyznaczyć gęstość śladów  $M_i$  oraz średni kwadrat długości  $\langle l^2 \rangle_i$ , a następnie obliczyć sumaryczną gęstość sękań:

$$\langle \varepsilon \rangle = \sum_i \frac{3 \pi \alpha}{8} M_i \langle l^2 \rangle_i. \quad (5.25)$$

Jeśli wszystkie zespoły mają taki sam średni kwadrat długości śladów, to zamiast sumy gęstości  $M_i$  możemy podstawić całkowitą gęstość śladów; w rezultacie dochodzimy ponownie do zależności (5.22).

Wyprowadzone zależności dotyczą spękań kolistych. Rozważania odnoszące się do spękań elipsoidalnych znaleźć można w pracach O'Conella, Budiansky'ego (1974, 1976).

## 5.6. Tensor spękań w ośrodku transwersalnie izotropowym

Dwuwymiarowy tensor spękań można zdefiniować jako:

$$\hat{F}^{(k)} = \mathcal{C} M \int_0^{l_m} \int_0^{2\pi} l^2 (\mathbf{n} \otimes \dots \otimes \mathbf{n}) dl d\phi, \quad (5.26)$$

gdzie:

$M$  — powierzchniowa gęstość spękań,

$l$  — długość śladów spękań,

$\mathcal{C}$  — współczynnik geometryczny zależny od kształtu spękań.

Wykonując pomiary orientacji oraz długości śladów spękań na określonej powierzchni  $S$  ośrodka, możemy estymować składowe tensora  $k$ -tego rzędu:

$$\langle F_{h_1 \dots h_k} \rangle = \frac{\mathcal{C}}{S} \sum_{i=1}^{N(S)} l_i^2 m_{h_1}^{(i)} \dots m_{h_k}^{(i)}, \quad (5.27)$$

gdzie:

$N$  — liczba śladów spękań na powierzchni  $S$ ;

$l_i$  — długość  $i$ -tego śladu;

$m_h^{(i)}$  — cosinusy kierunkowe wektora orientacji  $i$ -tego spękania,

$h_1, \dots, h_k$  — przyjmują wartości 1 lub 2.

Przy braku korelacji pomiędzy długością śladu spękania a jego orientacją składowe tensora  $\hat{F}$  będą równe:

$$\langle F_{h_1 \dots h_k} \rangle = \frac{\mathcal{C} M \langle l^2 \rangle}{N(S)} \sum_{i=1}^{N(S)} m_{h_1}^{(i)} \dots m_{h_k}^{(i)}. \quad (5.28)$$

W praktyce dla dokładnego wyznaczenia tensora spękań potrzebna jest duża próba z populacji spękań ( $N > 150$ ).

## 5.7. Właściwości tensora spękań

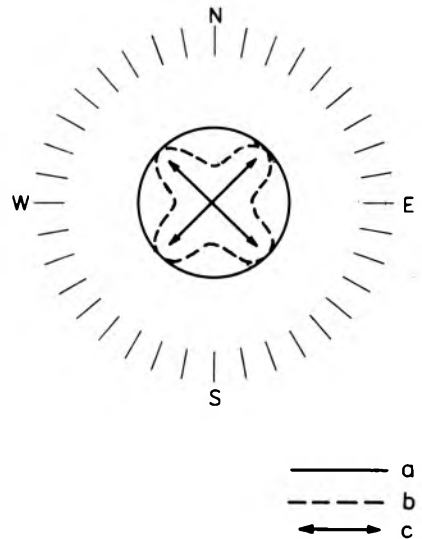
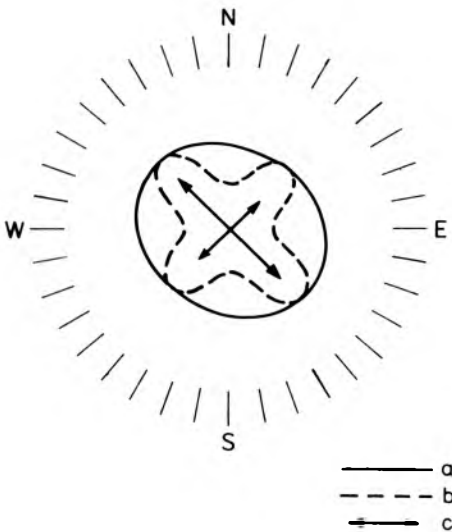
Tensor spękań, zawierając w sobie informacje zarówno o rozmiarze, gęstości spękań, jak i zróżnicowaniu ich orientacji, pozwala na syntetyczne ujęcie cech szczelinowatości masywu skalnego. Graficzną ilustracją cech

tensora może być funkcja rozkładu spękań, określona dla dowolnego wektora kierunkowego  $\mathbf{m}$  następująco:

$$\varepsilon(\mathbf{m}) = F_{l_1 l_2 \dots l_k}^{(k)} \cdot m_{l_1} m_{l_2} \dots m_{l_k}, \quad (5.29)$$

która na płaszczyźnie wyznacza pewną krzywą odwzorowującą rozkład spękań.

W celu określenia wpływu poszczególnych parametrów spękań na kształt tensora spękań przeprowadzono obliczenia tensora, a następnie funkcji rozkładu spękań dla modeli ośrodka transversalnie izotropowego z różnymi systemami spękań. Pierwszy z tych modeli stanowił ośrodek z dwoma, wzajemnie prostopadłymi, równolicznymi zespołami spękań jednakowej długości. Stwierdzono, że tensor drugiego rzędu wyznacza funkcję rozkładu charakterystyczną dla ośrodka izotropowego (rys. 5.4). Tensor czwartego rzędu odwzorowuje zarówno kierunki obu zespołów, jak i równość długości tworzących je spękań. Po zmodyfikowaniu modelu w ten sposób, że rozmiary spękań jednego zespołu są mniejsze od rozmiarów spękań drugiego tensor drugiego rzędu wykazuje pewną anizotropię ośrodka, tensor czwartego rzędu pozwala na określenie kierunków obu zespołów i zawiera informację o zróżnicowaniu ich długości (rys. 5.5).



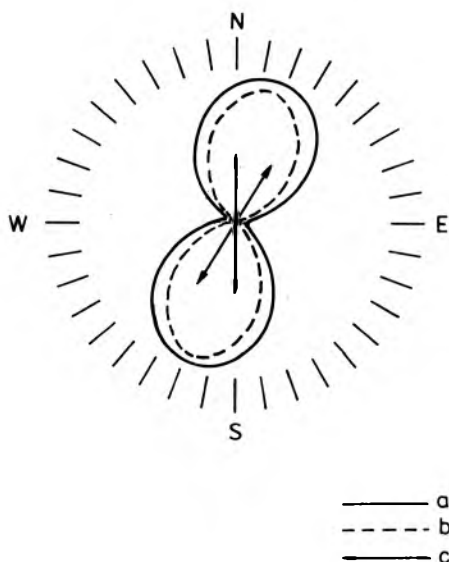
Rys. 5.4. Geometryczny obraz tensora spękań dla modelu dwóch wzajemnie prostopadłych zespołów jednakowych spękań:

a — tensor drugiego rzędu; b — tensor czwartego rzędu; c — kierunki spękań (długości strzałek proporcjonalne do długości spękań)

Rys. 5.5. Geometryczny obraz tensora spękań dla modelu dwóch wzajemnie prostopadłych zespołów niejednakowych spękań:

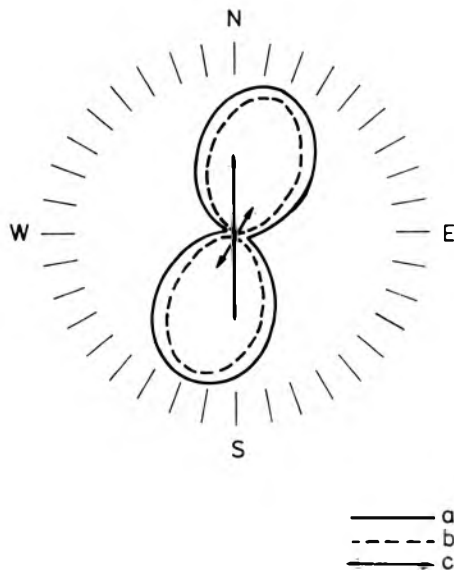
a — tensor drugiego rzędu; b — tensor czwartego rzędu; c — kierunki spękań (długości strzałek proporcjonalne do średniej długości spękań)

Drugi model stanowił ośrodek z dwoma zespołami spękań przecinających się pod kątem  $30^\circ$ . W przypadku tego modelu już tensor drugiego rzędu wskazuje na silną anizotropię rozkładu spękań (rys. 5.6). Po zróżnicowaniu długości spękań obu zespołów otrzymano bardzo zbliżoną postać tensora i funkcję rozkładu gęstości spękań (rys. 5.7). Oznacza to, że na wartości tensora spękań znacznie większy wpływ wywiera orientacja spękań niż ich rozmiary. Dla zespołów przecinających się pod niewielkim kątem funkcja rozkładu wykazuje symetrię względem dwóch charakterystycznych osi. Jedna wskazuje kierunek wypadkowy obu zespołów, a druga jest do nich prostopadła.



Rys. 5.6. Geometryczny obraz tensora spękań dla modelu dwóch zespołów jednakowych spękań o zbliżonej orientacji:

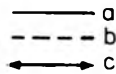
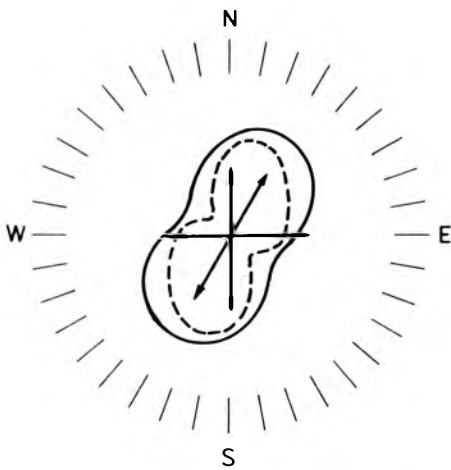
a — tensor drugiego rzędu; b — tensor czwartego rzędu;  
c — kierunki spękań (długości strzałek proporcjonalne do długości spękań)



Rys. 5.7. Geometryczny obraz tensora spękań dla modelu dwóch zespołów niejednakowych spękań o zbliżonej orientacji:

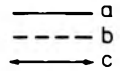
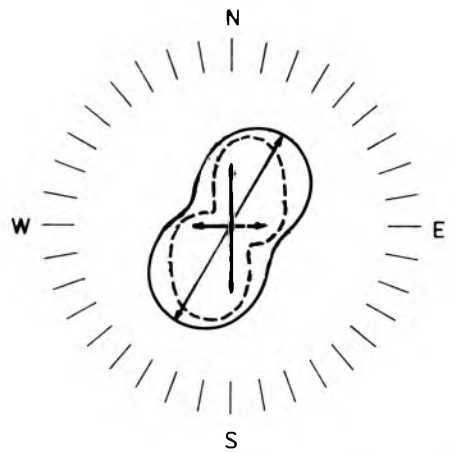
a — tensor drugiego rzędu; b — tensor czwartego rzędu;  
c — kierunki spękań (długości strzałek proporcjonalne do średniej długości spękań)

Również w przypadku modelu z trzema zespołami spękań, z których dwa są wzajemnie prostopadłe, a trzeci tworzy z pozostałymi kąty  $30^\circ$  i  $60^\circ$ , długości spękań nie mają znaczącego wpływu na postać tensora (rys. 5.8 i 5.9). Tensor drugiego rzędu określa rozkład anizotropowy, symetryczny względem kierunku diagonalnego zespołów. Tensor czwartego rzędu reprezentuje rozkład bardziej zbliżony do rzeczywistej orientacji spękań, nie wyróżniający jednak poszczególnych zespołów. Dla modelu trzech systemów spękań wyliczono również elementy tensora szóstego rzędu. Funkcja rozkładu określona przez



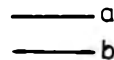
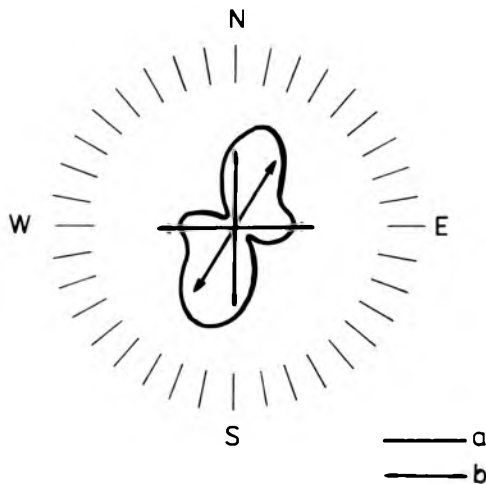
Rys. 5.8. Geometryczny obraz tensora spękań dla modelu trzech zespołów jednakowych spękań:

a — tensor drugiego rzędu; b — tensor czwartego rzędu;  
c — kierunki spękań (długości strzałek proporcjonalne do długości spękań)



Rys. 5.9. Geometryczny obraz tensora spękań dla modelu trzech zespołów niejednakowych spękań:

a — tensor drugiego rzędu; b — tensor czwartego rzędu;  
c — kierunki spękań (długości strzałek proporcjonalne do średniej długości spękań)



Rys. 5.10. Geometryczny obraz tensora spękań szóstego rzędu dla modelu trzech zespołów jednakowych spękań:

a — funkcja rozkładu spękań; b — kierunki spękań (długości strzałek proporcjonalne do długości spękań)



ten tensor ma dwa maksima: jedno w kierunku wypadkowym systemów przecinających się pod małym kątem, a drugie w kierunku trzeciego systemu (rys. 5.10).

Ostatnim testowanym modelem był model ośrodka z losową orientacją spękań równej długości i jego modyfikacja z losowo rozłożonymi długościami spękań. W obu przypadkach zarówno tensory drugiego, jak i czwartego rzędu mają charakter izotropowy.

Przedstawione przykłady modelowe mogą być wykorzystane do analizy tensorów spękań rzeczywistych masywów skalnych, wyliczonych na podstawie pomiarów terenowych.

## 5.8. Anizotropia właściwości sprężystych ośrodka transwersalnie izotropowego

Obecność spękań w ośrodku skalnym wpływa znacząco na właściwości sprężyste masywu. Koncentracja spękań powoduje zmniejszenie modułów sprężystości w porównaniu z masywem niespękanym, a ich orientacja wywołuje anizotropię znacznie większą niż anizotropia powodowana czynnikami petrograficznymi. Tensorowy opis rozkładu spękań zastosował Oda (1986) do wyznaczenia składowych tensora sprężystości ośrodka spękanego. Przy założeniu, że masyw pierwotny jest jednorodny i izotropowy, wyprowadził równanie konstytutywne dla masywu, w którym rozkład spękań charakteryzuje tensor spękań  $\hat{F}$  (Oda, 1985). Równanie to ma postać:

$$e_{ij} = \left[ \frac{1+\nu}{E} \delta_{ik} \delta_{il} - \frac{\nu}{E} \delta_{ij} \delta_{kl} + \frac{1}{D} \left( \delta_{il} F_{jk} + \delta_{jl} F_{ik} + \delta_{jk} F_{il} + \delta_{ik} F_{jl} \right) \right] \sigma_{kl}, \quad (5.30)$$

gdzie:

- $e_{ij}$  --- składowe tensora odkształceń;
- $F_{mn}$  --- składowe tensora spękań;
- $\sigma_{kl}$  --- składowe tensora naprężeń;
- $\delta_{mn}$  --- tensor jednostkowy;
- $E, \nu$  --- moduł Younga i współczynnik Poissona izotropowej matrycy skalnej;
- $D = 3\pi E\alpha/8$  dla spękań kolistych lub  $D = 2E\alpha/\pi$  dla spękań eliptycznych.

Wzór ten otrzymano na podstawie metody rachunku zaburzeń. Pierwsze dwa wyrazy w nawiasach kwadratowych opisują właściwości sprężyste ośrodka

izotropowego, pozostałe są związane z obecnością spękań. Oznacza to, że tensor podatności sprężystej  $\hat{S}$  jest sumą tensorów:

$$S_{ijkl} = S_{ijkl}^{(0)} + S_{ijkl}^{(1)}, \quad (5.31)$$

gdzie:

$S^{(0)}$  — tensor podatności niespękanego, izotropowego masywu,

$S^{(1)}$  — poprawka wynikająca z obecności spękań.

W ośrodku transwersalnie izotropowym tensor podatności ma tylko sześć niezależnych składowych:

$$\begin{aligned} S_{iiii} &= \frac{1}{E} + \frac{F_{ii}}{D} \\ S_{iiij} &= -\frac{\nu}{E} \\ S_{iiij} &= S_{iiji} = S_{ijii} = S_{jiii} = \frac{F_{ij}}{2D} \\ S_{ijij} &= \frac{F_{ii} + F_{jj}}{4D} + \frac{1 + \nu}{E} \\ S_{ijji} &= \frac{F_{ii} + F_{jj}}{4D} \quad i, j = 1, 2 \end{aligned} \quad (5.32)$$

Kiedy na ośrodek spękany działa tylko naprężenie osiowe wzdłuż osi  $X_1$ , wówczas tensor odkształceń jest równy:

$$e_{ij} = S_{ij11} \sigma_{11}. \quad (5.33)$$

Jego składowe wynoszą odpowiednio:

$$e_{11} = \left( \frac{1}{E} + \frac{F_{11}}{D} \right) \sigma_{11}; \quad e_{22} = -\frac{\nu}{E} \sigma_{11}; \quad e_{12} = e_{21} = \frac{F_{12}}{2D} \sigma_{11}. \quad (5.34)$$

W ośrodku spękanym, pod wpływem naprężeń osiowych, oprócz odkształceń normalnych, pojawiają się również odkształcenia styczne. Odkształcenie normalne wzdłuż kierunku naprężenia jest większe niż w przypadku ośrodka izotropowego, natomiast odkształcenie poprzeczne pozostaje bez zmian. Powstające odkształcenia ścinające są tym większe, im większy jest stopień anizotropii ośrodka.

Gdy ośrodek spękany poddany jest naprężeniom czysto ścinającym ( $\sigma_{12} = \sigma_{21}$ ;  $\sigma_{11} = \sigma_{22} = 0$ ), wówczas tensor odkształceń jest równy:

$$e_{ij} = (S_{ij12} + S_{ij21}) \sigma_{12}, \quad (5.35)$$

a jego składowe wynoszą:

$$\begin{aligned} e_{11} &= \frac{F_{12}}{D} \sigma_{12}; & e_{12} = e_{21} &= \left( \frac{1+\nu}{E} + \frac{F_{11}+F_{22}}{2D} \right) \sigma_{12} \\ e_{22} &= \frac{F_{21}}{D} \sigma_{12}. \end{aligned} \quad (5.36)$$

Naprężenia ścinające wywołują, oprócz odkształceń stycznych większych niż w ośrodku niespekąnym, także odkształcenia normalne, zależne od wielkości anizotropii ośrodka.

## 5.9. Związek pomiędzy kierunkiem naprężenia a kierunkami spękań

W układzie odniesienia związanym z kierunkami własnymi tensor spękań ma postać:

$$\hat{F} = \begin{bmatrix} \mathcal{F}_1 & 0 \\ 0 & \mathcal{F}_2 \end{bmatrix},$$

gdzie:

$\mathcal{F}_1 > \mathcal{F}_2$  — wartości własne.

Po obrocie układu współrzędnych o kąt  $\alpha$ , zgodnie z ruchem wskazówek zegara, składowe tensora w nowym układzie współrzędnych  $X'_1 X'_2$  będą równe:

$$\begin{aligned} F_{11} &= \mathcal{F}_1 \cos^2 \alpha + \mathcal{F}_2 \sin^2 \alpha \\ F_{22} &= \mathcal{F}_1 \sin^2 \alpha + \mathcal{F}_2 \cos^2 \alpha \\ F_{12} = F_{21} &= (\mathcal{F}_1 - \mathcal{F}_2) \sin \alpha \cos \alpha. \end{aligned} \quad (5.38)$$

Odkształcenia powstałe pod wpływem naprężenia normalnego działającego w kierunku osi  $X'_1$  mają wartość:

$$\begin{aligned} e_{11} &= \left( \frac{1}{E} + \frac{\mathcal{F}_1 \cos^2 \alpha + \mathcal{F}_2 \sin^2 \alpha}{D} \right) \sigma_{11} \\ e_{12} = e_{21} &= \frac{(\mathcal{F}_1 - \mathcal{F}_2) \sin \alpha \cos \alpha}{2D} \sigma_{11} \\ e_{22} &= -\frac{\nu}{E} \sigma_{11}. \end{aligned} \quad (5.39)$$

Odształcenie  $e_{11}$  jest największe, gdy naprężenie działa w kierunku równoległym do dłuższej osi tensora spękań. Gdy naprężenie działa równolegle do krótszej osi tensora, odształcenie jest najmniejsze. W obu przypadkach znikają odształcenia styczne, które wartość maksymalną osiągają dla naprężenia przyłożonego pod kątem  $45^\circ$  do osi tensora.

W przypadku naprężeń ścinających zależność składowych tensora odształceń od kąta  $\alpha$  jest następująca:

$$e_{12} = e_{21} = \left( \frac{1+\nu}{E} + \frac{\mathcal{F}_1 + \mathcal{F}_2}{2D} \right) \sigma_{12} \quad (5.40)$$

$$e_{11} = e_{22} = \frac{(\mathcal{F}_1 - \mathcal{F}_2) \sin \alpha \cos \alpha}{D} \sigma_{12}.$$

Składowe styczne tensora odształceń nie zależą od kąta pomiędzy osiami tensora spękań a kierunkiem przyłożonych naprężeń. Dla naprężeń ścinających działających równolegle do osi tensora spękań znikają odształcenia normalne. Największa deformacja zachodzi wtedy, gdy naprężenia działają w kierunkach przekątnych do osi tensora spękań. Składowe normalne odształceń są wówczas maksymalne.

Jedną z konsekwencji przyjętego równania konstytutywnego jest fakt, że niezależnie od rodzaju działających naprężeń w ośrodku występują zarówno odształcenia normalne, jak i styczne. Oznacza to istotny wpływ czynników nieliniowych na anizotropię właściwości sprężystych. Przy oddziaływaniu na ośrodek obu rodzajów naprężeń pojawiają się dodatkowe deformacje, zależne od stosunku naprężeń normalnych do ścinających. Jedynie gdy osie tensora naprężeń pokrywają się z kierunkami głównymi tensora spękań, deformacje te nie występują.

Rozpatrując naprężenie osiowe możemy, pomijając efekty nieliniowe, zdefiniować moduł Younga dla ośrodka spękanego  $E^* = \sigma_{11}/e_{11}$ , równy:

$$\frac{1}{E^*} = \frac{1}{E} + \frac{\mathcal{F}_1 \cos^2 \alpha + \mathcal{F}_2 \sin^2 \alpha}{D}. \quad (5.41)$$

Kierunkowe zmiany modułu efektywnego można wyrazić za pomocą jego ilorazu względem modułu izotropowego. Biorąc pod uwagę, że  $E/D = 8/3 \pi$  dla spękań kolistych lub  $E/D = \pi/2$  dla spękań eliptycznych, otrzymujemy:

$$\frac{E^*}{E} = \frac{1}{1 + \mathcal{C}(\mathcal{F}_1 \cos^2 \alpha + \mathcal{F}_2 \sin^2 \alpha)}, \quad (5.42)$$

gdzie:

$\mathcal{C}$  — współczynnik geometryczny spękań.

Równanie (5.42) określa zmiany efektywnego modułu Younga w zależności od kąta pomiędzy osią naprężenia a dłuższą osią tensora spękań. W ośrodku

z losowym rozkładem spękań, w którym tensor spękań jest izotropowy ( $\mathcal{F}_1 = \mathcal{F}_2$ ) przyjmie ono postać:

$$\frac{E^*}{E} = \frac{1}{1 + \mathcal{C}\mathcal{F}_1}. \quad (5.43)$$

Oznacza to, że ośrodek jest makroskopowo izotropowy, lecz jego właściwości sprężyste są tym mniejsze, im większa jest gęstość spękań. W ośrodku anizotropowym największe wartości modułu efektywnego występują w kierunku prostopadłym do dłuższej osi tensora spękań, a najmniejsze wzdłuż tej osi. Analogicznie możemy określić kierunkowe zmiany modułu sztywności  $\mu^*$ . Moduł ten możemy zdefiniować na podstawie odkształcenia ścinającego powstającego pod wpływem naprężeń ścinających  $\tau = \sigma_{12} = \sigma_{21}$ :

$$\frac{1}{\mu^*} = \frac{e_{12} + e_{21}}{\sigma_{12}}. \quad (5.44)$$

Uwzględniając, że w ośrodku izotropowym zachodzi związek  $\mu = E/2(1 + \nu)$ , moduł  $\mu^*$  możemy wyrazić następująco:

$$\frac{1}{\mu^*} = \frac{1}{\mu} + \frac{\mathcal{F}_1 + \mathcal{F}_2}{D}, \quad (5.45)$$

a efektywny względny moduł sztywności:

$$\frac{\mu^*}{\mu} = \frac{1}{1 + \frac{\mathcal{C}}{2(\nu + 1)}(\mathcal{F}_1 + \mathcal{F}_2)} \quad (5.46)$$

Przy pominięciu efektów nieliniowych moduł  $\mu^*$  nie zależy od kierunku przyłożonego naprężenia. Ze względu na obecność spękań efektywny moduł sztywności ulega zredukowaniu w porównaniu z ośrodkiem niespękanym, jednak czynnik  $1/2(\nu + 1)$  redukuje mianownik we wzorze (5.46), zmiany te są więc mniejsze niż w przypadku modułu Younga.

Należy stwierdzić, że opisane efekty wynikające z przyjętego równania konstytutywnego dla ośrodka spękanego znajdują potwierdzenie w faktach doświadczalnych. Zarówno mniejsza anizotropia fal poprzecznych, wynikająca z mniejszej anizotropii modułu sztywności, jak i złożony charakter drgań ośrodka przy propagacji fal w kierunkach nie pokrywających się z kierunkami spękań zostały stwierdzone doświadczalnie przez wielu badaczy (Anderson i inni, 1974; Crampin, 1978, 1981, 1984; Hudson, 1981, 1982, 1986; Nishizawa, 1982; Stiller i inni, 1977, 1980).

## 6. Charakterystyka badanych masywów węglanowych

Do przeprowadzenia badań wpływu szczelinowatości na anizotropię prędkości fal sejsmicznych wybrano wapienie warstw gogolińskich triasu śląsko-krakowskiego oraz dolomity dewońskie z okolic Siewierza. Duża liczba odsłoneń tych skał pozwoliła na zebranie bogatego materiału doświadczalnego i gruntowną analizę badanego zjawiska.

Obszar badań wapieni triasowych obejmował wschodnią i północno-wschodnią część triasu śląsko-krakowskiego, otaczającego Górnośląskie Zagłębie Węglowe (GZW). Na obszarze tym utwory warstw gogolińskich odsłaniają się w rejonie zrębu Dzieckowic, w obrzeżeniu niecki wilkoszyńskiej (rejon Jaworzna), w obrębie Płaskowyżu Twardowickiego ograniczającego Kotlinę Dąbrowską — od Olkusza na południowym wschodzie przez Sławków i Ząbkowice Będzińskie. Na północny zachód od Ząbkowic utwory te tworzą duży płat rozciągający się pomiędzy Wojkowicami Kościelnymi, Przeczycami, Tąpkowicami i Rogoźnikiem. Warstwy gogolińskie stanowią najniższą jednostkę stratygraficzną dolnego wapienia muszlowego. Leżą na wapiennych lub dolomitycznych utworach retu, pod wapiennymi warstwami górażdżańskimi. Miąższość warstw gogolińskich wynosi od 15 m do 60 m, a w obszarze badań do około 35 m (Doktorowicz-Hrebnicki, 1935; Chudzikiewicz, 1983).

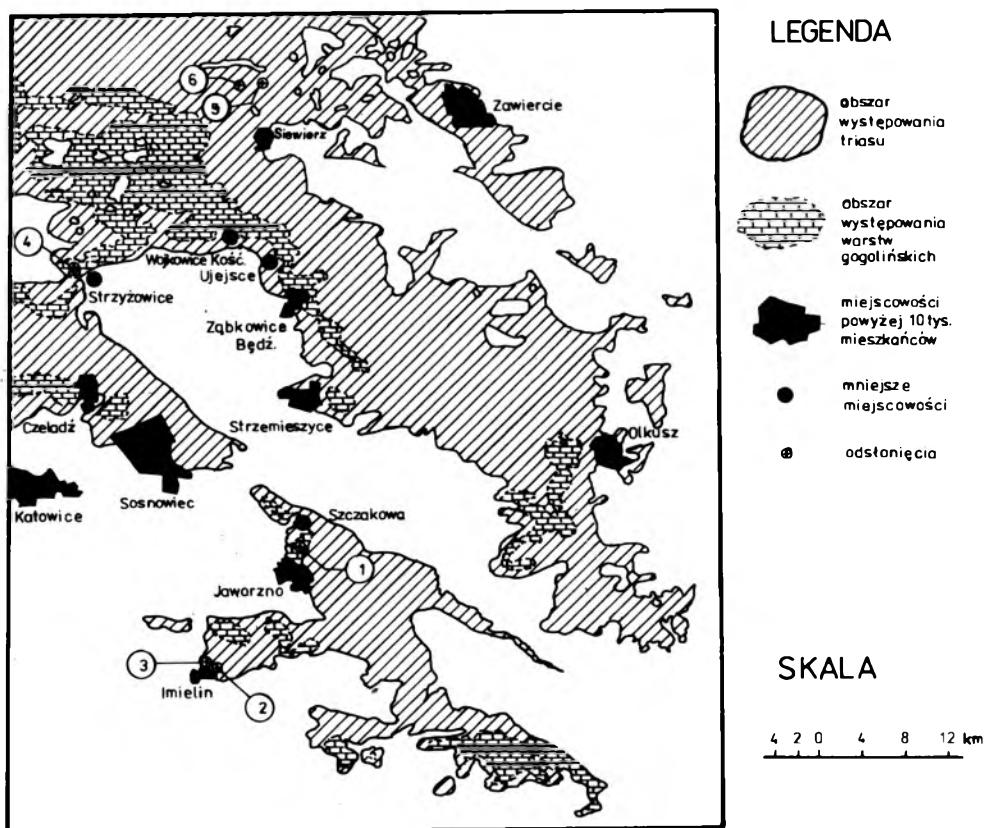
W opisanym obszarze badania przeprowadzono w następujących odsłonięciach:

- odsłonięcie „Szczakowa”, wyeksploatowany łom Zakładów Dolomitowych „Szczakowa”, przy drodze z Jaworzna do Szczakowej;
- dwa odsłonięcia na terenie Imielina (południowej dzielnicy Mysłowic), określane dalej jako „Imielin A” i „Imielin B”;
- odsłonięcie „Strzyżowice”, duży nieczynny łom na zachodnim krańcu miejscowości Strzyżowice.

Ukazujące się w tych odsłonięciach różne ogniwa warstw gogolińskich spękałe są w dosyć dużym stopniu. Spękania wykazują typowe cechy spękań cioso-

wych o dużej regularności kierunków (Teper, Hollek, Idziak, 1986). Szczelinom pierwszego rzędu o rozwarciu do kilku centymetrów, przecinającym większą liczbę ławic, towarzyszą liczne szczeliny drugiego rzędu, ograniczone do pojedynczych ławic, o rozwarciu nie większym niż kilka milimetrów. Łącznie z powierzchniami granicznymi poszczególnych ławic dzielą one masywy wapienne na bloki o objętości od kilku dm<sup>3</sup> do kilku m<sup>3</sup> i zbliżonej formie geometrycznej.

Dolomity i wapień dewońskie odsłaniają się na grzbietach pasma niewielkich wzgórz, rozciągających się równoleżnikowo około 4 km na północ od Siewierza, wylaniając się spod okrywających je utworów mezozoicznych. Wystąpienia dewonu tworzą cztery eliptyczne płyty w rejonie Dziewek, Podleśnej, Brudzowic i Nowej Wioski (Śliwiński, 1956). W terenie tym zlokalizowane są dwie kopalnie dolomitu: „Nowa Wioska” i „Siewierz”, oddalone od siebie o kilka kilometrów. W wyniku prac eksploatacyjnych udostępnione w nich zostały zarówno dolomity dewońskie zaliczane do



Rys. 6.1. Mapka lokalizacji odślonień na tle zasięgu utworów triasu śląsko-krakowskiego: Odślonięcia: 1 — Szczakowa, 2 — Imielin A, 3 — Imielin B, 4 — Strzyżowice, 5 — Nowa Wioska, 6 — Siewierz

żywetu, jak i dolomity triasowe środkowego wapienia muszlowego. Dolomity dewońskie to osady grubouławiczone, grubo- i kryptokrystaliczne, zwarte, bardzo twarde. Istniejące w nich szczeliny o niewielkim rozwarciu i zróżnicowanej orientacji przecinają pojedyncze ławice, nie łącząc się z sobą. Dolomity triasowe są drobnoziarniste, porowate, bardziej spękane od dewońskich.

W odsłonięciu „Siewierz” utwory triasowe otulają wysad dewoński od strony północnej, zachodniej i południowej. W odsłonięciu „Nowa Wioska” dolomity dewońskie zajmują centralną część złoża. Badania prowadzono oddzielnie w masywach triasowych i dewońskich odsłaniających się w różnych częściach kamieniołomów.

Lokalizację odsłoneń na tle zasięgu triasu śląsko-krakowskiego, z uwzględnieniem występowania warstw gogolińskich i wysadów dewońskich, pokazano na rys. 6.1.



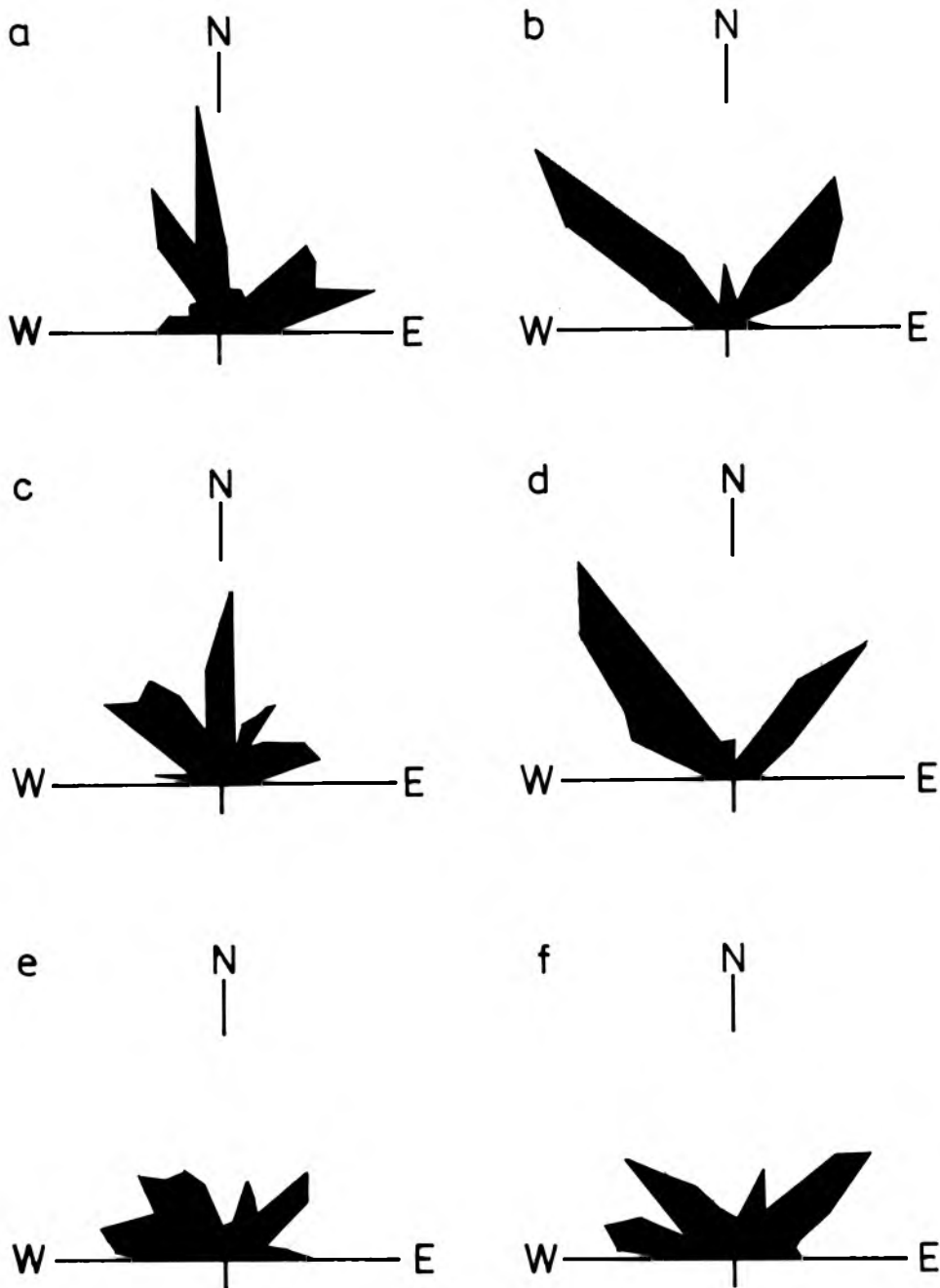
## **7. Badania szczelinowatości masywów węglanowych**

### **7.1. Metodyka pomiarów szczelinowatości**

W odsłonięciach, w których prowadzone były badania, wykonano bezpośrednie pomiary orientacji spękań. Azymuty biegu oraz kąty upadu szczelin mierzono kompasem geologicznym na losowo wybranych szczelinach w ścianach odsłoneń. Pomierzono również rozwarcia szczelin. W każdym odsłonięciu wykonano co najmniej 200 pomiarów. W celu zapewnienia reprezentatywności próby spękań badania wykonywano na różnych poziomach i na ścianach o różnej orientacji. Na odsłoniętych fragmentach spągu wyznaczano długości śladów spękań oraz powierzchniową gęstość spękań wewnątrz kwadratów o boku 2 m. Gdy łączące się ślady spękań tworzyły linię łamaną, jako granicę spękania przyjmowano punkt, w którym sąsiednie odcinki łamanej tworzyły kąt większy od  $10^\circ$ .

### **7.2. Analiza wektorowa orientacji spękań**

Stwierdzone w badanych odsłonięciach kąty upadu szczelin były większe od  $70^\circ$ . Pozwoliło to na potraktowanie spękań jako prawie pionowych i zredukowanie przestrzennych rozkładów orientacji spękań do rozkładów powierzchniowych. Sporządzone powierzchniowe diagramy orientacji (rys. 7.1) posłużyły do wydzielenia głównych systemów spękań. Jako granice systemów przyjęto azymuty środkowe tych przedziałów kątów, w których liczebność spękań była minimalna. W badanych odsłonięciach wyróżniono od 2 do 4 głównych systemów spękań. Rozkład kierunków w poszczególnych syste-



Rys. 7.1. Powierzchniowe diagramy spękań w badanych odslonięciach:  
 a — Szczakowa, b — Imielin A, c — Imielin B, d — Strzyżowice, e — Nowa Wioska, f — Siewierz

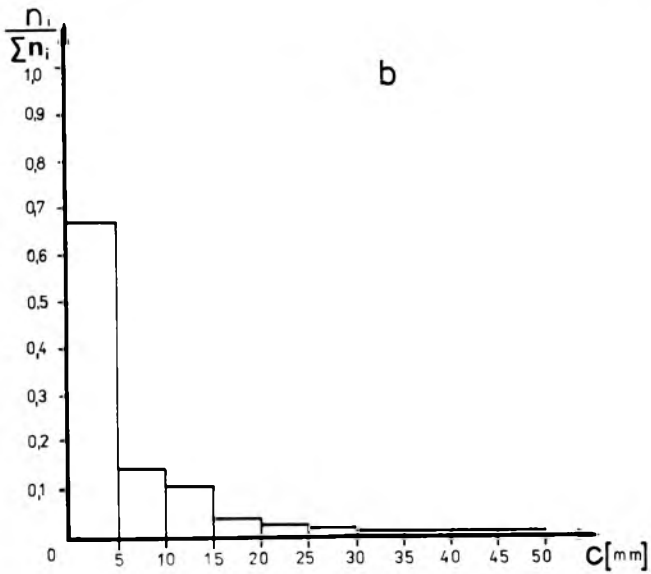
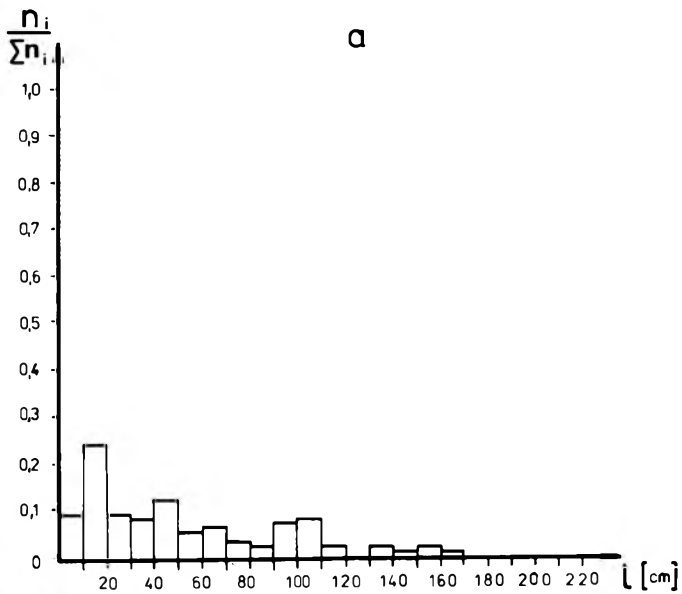
mach poddano analizie wektorowej, stosując metodę opisaną w literaturze (Teper i inni, 1986). Wyznaczono azymuty wektorów wypadkowych spękań, ich długości względne oraz odchylenia standardowe od kierunku wypadkowego. Przetestowano również zgodność rozkładów kierunkowych z kołowym rozkładem normalnym na poziomie istotności  $\alpha = 0,01$ . Wyniki analizy wektorowej dla poszczególnych systemów spękań w badanych odsłonięciach przedstawiono w tab. 7.1.

Tabela 7.1

Wyniki analizy wektorowej systemów spękań w badanych odsłonięciach

Odsłonięcie	Symbol systemu spękań	Długość względna wektora wypadkowego	Azymut wektora wypadkowego	Odchylenie standardowe	Zgodność z rozkładem normalnym
Szczakowa	A	0,928	320°	22°	+
	B	0,957	60°	17°	+
	C	0,998	354°	3°	+
Imielin A	A	0,941	309°	19°	+
	B	0,979	44°	11°	+
	C	0,987	357°	9°	+
Imielin B	A	0,969	316°	14°	+
	B	0,990	31°	8°	+
	C	0,992	1°	7°	+
	D	0,679	61°	36°	+
Strzyżowice	A	0,932	322°	21°	+
	B	0,982	46°	11°	+
Nowa Wioska	A	0,955	318°	17°	+
	B	0,977	49°	12°	+
	C	0,941	290°	19°	+
	D	0,942	29°	19°	+
Siewierz	A	0,978	324°	12°	+
	B	0,985	52°	10°	+
	C	0,993	282°	6°	+
	D	0,961	23°	15°	+

Jak wynika z tab. 7.1, dla triasowych masywów węglanowych w rejonie wschodniej i północno-wschodniej części GZW charakterystyczne są dwa kierunki spękań: pierwszy NW-SE i drugi, prawie prostopadły do niego, NE-SW. W rejonie Imielina i Szczakowej występuje również trzeci system spękań o kierunku N-S. W utworach dewońskich okolic Siewierza uwidaczniają się dwa kierunki spękań: WNW-ESE oraz NNE-SSW. Stwierdzono, że



Rys. 7.2. Odslonięcie Siewierz — rozkład:  
 a — długości śladów spękań, b — rozwarcia szczelin

niezbyt liczne spękania o kierunkach charakterystycznych dla utworów dewon-  
skich istnieją także w otaczających je utworach triasowych. Regionalny  
zasięg struktur mezotektonicznych GZW oraz ich związek z elementami  
makrotektoniki został omówiony we wcześniejszych pracach autora (Teper,  
Hollek—Idziak, 1986; Idziak, Teper, Cabała, 1991a, b).

### 7.3. Rozkłady statystyczne geometrycznych parametrów spękań

Pomiary rozwarcia szczelin oraz gęstości powierzchniowej i długości  
śladów spękań posłużyły do sporządzenia histogramów rozkładu tych pa-  
rametrów w poszczególnych odsłonięciach. Na podstawie histogramów, me-  
todą całkowania numerycznego, wyliczono średnie wartości parametrów dla  
poszczególnych odsłonięć. Przykład rozkładu rozwarcia szczelin oraz dłu-  
gości śladów spękań przedstawiono na rys. 7.2. W tab. 7.2 zebrano war-  
tości średniego rozwarcia szczelin, powierzchniowej gęstości spękań oraz  
średniej długości i średniego kwadratu długości śladów spękań w badanych  
odsłonięciach. Zaprezentowano w niej również średnie ilorazy rozwarcia  
spękań.

Tabela 7.2

Parametry geometryczne spękań w badanych odsłonięciach

Odsłonięcie	Średnie rozwarcie szczelin $\langle c \rangle$ mm	Średnia długość śladów spękań $\langle l \rangle$ m	Średni kwadrat długości śladów spękań $\langle l^2 \rangle$ m <sup>2</sup>	Średnia powierzchniowa gęstość spękań $M$ m <sup>-2</sup>	Iloraz rozwarcia spękań $\alpha$ bezwymiarowe
Szczakowa	5,7	0,452	0,486	5,4	0,013
Imielin A	5,4	0,468	0,501	4,2	0,012
Imielin B	5,7	0,512	0,543	4,1	0,011
Strzyżowice	5,6	0,507	0,525	4,0	0,011
Nowa Wioska — trias	5,9	0,527	0,335	5,5	0,011
Nowa Wioska — dewon	5,8	0,538	0,410	4,6	0,011
Siewierz — trias	6,7	0,511	0,437	5,4	0,013
Siewierz — dewon	5,9	0,526	0,422	4,7	0,012

## 7.4. Tensory spękań w badanych masywach

Wyniki pomiarów orientacji spękań oraz ich wymiarów geometrycznych wykorzystano do wyznaczenia tensorów spękań. Przy ich obliczaniu niezbędne było przyjęcie dwóch założeń. Pierwsze z nich dotyczyło braku korelacji pomiędzy orientacją a rozmiarami spękania. W badanych masywach założenie to było uzasadnione, gdyż w obrębie danego systemu spękań występowały spękania różnej wielkości o zbliżonej orientacji. Drugie założenie odnosiło się do stałej wartości ilorazu rozwarcia spękań. Przyjęto je również na podstawie bezpośredniej obserwacji rozmiarów spękań. Szczeliny o rozwarciu od kilku do kilkunastu milimetrów charakteryzowały się długością dochodzącą do kilkudziesięciu centymetrów, natomiast szczeliny o rozwarciu ułamków milimetra miały długość rzędu kilkunastu centymetrów. Iloraz rozwarcia spękań w badanych odsłonięciach był rzędu  $\alpha = 0,01$ . Założenia te pozwoliły na wyznaczenie parametru gęstości spękań  $\varepsilon$  jako czynnika skalującego składowe tensorów spękań. Składowe wyznaczano zgodnie ze wzorem (5.28). Dla każdego odsłonięcia wyliczono składowe tensorów drugiego i czwartego rzędu. Określono również wartości i kierunki własne tensorów drugiego rzędu oraz wartości średnie  $A_F$  i współczynniki anizotropii  $K_F$ . Wielkości charakterystyczne tensorów spękań drugiego rzędu przedstawiono w tab. 7.3.

Tabela 7.3

Wielkości charakterystyczne tensorów spękań drugiego rzędu w badanych odsłonięciach

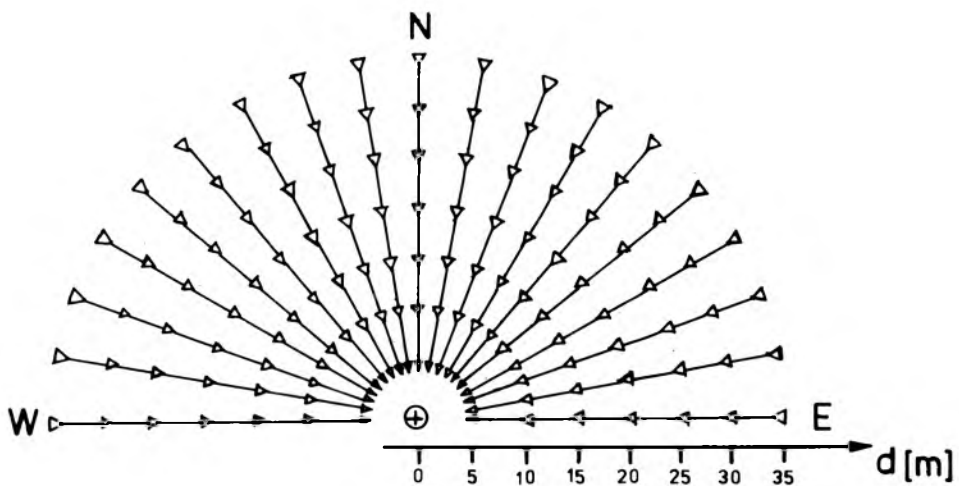
Odsłonięcie	Parametr gęstości spękań $\varepsilon \times 10^2$	Wartości własne		Azymut osi tensora		Wartość średnia $\times 10^2$	Współczynnik anizotropii $K_F$
		$\mathcal{P}_{max} \times 10^2$	$\mathcal{P}_{min} \times 10^2$	dłuższej	krótszej		
Szczakowa	4,020	2,265	1,754	294°	24°	2,010	0,127
Imielin A	2,970	1,600	1,374	44°	314°	1,487	0,076
Imielin B	2,880	1,698	1,187	71°	341°	1,442	0,177
Strzyżowice	2,270	1,596	1,126	60°	330°	1,361	0,173
Nowa Wioska — trias	2,390	1,383	1,194	47°	317°	1,194	0,159
Nowa Wioska — dewon	2,440	1,366	1,078	345°	75°	1,207	0,118
Siewierz — trias	3,610	3,109	2,601	273°	3°	2,855	0,089
Siewierz — dewon	2,790	1,231	0,825	337°	67°	1,028	0,197

## 8. Badanie anizotropii sejsmicznej masywów węglanowych

### 8.1. Metodyka płytkich pomiarów sejsmicznych podczas badania anizotropii prędkości

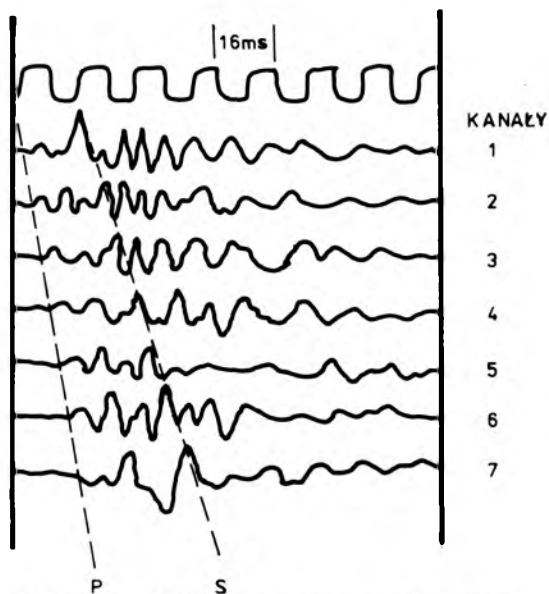
Pomiary prędkości fal sejsmicznych w przypowierzchniowych warstwach odsłoniętych masywów węglanowych prowadzono z użyciem sejsmicznej aparatury inżynierskiej (Idziak, 1988 a, b) z grawitacyjnym wzbudzeniem fali sejsmicznej. Stanowiska pomiarowe lokalizowano w wybranych rejonach odsłoneń. Od punktu centralnego, stanowiącego wspólny punkt wzbudzenia, wytyczano 35-metrowe zorientowane profile pomiarowe w przedziale azymutów od  $270^\circ$  (W) do  $90^\circ$  (E), co  $10^\circ$ . Wzdłuż profili rozmieszczano siedem geofonów w odstępach 5-metrowych. Schemat rozmieszczenia profili pomiarowych przedstawiono na rys. 8.1.

Na zarejestrowanych sejsmogramach odczytywano czasy pierwszych wstąpień fali. Ze względu na to, że miąższość badanych warstw wynosiła co najmniej kilkanaście metrów, przy długości rozstawu 35 m na wszystkich kanałach jako pierwszą rejestrowano podłużną falę bezpośrednią, rozchodzącą się w przypowierzchniowej warstwie skał. Świadczą o tym hodografy fal, które nie wykazały punktów załamania, a ich czas opóźnienia był (z dokładnością do błędu pomiarowego) równy zero. Oprócz fal podłużnych na sejsmogramach identyfikowano również fale poprzeczne. Ponieważ pierwsze impulsy tych fal były zakrywane przez fale podłużne, do określania prędkości wykorzystano czasy wstąpień impulsów o maksymalnej amplitudzie. Miało to, oczywiście, wpływ na zmniejszenie dokładności wyznaczenia prędkości fal *S* w porównaniu z falami *P*. Prędkości fal wyznaczano z nachylenia prostoliniowych hodografów, którymi dopasowano dane doświadczalne. Na rys. 8.2 pokazano przykłady zarejestrowanego sejsmogramu oraz hodografów fal *P* i *S* wzdłuż jednego z profili pomiarowych.



⊕ PW  
 △ G

Rys. 8.1. Schemat azymutalnych profili sejsmicznych:  
 PW — wspólny punkt wzbudzenia, G — stanowiska geofonów



Rys. 8.2. Przykład zarejestrowanego sejsmogramu

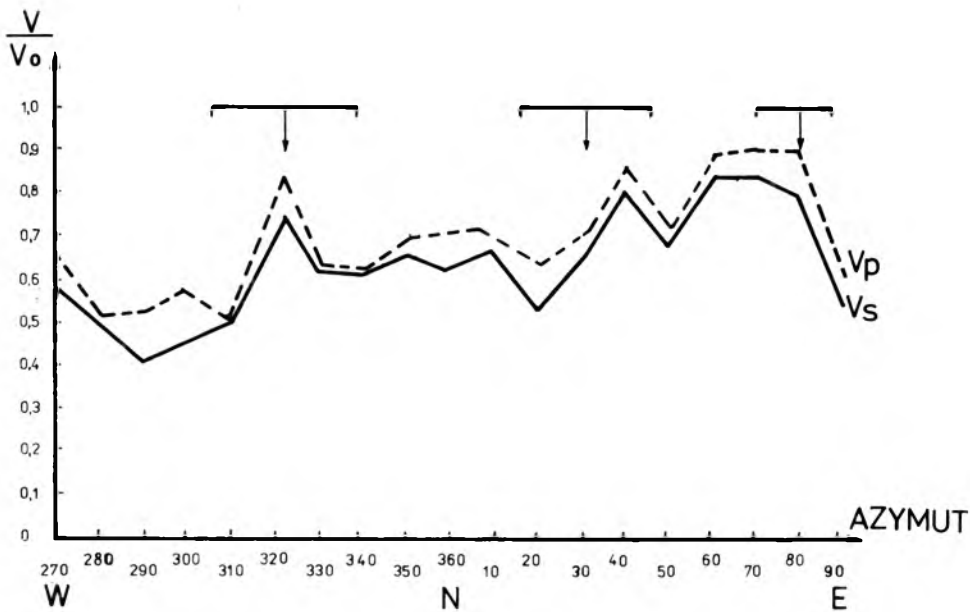


W każdym z badanych odsłoneń wykonano od kilku do kilkunastu serii pomiarów, w zależności od wielkości udostępnionej powierzchni. Stanowiska pomiarowe lokalizowano tak, by objąć pomiarami cały obszar odsłonecia. Taka metodyka pomiarów pozwoliła na określenie zarówno lokalnej anizotropii prędkości w najbliższym otoczeniu stanowiska pomiarowego, jak i anizotropii w rejonie odsłonecia.

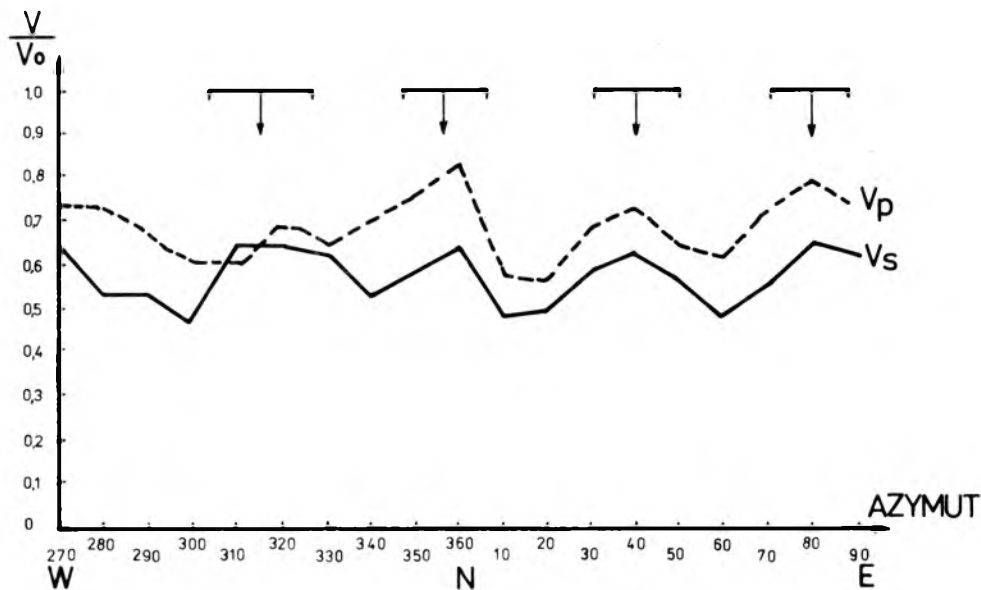
Badania terenowe uzupełniono pomiarami prędkości fal dźwiękowych w niewielkich, makroskopowo niespękanych próbkach skalnych, pobranych w odsłoneciach. Szczegółową metodykę pomiarów zawiera wcześniejsza praca (Idziak, 1986). Wyznaczone prędkości w próbkach, po uśrednieniu, przyjmowano jako prędkości fal w makroskopowo niespękanym masywie skalnym. Na podstawie prac Babuški i Schenka (1974) oraz Schenka i Schenkowej (1974) można założyć, że prędkości fal w próbkach pozwalają na oszacowanie rzeczywistych prędkości w masywie niespękanym, z dokładnością nie mniejszą niż 10%.

## **8.2. Azymutalne zmiany prędkości w badanych masywach węglanowych**

We wszystkich badanych odsłoneciach azymutalne rozkłady prędkości charakteryzowały się występowaniem kierunków prędkości maksymalnych, zgodnych z wyznaczonymi w bezpośrednich badaniach szczelinowatości kierunkami wypadkowymi głównych systemów spękań. Efekt ten stwierdzono we wcześniejszych pracach prowadzonych w masywach skał węglanowych Wielkiej Brytanii i Francji (Bamford i Nunn, 1979; Nunn i inni, 1983; Broquet i inni, 1978). Oprócz kierunków zgodnych z kierunkami spękań, w rozkładach azymutalnych pojawiały się również maksima prędkości nie odnoszące się do elementów mezotektoniki. Uznano, że mają one związek z cechami makrostrukturalnymi masywów, występującymi na skalę regionalną i odzwierciedlają kierunki biegu ważniejszych systemów uskokowych. Regionalny charakter anizotropii prędkości fal sejsmicznych obserwował autor już wcześniej (Idziak, 1985). Na podstawie badań prowadzonych w masywach wapieni gogolińskich, odsłaniających się w różnych częściach GZW i jego obrzeżenia, stwierdzono, że anizotropia prędkości w tych skałach związana jest z głównymi kierunkami tektonicznymi. Związek pomiędzy anizotropią prędkości a elementami makro- i mezotektoniki szczegółowo omówiono w oddzielnej pracy (Idziak i inni, 1991b), na podstawie wyników badań sejsmicznych i mezotektonicznych prowadzonych w odsłoneciach „Siewierz” i „Nowa Wioska” oraz makrotektonicznych na obszarze pomiędzy Siewierzem i Zawierciem.



Rys. 8.3. Odslonięcie Strzyżowice — azymutalne rozkłady prędkości fal podłużnych i poprzecznych z zaznaczonymi systemami spękań



Rys. 8.4. Odslonięcie Siewierz — azymutalne rozkłady prędkości fal podłużnych i poprzecznych z zaznaczonymi systemami spękań

Na rys. 8.3 przedstawiono azymutalny rozkład prędkości wraz z rozkładami spękań, wyznaczony w odsłonięciu „Strzyżowice”. W tym przypadku maksima prędkości określają kierunki systemów spękań. Ponieważ kierunki elementów mezotektoniki w tym rejonie pokrywają się z kierunkami regionalnych struktur makrotektonicznych, na rozkładach prędkości nie występują inne maksima. Inaczej jest w przypadku prezentowanym na rys. 8.4. W odsłonięciu „Siewierz”, na obszarze występowania dolomitów triastowych, zaznaczają się trzy główne systemy spękań. Znajdują one odbicie w rozkładach prędkości fal sejsmicznych. W rozkładach tych pojawia się jednak dodatkowe maksimum w kierunku zgodnym z kierunkiem uskoków w masywach dewońskich okolic Siewierza, powtarzającym także, w pewnym stopniu, w znacznie młodszych utworach triasowych.

Na podstawie otrzymanych rezultatów należy przypuszczać, iż azymutalne rozkłady prędkości nie tylko odzwierciedlają istniejące w masywie kierunki spękań, ale także ujawniają potencjalne kierunki osłabienia górotworu, które mogą się aktywizować, np. w wyniku prac eksploatacyjnych.

### **8.3. Tensory prędkości fal sejsmicznych w badanych masywach**

Wyniki pomiarów prędkości fal sejsmicznych wykorzystano do obliczenia składowych tensorów prędkości. Należy podkreślić, że, zgodnie z rozważaniami przeprowadzonymi w rozdz. 3.1, tensory prędkości opisują rozkład kwadratu prędkości względnej (liczonej względem masywu niespękanego). Dlatego odwzorowują one raczej anizotropię modułów sprężystości niż samą anizotropię prędkości. Wyznaczone z nich współczynniki anizotropii również odnoszą się do właściwości sprężystych masywu.

Tensory prędkości wyznaczone dla kilku punktów tego samego odsłonięcia na ogół różniły się od siebie, chociaż wykazywały cechy wspólne, odmienne od cech tensorów wyznaczonych w innych masywach. Lokalne różnice były przejawem niejednorodności masywów, związanej ze zróżnicowaniem gęstości spękań, ich stopnia i rodzaju wypełnienia. Aby określić uśrednione cechy masywu, wyznaczono tensory prędkości, posługując się wszystkimi pomiarami uzyskanymi w danym odsłonięciu. Już pobieżna analiza otrzymanych tensorów wykazywała ich wyraźny związek z tensorami spękań reprezentującymi anizotropię szczelinowości.

W tab. 8.1 przedstawiono wielkości charakterystyczne tensorów prędkości drugiego rzędu. Jak widać, średnia wartość kwadratu prędkości względnej fal  $P$  wynosi od 0,3 do 0,45. Odpowiada to redukcji prędkości spowodowanej

szczelinowatością masywu o 30% do 45% w stosunku do prędkości w masywie niespękanym. Podobne wielkości charakteryzują fale poprzeczne. Wyjątek stanowi masyw dewoński w odsłonięciu „Nowa Wioska”, dla którego średnia wartość prędkości względnej fali  $S$  wynosi około 0,6, co odpowiada redukcji prędkości rzędu 22%. Współczynniki anizotropii tensorów fal podłużnych, z jednym wyjątkiem, nie przekraczają 18%. Dla fal poprzecznych są one podobne. Wyraźnie mniejszą anizotropię fal  $S$ , w porównaniu z falami  $P$ , zaobserwować można w masywach dewońskich. Kierunki głównych osi tensorów wskazują na odmienny rozkład anizotropii prędkości w masywach dewońskich i triasowych. W tych ostatnich kierunki osi tensorów prędkości na całym badanym obszarze są zbliżone. Kierunki osi tensorów fal poprzecznych są obrócone względem osi tensorów fal podłużnych o kilka do kilkunastu stopni przeciwnie do ruchu wskazówek zegara.

Tabela 8.1

Wielkości charakterystyczne tensorów prędkości drugiego rzędu  
w badanych odsłonięciach

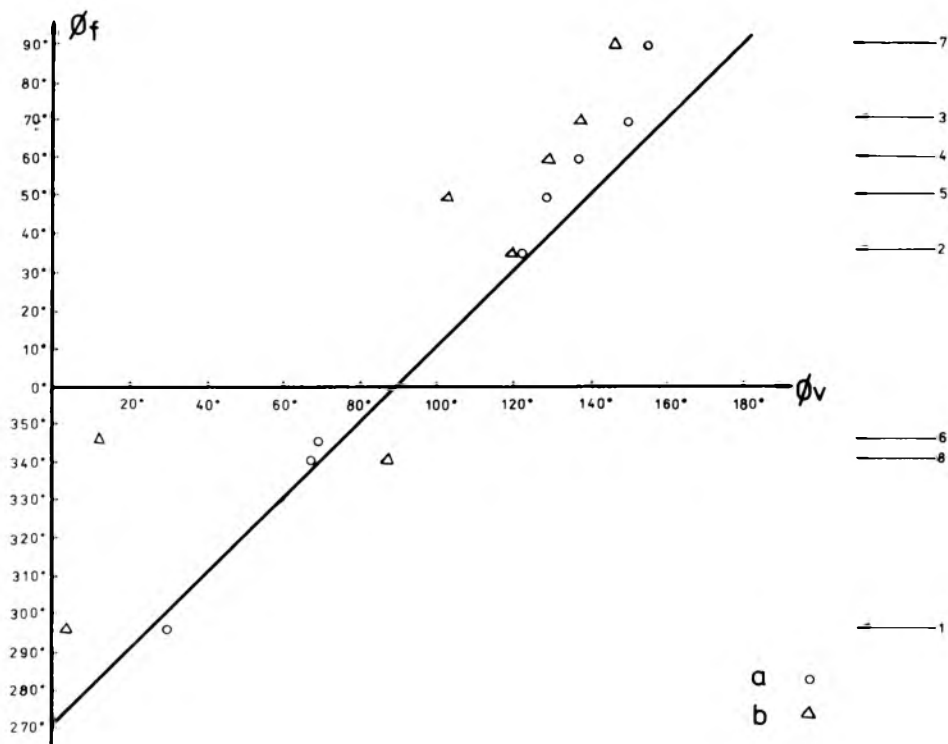
Odsłonięcie	Typ fali	Wartości własne		Azymut osi tensora		Wartości średnie	Współczynnik anizotropii
		max	min	dłuższej	krótszej		
Szczakowa	$P$	0,405	0,350	30°	120°	0,378	0,073
	$S$	0,332	0,246	4°	94°	0,289	0,148
Imielin A	$P$	0,451	0,238	123°	33°	0,345	0,309
	$S$	0,497	0,266	120°	30°	0,382	0,303
Imielin B	$P$	0,345	0,308	149°	59°	0,327	0,057
	$S$	0,385	0,335	137°	47°	0,360	0,069
Strzyżowice	$P$	0,489	0,395	136°	46°	0,442	0,106
	$S$	0,342	0,305	129°	39°	0,324	0,057
Nowa Wioska — trias	$P$	0,485	0,339	128°	38°	0,412	0,177
	$S$	0,496	0,326	103°	13°	0,411	0,207
Nowa Wioska — dewon	$P$	0,496	0,432	69°	159°	0,464	0,069
	$S$	0,600	0,578	11°	101°	0,589	0,019
Siewierz — trias	$P$	0,290	0,269	154°	64°	0,280	0,037
	$S$	0,263	0,245	146°	56°	0,254	0,035
Siewierz — dewon	$P$	0,495	0,390	67°	157°	0,443	0,118
	$S$	0,446	0,338	87°	177°	0,417	0,069

## 9. Relacje pomiędzy tensorami prędkości i tensorami spękań w masywach węglanowych rejonu GZW

Opisane w rozdz. 5 równanie konstytutywne przyjęto jako model ośrodka spękanego podczas analizowania związków pomiędzy tensorami prędkości a tensorami spękań. Przewiduje on wzajemną prostopadłość głównych osi obu tensorów, przy zaniedbaniu efektów nieliniowych związanych z propagacją fali w ośrodku spękanym. W ośrodku z zorientowanym rozkładem spękań rozchodząca się fala sejsmiczna nie jest ani typową falą podłużną, ani poprzeczną, gdyż wywołuje zarówno deformacje objętościowe, jak i postaciowe. W zależności od typu przeważających odkształceń, określa się ją jako quasi-podłużną ( $qP$ ) lub quasi-poprzeczną ( $qS$ ). Udział odkształceń postaciowych w fali  $qP$  lub objętościowych w fali  $qS$  zależy od stopnia anizotropii spękań. Fale te są generowane nawet wtedy, gdy w źródle działają tylko naprężenia normalne lub ścinające. W dalszym ciągu rozważań terminem fale  $P$  lub  $S$  będziemy określać takie, które w rzeczywistości są falami  $qP$  lub  $qS$ .

Kierunki osi tensorów prędkości drugiego rzędu fal podłużnych wykazują zależność zgodną z przewidywaniami modelu, tzn. ich osie obrócone są o około  $90^\circ$  względem osi tensorów spękań (rys. 9.1). Różnice w poszczególnych odślonięciach nie przekraczają  $10^\circ$ . Jak można przypuszczać, są one spowodowane efektami nieliniowymi, które, zgodnie z aktualnymi poglądami, mają istotny wpływ na prędkość fali w ośrodku spękanym (Marcak, Mortimer, 1986).

Zgodnie z modelem Ody, uwzględnienie tylko efektów liniowo sprężystych prowadzi do izotropowości tensorów prędkości fal poprzecznych. W rzeczywistości tensory te wykazują anizotropię, często porównywalną z anizotropią tensorów prędkości fal  $P$ . Jak widać na rys. 9.1, ich orientacja w mniejszym stopniu wiąże się z orientacją tensorów spękań.

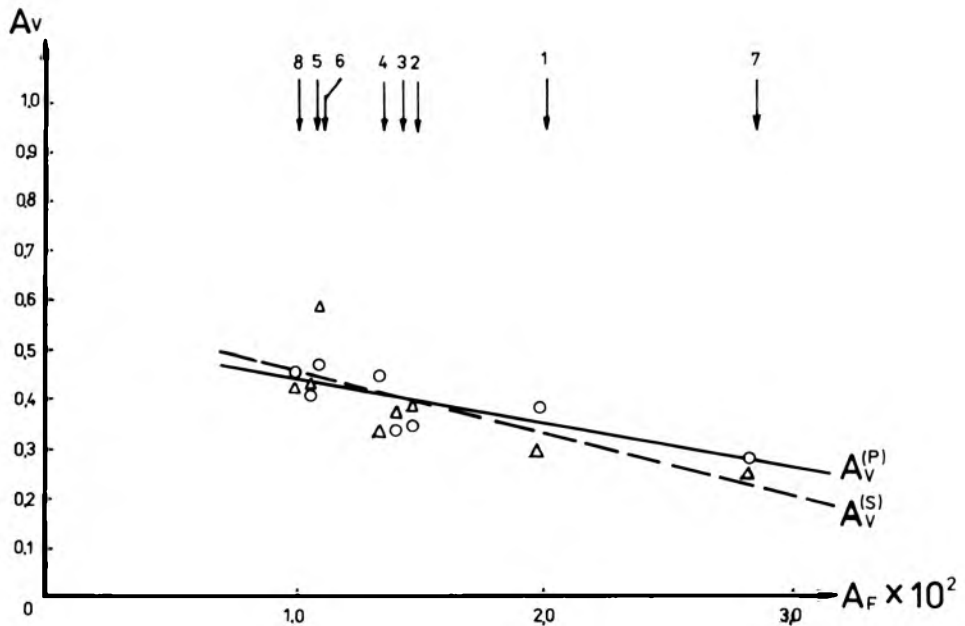


$$\text{dla fal podłużnych} \quad A_V^{(P)} = 0,52 - 8,4 A_F \quad (9.1)$$

$$\text{dla fal poprzecznych} \quad A_V^{(S)} = 0,57 - 12,0 A_F. \quad (9.2)$$

Dla  $A_F < 0,01$  proste regresji należy zastąpić krzywymi regresji. Zagadnienie wpływu gęstości spękań na redukcję prędkości fal sejsmicznych w skałach węglanowych GZW omówiono dokładniej we wcześniejszych pracach (I-dziak, 1988a, b).

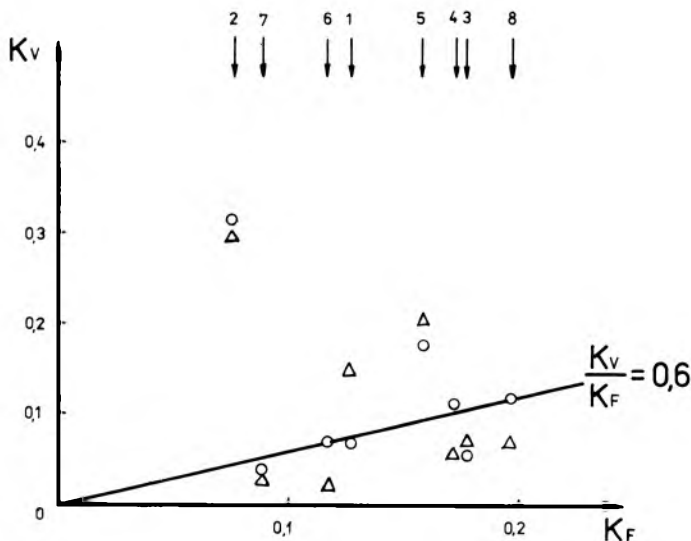
Stwierdzono również współzależność współczynników anizotropii  $K_V$  dla fal podłużnych i anizotropii spękań  $K_F$  (rys. 9.3). Z analizy statystycznej wynika, że są one wprost proporcjonalne. Średni stosunek  $K_V^{(P)}/K_F$  wynosi 0,60. Znaczne odstępstwo od tej prawidłowości obserwowano w odsłonięciu Imielin A, gdzie anizotropia sejsmiczna jest znacznie większa niż wynika to z anizotro-



Rys. 9.2. Zależność pomiędzy współczynnikami izotropowości tensorów spękań i prędkości w badanych masywach wraz z prostymi regresji (oznaczenia jak do rys. 9.1)

pii spękań. Anizotropia prędkości fal poprzecznych nie wykazuje takiej wyraźnej zależności od anizotropii spękań (rys. 9.3), chociaż średni stosunek  $K_V^{(S)}/K_F = 0,58$  jest podobny jak dla fal podłużnych.

Model Ody pozwolił, zgodnie z równaniem 5.42, wykorzystać tensory spękań drugiego rzędu do obliczenia wartości efektywnego modułu Younga dla różnych kierunków propagacji fal sejsmicznych. Otrzymane rozkłady kierunkowe wykazują wyraźne podobieństwo do rozkładu kwadratu prędkości

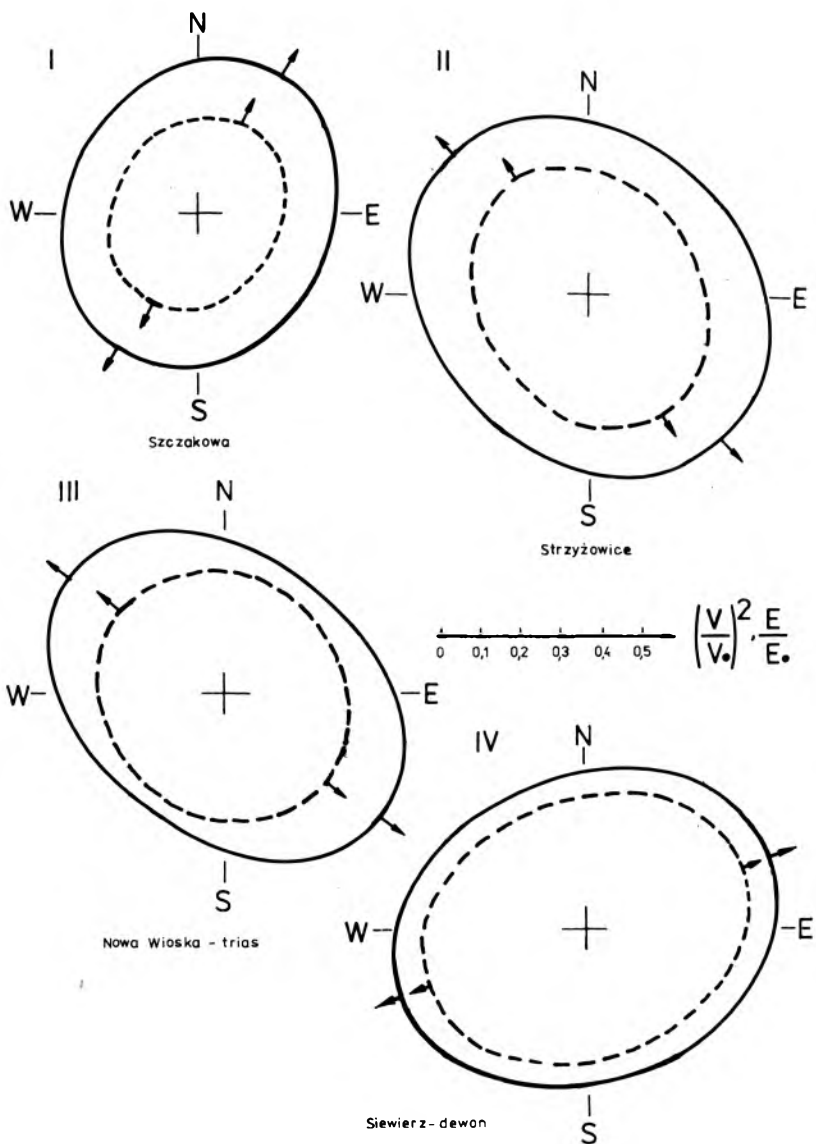


Rys. 9.3. Zależność pomiędzy współczynnikami anizotropii tensorów spękań i prędkości  
(oznaczenia jak do rys. 9.1)

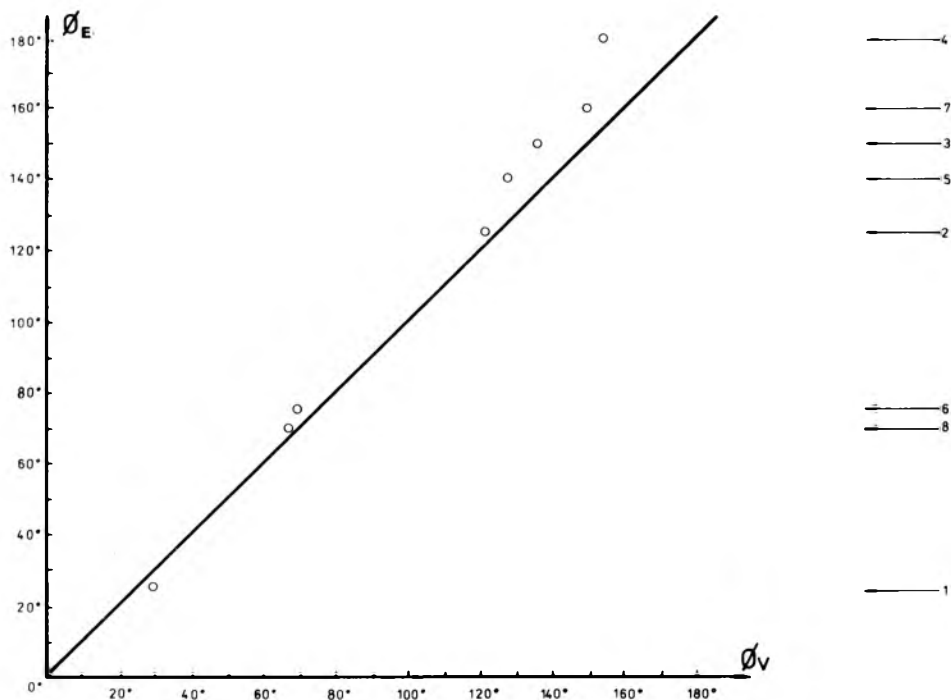
fal podłużnych, opisywanych tensorami prędkości drugiego rzędu. Przykłady dla kilku odsłoneń przedstawiono na rys. 9.4. Z kolei na rys. 9.5 zaprezentowano związek pomiędzy kierunkami maksymalnych wartości efektywnego modułu Younga a orientacją dłuższych osi tensorów prędkości fal *P*. Zgodność kierunków jest bardzo dobra, a pewne odchylenia (do 10°) mogą być spowodowane wspomnianymi wcześniej efektami nieliniowymi. Największą różnicę (25°) stwierdzono w masywie triasowym odsłonecia Siewierz. Najprawdopodobniej jest ona wynikiem zawodnienia tego masywu, w którym występują trzy poziomy wodonośne. Zawodnienie spękań powoduje zmniejszenie anizotropii i wpływa na kierunkowe rozkłady prędkości (O'Connell, Budiansky, 1974; Hudson, 1988).

Rozpatrując tensory czwartego rzędu, stwierdzono, że obrazy geometryczne tensorów prędkości po obrocie o 90° wykazują istotne podobieństwo do obrazów geometrycznych tensorów spękań. Ilustruje to rys. 9.6, na którym przedstawiono rozkłady kwadratów prędkości fal *P* i *S* w odsłoneciu Szczakowa, obrócone względem rozkładu gęstości spękań. Chociaż kierunki wartości maksymalnych i minimalnych wszystkich trzech rozkładów są zgodne, podobieństwo rozkładu prędkości fal *P* do rozkładu spękań jest znacznie większe niż w przypadku fal *S*. Jak wynika z prezentowanych rezultatów, tensory prędkości czwartego rzędu odgrywają ważną rolę podczas badania szczelino-watności metodami sejsmicznymi, gdyż pozwalają na uszczegółowienie informacji o rozkładach spękań, uzupełniając ogólne charakterystyki anizotropii masywu, uzyskane z tensorów drugiego rzędu.



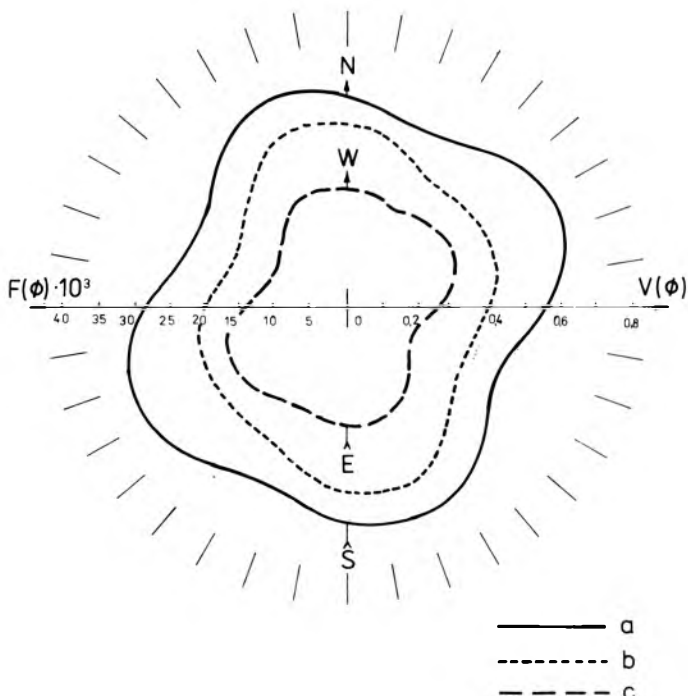


Rys. 9.4. Przykłady związków pomiędzy rozkładami kwadratu prędkości (linia ciągła) i efektywnego modułu Younga (linia przerywana) w badanych masywach (strzałkami zaznaczono kierunki wartości maksymalnych)



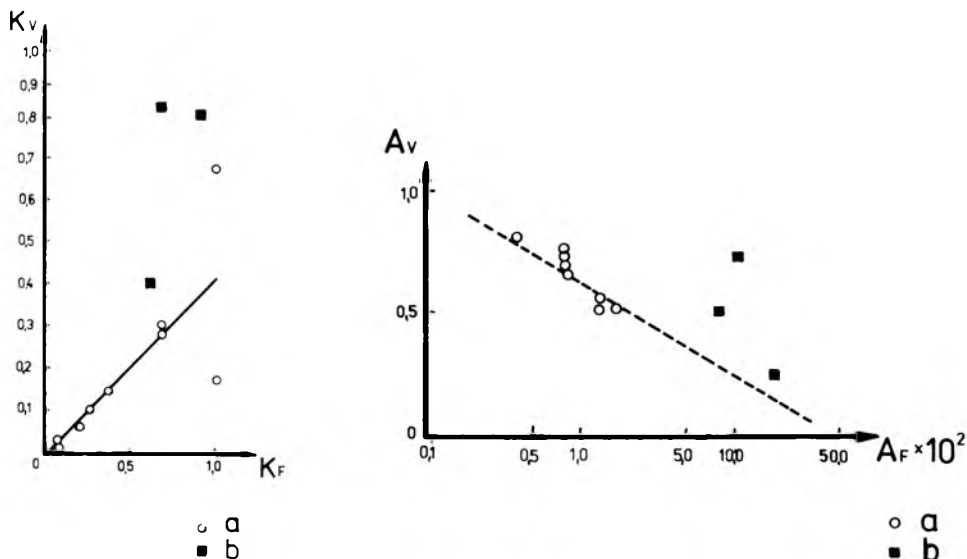
Rys. 9.5. Zależność pomiędzy kierunkami maksymalnych wartości kwadratu prędkości fali  $P$  i efektywnego modułu Younga w badanych odsłonięciach (oznaczenia jak do rys. 9.1)

Rezultaty badań prowadzonych w masywach węglanowych GZW w pełni pokrywają się z wnioskami, jakie przedstawili Oda i inni (1986), badając prędkości fal sprężystych w gipsowych modelach ze sztucznie wytworzonymi szczelinami o różnej orientacji oraz w trzech miejscach w masywie granitowym z okolic Nukatasugawa (Japonia). Stwierdzili oni wzajemną prostopadłość odpowiednich osi tensorów prędkości i spękań, jak również podobieństwo rozkładów kwadratu prędkości do azymutalnych rozkładów efektywnego modułu Younga. Na rys. 9.7 pokazano otrzymane przez nich wyniki dotyczące współczynników izotropowości i anizotropii tensorów prędkości i spękań oraz związków między nimi. Zależność  $A_V$  od  $A_F$  dla próbek modelowych ma postać logarymiczną (rys. 9.7a). Biorąc pod uwagę różnicę definicji tensora spękań, podane przez nich wartości  $A_F$  zawierają się w przedziale odpowiadającym wartościom od 0,004 do 0,02, według definicji stosowanej w tej pracy. W masywach przedział ten wynosi od 0,08 do 0,2 — a więc gęstość spękań jest w nich znacznie większa niż w skałach węglanowych GZW. Z wyników otrzymanych dla trzech punktów pomiarowych w granitach jedynie w punkcie B są one zbliżone do relacji stwierdzonych w próbkach



Rys. 9.6. Odśrońcie Szczakowa — przykład wyznaczonego z tensora czwartego rzędu rozkładu gęstości spękań (c) i obróconych o  $90^\circ$  rozkładów kwadratu prędkości fal  $P$  (a) oraz fal  $S$  (b) również wyznaczonego z tensora czwartego rzędu

modelowych. Stosunek współczynników anizotropii dla modeli jest równy średnio 0,40, natomiast w granitach odbiega wyraźnie od tej wartości. W punktach pomiarowych A i C jest wręcz większy od jedności. W punkcie B wynosi około 0,60, podobnie jak w skałach węglanowych GZW. Ze względu na niewielki zakres pomiarów terenowych, wyniki uzyskane dla granitów nie mogą stanowić materiału porównawczego.



Rys. 9.7. Zależności pomiędzy współczynnikami izotropowości (rys. 9.7a) oraz anizotropii (rys. 9.7b) tensorów prędkości i spękań w modelach gipsowych (a) oraz granitach Nukatasugawa (b); Według Oda i inni: *A Crack Tensor and Its Relation to Wave Velocity Anisotropy in Jointed Rock Masses*. Int. J. Mech. Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., 1986, 23 (6), s. 393.

Wyniki badań prowadzonych na obszarze GZW w ośmiu odsłonięciach położonych w różnych częściach tego obszaru pozwalają na przedstawienie bardziej ogólnych wniosków, dotyczących wpływu orientacji spękań na prędkość fal sejsmicznych. Potwierdzają one rezultaty badań laboratoryjnych Ody i innych (1986). Rezultaty te w dużym stopniu odpowiadają zależnościom przewidywanym przez przyjęty model ośrodka spękanego.

## 10. Wpływ szczelinowatości na anizotropię fal sejsmicznych — podsumowanie

### 10.1. Charakterystyki kierunkowe prędkości i ich związek z orientacją spękań

Aktualny stan badań potwierdza istotną rolę szczelinowatości skał skorupy ziemskiej jako jednego z głównych czynników determinujących właściwości fizyczne masywów skalnych. Wyniki doświadczalne uzyskane na obszarze GZW są zgodne z rezultatami prac prowadzonych w innych masywach skalnych, zarówno węglanowych różnego wieku (Bamford i inni, 1979; Brocquet i inni, 1978; Nunn i inni, 1983), jak i granitowych (Douglass, Voight, 1969; Oda i inni, 1986).

Rozkłady prędkości fal sejsmicznych zależą nie tylko od lokalnej orientacji struktur mezotektonicznych, ale również od regionalnego układu makrotektonicznego (Idziak i inni, 1991b). Azymuty biegu tych struktur wskazują kierunki prędkości maksymalnych. Prędkości minimalne obserwuje się wzdłuż dwusiecznych kątów pomiędzy kierunkami nieciągłości. W przypadku systemów spękań o zbliżonej orientacji, różniących się azymutem o mniej niż  $30^\circ$ , gdy rozkłady kierunków spękań częściowo zachodzą na siebie, rozkłady prędkości wykazują rozmyte maksimum, wspólne dla obu systemów. Systemy nieciągłości, których azymuty różnią się o więcej niż  $30^\circ$ , z reguły zaznaczają się na rozkładach prędkości wysokimi, dobrze wydzielonymi maksimumami.

Możliwość wyznaczania azymutów biegu głównych systemów nieciągłości tektonicznych jest jednym z ważnych aspektów oceny przydatności metod sejsmicznych do badania szczelinowatości masywów skalnych.

## 10.2. Metody opisu szczelinowatości skal

W masywach, w których spękania wykazują uprzywilejowane orientacje, do wyznaczenia kierunków wypadkowych systemów, sprawdzenia zgodności rozkładu kierunków spękań z kołowym rozkładem normalnym oraz do obliczenia odchyżeń standardowych od kierunku wypadkowego można zastosować analizę wektorową (K r o k o w s k i, 1976). Z reguły nie uwzględnia się przy tym wielkości spękań, chociaż istnieje możliwość wagowania udziału poszczególnych spękań, przypisując każdemu, zamiast wektora jednostkowego, wektor o długości proporcjonalnej do jego rozmiarów.

Wielkością charakteryzującą szczelinowatość w masywach z losowym rozkładem spękań jest parametr gęstości spękań  $\varepsilon$ , zależny od rozmiarów, kształtu i liczby spękań w jednostce objętości masywu, nie zależący natomiast od orientacji poszczególnych spękań. Zdefiniowany przez Budiansky'ego i O'Connella (1976) parametr  $\varepsilon$  nie ma bezpośredniego sensu fizycznego, lecz jest kombinacją wielkości fizycznych, upraszczającą postać równań opisujących efektywne stałe sprężyste. Czynnikiem geometrycznym kształtu spękania jest stosunek kwadratu pola przekroju podłużnego do obwodu krzywej, wyznaczonej na płaszczyźnie przekroju przez granice spękania. W niniejszej pracy wprowadzono zmodyfikowaną definicję parametru gęstości spękań, nadając mu określony sens fizyczny — porowatości szczelinowej masywu. Czynnikiem geometrycznym jest średnia objętość pojedynczego spękania. Tak zdefiniowanych parametr  $\varepsilon$  przyjmuje wartości z przedziału (0,1). Różnicę pomiędzy obiema formami parametru  $\varepsilon$  najłatwiej pokazać na przykładzie spękań kolistych. Zgodnie z definicją Budiansky'ego i O'Connella, dla spękań o zróżnicowanych średnicach  $a$  parametr gęstości spękań jest proporcjonalny do  $N\langle a^3 \rangle$ , natomiast w definicji zaproponowanej tutaj — do  $N\alpha\langle a^3 \rangle$  ( $\alpha$  — iloraz rozwarcia spękań). Widać wyraźnie, że pierwsza forma odnosi się raczej do sferycznych porów niż do mocno spłaszczonych spękań.

Zastosowanie rachunku tensorowego umożliwia uwzględnienie zarówno geometrii, jak i orientacji spękań przez wprowadzenie pojęcia tensora spękań, którego składowe zależą od obu tych czynników. Dzięki równaniom konstytutywnym ośrodka spękanego, w których poprawki do stałych sprężystych określone są przez składowe tensora spękań, na podstawie bezpośrednich badań szczelinowatości można wyznaczyć właściwości sprężyste masywu oraz określić anizotropię prędkości fal sejsmicznych. Tensor spękań rzędu zerowego opisuje gęstość spękań, bez uwzględnienia ich kierunków. Tensor drugiego rzędu stanowi pierwsze przybliżenie dla opisu anizotropii spękań. Tensory wyższych rzędów precyzują rozkład kierunków i pozwalają na przedstawienie złożonej anizotropii, związanej z występowaniem większej liczby różnie zorientowanych systemów spękań.

Przyjęcie definicji parametru gęstości spękań wyrażającego porowatość szczelinową masywu wiąże się z koniecznością takiego zdefiniowania tensora spękań, aby tensor rzędu zerowego był równy parametrowi  $\varepsilon$ . Niezbędne jest również dobranie takich współczynników geometrycznych w równaniu konstytutywnym, by wielkości stałych sprężystych, obliczone z tensora spękań, były zgodne z wartościami wyznaczonymi metodami sejsmicznymi. Jak pokazały wyniki przedstawionych badań, wprowadzony zespół definicji parametru gęstości spękań i tensora spękań wraz z równaniem konstytutywnym jest wewnętrznie spójny i prowadzi do rezultatów zgodnych z doświadczeniem.

### **10.3. Tensory prędkości i ich związki z tensorami spękań**

Rachunek tensorowy można zastosować również do opisu kierunkowych rozkładów prędkości fal sejsmicznych. Tensory prędkości wyznaczone na podstawie pomiarów prędkości fal w niektórych kierunkach odwzorowują anizotropię sejsmiczną i pozwalają obliczyć prędkość w dowolnie wybranym kierunku. Rząd tensora dobiera się w zależności od stopnia anizotropii prędkości. W masywach spękanych tensory prędkości wykazują związki z tensorami spękań. Obrazy geometryczne tensorów prędkości po obrocie o  $90^\circ$  podobne są do obrazów geometrycznych tensorów spękań. Dotyczy to zarówno tensorów drugiego, jak i wyższych rzędów. Współczynniki izotropowości tensora prędkości pozostają w pewnej zależności funkcyjnej od współczynników izotropowości tensorów spękań. Współczynniki anizotropii prędkości i anizotropii spękań są wprost proporcjonalne. Dzięki tym zależnościom metody sejsmiczne można stosować do badania anizotropii spękań w skałach niedostępnych bezpośrednim obserwacjom.

### **10.4. Wyznaczanie tensora spękań z pomiarów sejsmicznych**

Odpowiednio zaprojektowane badania sejsmiczne dostarczają informacji o prędkościach fal w zależności od kierunku propagacji. Otrzymane rozkłady prędkości fal  $P$  pozwalają na jakościową analizę anizotropii spękań — liczby głównych zespołów spękań i ich orientacji. Na ich podstawie wyznaczyć można tensory prędkości drugiego i wyższych rzędów. Znajomość związków współczynników izotropowości oraz anizotropii prędkości i spękań (otrzymanych np. w odślonięciach zlokalizowanych w pobliżu badanego obszaru) umożliwi oszacowanie składowych tensorów spękań.

Aby obliczyć składowe tensora spękań, należy wyznaczyć wartości i kierunki własne oraz współczynniki  $A_V$  i  $K_V$  tensora prędkości. Znając funkcję  $A_F = \psi(A_V)$  oraz stosunek  $S = K_V/K_F$ , ze wzorów:

$$\mathcal{F}_1 = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{K_v}{S} \right) \circ \psi(A_v) \quad (10.1)$$

$$\mathcal{F}_2 = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{K_v}{S} \right) \circ \psi(A_v)$$

wyliczyć można wartości własne tensora spękań. Jego główne osie obrócone są o  $90^\circ$  względem osi tensora prędkości.

Jeśli parametr  $S$  i funkcja  $\psi$  nie są znane, to tensor spękań można wyznaczyć tylko w przybliżeniu, obracając tensor prędkości o  $90^\circ$ . Składowe otrzymanego w wyniku tego przekształcenia tensora  $\hat{U}$  będą równe:

$$U_{11} = V_{22}; \quad U_{22} = V_{11}; \quad U_{12} = -V_{12} \quad (10.2)$$

dla rzędu drugiego oraz:

$$\begin{aligned} U_{1111} &= V_{2222}; & U_{2222} &= V_{1111}; & U_{1112} &= -V_{1222} \\ U_{1222} &= -V_{1112}; & U_{1122} &= V_{1122} \end{aligned} \quad (10.3)$$

dla rzędu czwartego.

Tensor  $\hat{U}$  reprezentuje właściwości kierunkowe tensora spękań, jednak nie pozwala na dokładne oszacowanie współczynnika anizotropii i izotropowości spękań.

Tensory prędkości fal poprzecznych w mniejszym stopniu przydatne są do wyznaczania tensora spękań. Ich części izotropowe pozwalają jednak oszacować średnie wartości efektywnego modułu sztywności i łącznie z wartościami efektywnego modułu Younga, wyliczonymi z tensora prędkości fal  $P$ , określić wpływ spękań na stopień osłabienia masywu skalnego.



## 11. Przykłady praktycznego wykorzystania metod sejsmicznych w badaniach szczelinowatości

W rozdziale tym przedstawiono przykłady praktycznego zastosowania metod sejsmicznych w rozwiązywaniu różnych problemów geologicznych i geomechanicznych związanych ze szczelinowatością skał.

Jedną z dziedzin, w których wykorzystać można pomiary sejsmiczne, jest tektonika. Idziak i inni (1991b) zastosowali pomiary sejsmiczne do porównania właściwości sprężystych oraz rozkładu struktur mezo- i makrotektonicznych w utworach triasowych i dewońskich części północno-wschodniego obrzeżenia GZW, pomiędzy Siewierzem i Zawierciem. Na podstawie azymutalnych rozkładów prędkości stwierdzono różnice w kierunkach anizotropii obu jednostek stratygraficznych, mniejszy stopień szczelinowatości i większą konsolidację utworów dewońskich, przejawiającą się większymi wartościami efektywnych stałych sprężystych. Porównanie rozkładów prędkości w różnych punktach pomiarowych pozwoliło wyznaczyć położenie pionowych kontaktów pomiędzy utworami dewonu i triasu. Otrzymane rezultaty, w powiązaniu z analizą uskoków przeprowadzoną na podstawie danych z wielu otworów tego rejonu, umożliwiły wyciągnięcie wniosków dotyczących pól tektonicznych działających w tym rejonie w okresie mezozoiku.

Dużą rolę mogą odegrać pomiary sejsmiczne w śledzeniu zjawisk dynamicznych, związanych z powstawaniem i ewolucją systemów spękań. Jednym z przykładów są badania wpływu eksploatacji podziemnej na deformację skał na powierzchni przeznaczonej pod zabudowę, przeprowadzone w Piekarach Śląskich (Gustkiewicz, Idziak i inni, 1988). Ich celem było określenie odkształceń i zmian właściwości fizycznych w przypowierzchniowych warstwach górotworu, spowodowanych postępującą, głęboką eksploatacją ścianową. W ramach tych badań wykonywano pomiary anizotropii sejsmicznej w kierunku równoległym i prostopadłym do kierunku eksploatacji. Stwierdzono, że zmiany zachodzące w skałach przypowierzchniowych mają charak-

ter cyklicznych anomalii, nakładających się na systematyczne zmiany związane z wykształcaniem się niecki osiadania. Anomalie występowały w początkowej fazie tworzenia się niecki, w fazie największych prędkości osiadania oraz w fazie stabilizowania się niecki. W okresie narastania anomalii następował obrót tensora prędkości i wzrost współczynnika anizotropii. W okresie ich zanikania tensor prędkości powracał do stanu wyjściowego, a współczynnik anizotropii malał. Zachowanie tensora prędkości na gruncie modelu dylatacyjnego powiązано z ewolucją spękań w masywie. Na dużym obszarze, obejmującym również rejon badań, stwierdzono dwa główne systemy spękań. Jeden odpowiadał kierunkowi eksploatacji, a drugi był do niego prostopadły. Zmiany tensora prędkości w okresie występowania anomalii świadczyły o powstawaniu bądź rozwieraniu istniejących szczelin o biegu prostopadłym do kierunku eksploatacji, z jednoczesnym zaciskaniem szczelin o biegu równoległym. Towarzyszył temu rozciągająco-ściskający stan naprężeń. W drugiej fazie anomalii następowało ponowne otwieranie się spękań równoległych; prędkość osiągała minimum. Pod koniec tej fazy stan naprężeń zmieniał się na słabe wszechstronne ściskanie, powodujące zaciskanie szczelin i związany z tym powolny wzrost prędkości oraz spadek anizotropii.

Opisane przykłady stanowią niewielki fragment zastosowań pomiarów anizotropii prędkości fal sejsmicznych. Pomiaru takie mogą być z powodzeniem stosowane w badaniach inżynierskich do oceny jakości podłoża oraz kierunków osłabienia masywu przy projektowaniu budowli, zapór, tuneli itp. Zastosowanie znaleźć mogą także w zagadnieniach hydrogeologicznych, w szczególności do wyznaczania tensora spękań, a następnie tensora przepuszczalności skał szczelinowatych (Oda, 1985).

## 12. Literatura

- Ament W.S., 1959: *Wave propagation in suspensions*. US Naval Res. Lab. Rep. No. 5307.
- Anderson D.L., Minster B., Cole D., 1974: *The effect of oriented cracks on seismic velocities*. J. Geophys. Res., **79** (26), 4011—4015.
- Babuška V., Schenck V., 1974: *Seismic wave velocities in granodiorite as measured in laboratory and in situ*. Stud. Geophys. Geod., **18**, 126—133.
- Bała M., 1990: *Theoretical model of sedimentary rocks and evaluation of the influence of various parameters on the velocity of elastic waves in rock medium*. Acta Geophys. Pol., **38** (2), 169—178.
- Bamford D., Nunn K.R., 1979: *In situ seismic measurement of crack anisotropy in the carboniferous limestone of North-West England*. Geophys. Prospec., **27** (1), 322—338.
- Biot M.S., 1956a: *Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid: I. Low frequency range*. J. Acoust. Soc. Am., **28**, 168—178.
- Biot M.S., 1956b: *Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid: II. High frequency range*. J. Acoust. Soc. Am., **28**, 179—191.
- Brace W.F., 1965: *Some new measurements of linear compressibility of rocks*. J. Geophys. Res., **79**, 391.
- Broquet P., Forestier G., Verez Ch., 1978: *Essai d'analyse an sismique refraction de la fracturation d'un massif Rocheux calcaire en Franche-Comte*. Ann. Sci. Univ. Besançon — Geologie, **29** (3), 37—45.
- Bruner W.M., 1976: *Comments on „Seismic velocities in dry and saturated cracked solids” by R.J.O'Connell and B. Budiansky*. J. Geophys. Res., **81**, 2573—2576.
- Buchbinder G.G.R., 1981: *Precise P and S wave velocity variations, crack density and saturation changes*. J. Geophys. Res., **86** (B2), 1042—1046.
- Budiansky B., O'Connell R., 1976: *Elastic moduli of a cracked solid*. Int. J. Solids Structures, **12**, 81—97.
- Chudzikiewicz L., 1983: *Sedymentacja warstw gogolińskich wschodniego obrzeżenia Zagłębia Górnośląskiego*. Stud. Geol. Pol., **75**, 7—58.
- Crampin S., 1978: *Seismic wave propagation through a cracked solid: polarization as a possible dilatancy diagnostic*. Geophys. J. R. Astr. Soc., **53**, 467—496.
- Crampin S., 1981: *A review of wave motion in anisotropic and cracked elastic media*. Wave Motion, **3**, 343—391.
- Crampin S., 1984: *Effective anisotropic elastic constants for wave propagation through cracked solids*. Geophys. J. R. Astr. Soc., **76**, 135—145.
- Crampin S., McGoniggle R., Bamford D., 1980: *Estimating crack parameters from observations of P-wave velocity anisotropy*. Geophysics, **45** (3), 345—360.

- Doktorowicz-Hrebniński S., 1935: *Mapa szczegółowa Polskiego Zagłębia Węglowego — Arkusz Grodziec — objaśnienia*. Państw. Inst. Geol., Warszawa.
- Douglass P.M., Voight B., 1969: *Anisotropy of granite: a reflection of microscopic fabric*. Geotechnique, **19**, 376—398.
- Eshelby J.D., 1957: *The determination of the elastic field of an ellipsoidal inclusion and related problems*. Proc. Roy. Soc. Ser. A, **241**, 376—396.
- Garbin H.D., Knopoff L., 1973: *The compressional modulus of a material permeated by a random distribution of free circular cracks*. Q. Appl. Math., **30**, 453—464.
- Garbin H.D., Knopoff L., 1975a: *The shear modulus of a material permeated by a random distribution of free circular cracks*. Q. Appl. Math., **33**, 296—300.
- Garbin H.D., Knopoff L., 1975b: *Elastic moduli of a medium with liquid-filled cracks*. Q. Appl. Math., **33**, 301—303.
- Gassman F., 1951: *Über die elastizität poröser medien*, Viertel jahrsschr. Naturforsch. Ges. Zurich, **96**, 1—21.
- Gustkiewicz J., Idziak A., Chodyń L. i inni, 1988: *Zmiany prędkości fal sejsmicznych i elektrycznego oporu właściwego w wyniku deformacji górotworu wywołanej eksploatacją górnictwem*. Publ. Inst. Geophys. Pol. Acad. Sci., **M-10** (213), 97—107.
- Henye F.S., Pumphrey N., 1982: *Self-consistent elastic moduli of a cracked solid*. Geophys. Res. Letters, **9** (8), 903—906.
- Hudson J.A., 1981: *Wave speeds and attenuation of elastic waves in material containing cracks*. Geophys. J. R. Astr. Soc., **64**, 133—150.
- Hudson J.A., 1982: *Overall properties of a cracked solids*. Math. Proc. Camb. Phil. Soc., **88**, 371—384.
- Hudson J.A., 1988: *Seismic wave propagation through material containing partially saturated cracks*. Geophys. J. R. Astr. Soc., **92**, 33—77.
- Idziak A., 1985: *Anizotropia prędkości fal sejsmicznych w skalach spękanych*. W: Mat. I Kraj. Konf. Nauk.-Tech. nt. *Zastosowanie metod geofizycznych w górnictwie kopalni stałych*. Jaworze 1985. AGH, Kraków, 119—127.
- Idziak A., 1986: *Zależność między prędkościami fal czołowych a stopniem spękania masywów węglanowych*. AGH, Kraków. Praca doktorska [nie publikowane].
- Idziak A., 1988a: *Seismic wave velocities in fractured sedimentary carbonate rocks*. Acta Geophys. Pol., **36** (2), 101—114.
- Idziak A., 1988b: *Propagacja fal sejsmicznych w spękanych skalach węglanowych*. Zesz. Nauk. AGH — Geofiz. Stes., z. 1, 75—87.
- Idziak A., 1990a: *Badanie szczelinowości masywów węglanowych metodami sejsmicznymi*. W: Mat. III Kraj. Konf. Nauk.-Tech. nt. *Postęp naukowy i techniczny w geologii górnictwa węgla kamiennego*. Szczyrk, Prace GIG — seria dod., 326—335.
- Idziak A., 1990b: *Seismic measurements of crack anisotropy in the Uppersilesian carbonate rocks*. Proc. 35-th Int. Geophys. Symp., Varna, v. 2, 229—236.
- Idziak A., 1991: *Zastosowanie rachunku tensorowego do opisu anizotropii fal sejsmicznych*. W: Mat. III Kraj. Konf. Nauk.-Tech. nt. *Zastosowanie metod geofizycznych w górnictwie kopalni stałych*. Jaworze 1991. AGH, Kraków, 101—108.
- Idziak A., 1992: *Tensor spękań i jego zastosowanie w zagadnieniach anizotropii sejsmicznej masywów spękanych*. Publ. Inst. Geophys. Pol. Acad. Sci., **M-16** (245).
- Idziak A., Teper L., Cabała J., 1991a: *The using of shallow seismic measurements in structural investigations*. Proc. 39-th Int. Geophys. Symp., Kijew, v. 1, 69—78.
- Idziak A., Teper L., Cabała J., 1991b: *The shallow seismic method as a tool in structural study*. Acta Geophys. Pol., **39** (3), 293—309.
- Kanatani K., 1984: *Distribution of directional data and fabric tensors*. Int. J. Engng. Sci., **22**, 2, 149—164.

- Krokowski J., 1976: *Metody statystyczne w analizie strukturalnej spękań*. W: *Szczelinowatość masywów skalnych*. Wyd. Geologiczne, Warszawa, 141—171.
- Kuster G.T., Toksöz M.N., 1974: *Velocity and attenuation of seismic waves in two-phase media. Part I. Theoretical formulation*. *Geophysics*, **39**, 587—606.
- Marcak H., Mortimer Z., 1986: *Modele związków prędkości fal sejsmicznych ze stopniem szczelinowatości górotworu*. *Publ. Inst. Geophys. Pol. Acad. Sci.*, **M-8** (191), 39—51.
- Nishizawa O., 1982: *Seismic velocity in a medium containing oriented cracks — transversely isotropic case*. *J. Phys. Earth*, **30**, 331—347.
- Nunn K.R., Barker R.D., Bamford D., 1983: *In situ seismic and electrical measurements of fracture anisotropy in the Lincolnshire Chalk*. *Q. J. of Eng. Geol.*, **16**, 187—195.
- Nur A., Simmons G., 1969: *Stress-induced velocity anisotropy in rock: an experimental study*. *J. Geophys. Res.*, **74**, 6667.
- Nur A., 1971: *Effect of stress on velocity anisotropy in rocks with cracks*. *J. Geophys. Res.*, **76** (8), 2022—2034.
- O'Connell R., Budiansky B., 1974: *Seismic velocities in dry and saturated cracked solids*. *J. Geophys. Res.*, **79** (35), 5412—5426.
- Oda M., 1982: *Fabric tensor for discontinuous geological materials*. *Soils Fdns.*, **22** (4), 96—108.
- Oda M., 1984: *Similarity rule of crack geometry in statistically homogeneous rock masses*. *Mech. Mater.*, **3**, 119—129.
- Oda M., 1985: *Permeability tensor for discontinuous rock masses*. *Geotechnique*, **35** (4), 483—495.
- Oda M., Suzuki K., Maeshibu T., 1984: *Elastic compliance for rock-like materials*. *Soils Fdns.*, **24** (3), 27—40.
- Oda M., Yamabe T., Kamemura K., 1986: *Crack tensor and its relation to wave velocity anisotropy in jointed rock masses*. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, **23** (6), 387—397.
- Schenk V., Schenkova Z., 1974: *Stress wave velocity and crack system of a medium*. *Geophys. Prospec.*, **22** (4), 710—721.
- Śliwiński S., 1956: *O występowaniu wapieni i dolomitów dewońskich koło Siewierza oraz możliwościach ich użytkowania*. *Zesz. Nauk. AGH — Geologia*, z. 1.
- Stiller H., Wagner F.C., Vollstädt H., 1977: *A two-phase model for the description of the influence of cracks on the P- and S-wave*. *Tectonophysics*, **43**, 181—197.
- Stiller H., Wagner F.C., Vollstädt H., 1980: *Zavisimost' skorostej rosprostraneniya uprugich voln ot davlennija v treščinowatych gornych porodach*. *Fizyka Zemli*, **1**, 56—61.
- Teper L., Hollek-Idziak J., Idziak A., 1986: *Cios w dolnym wapieniu muszlowym nad rozłamem Kraków — Myszków*. *Rudy i Metale*, **4**, 106—109.
- Toksöz M.N., Cheng C.H., 1978: *Modeling of seismic velocities in porous rocks and its application to seismic exploration*. *Arabian J. Sci. & Eng., spec. issue*, 109—131.
- Wu T.T., 1966: *The effect of inclusion shape on the elastic moduli of a two-phase media*. *Int. J. Solids Structures*, **2**, 1—8.
- Zimmermann R.W., 1984: *Elastic moduli of a solid with spherical pores: new self-consistent method*. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, **21** (6), 339—343.

**Anisotropy of seismic waves velocity and its association  
with orientation of crack systems in rock massifs**

Summary

Fracturing is one of the fundamental characteristics of the Earth crust. It has a governing influence on many physical properties of the rock massifs. Due to the importance of fracturing, of great significance becomes the feasibility of determining crack parameters in massifs which are not directly accessible for geological observations.

Joint exert a particularly marked influence on the elastic properties of the rocks and hence on the seismic wave velocities. The existence of this relation makes it possible to use of seismic methods for determining the crack density and the orientation of crack systems.

In these studies the objective was to determine the relationship between crack anisotropy and seismic wave velocity anisotropy using of the most up to date interpretation method based on tensor calculus. The concept of crack tensor developed by Oda (1984, 1986) was modified so as to give it a specific physical sense. At the same time the constituent equation was also modified and in this way the values of elastic constants calculated from the crack distribution corresponded to values found by seismic methods. A detailed analysis was made of the two-dimensional crack tensors and velocity tensors in the transversely isotropic medium. Their characteristic features were shown on the model distributions of velocities and cracks.

From the results of experimental tests carried out in carbonate massifs of varied ages lying in the eastern and north — eastern part of the Upper Silesian Coal Basin it was possible to verify the theoretical model developed, by establishing the relations between the components of crack tensors and velocity tensors in the massifs considered. A procedure was developed for determining joint distributions from seismic measurements. Obtained results can be utilized in tests of jointed rocks inaccessible for direct observations.

## **Die Anisotropie der Geschwindigkeit der Erdbebenwellen und ihr Zusammenhang mit der Orientierung der Systeme der Brüche der Felsenmassive**

### **Zusammenfassung**

Die Zerklüftung ist eins der Hauptmerkmale der Felsen der Erdrinde, die die physischen Eigenschaften der Felsenmassive bestimmt. Aufgrund der so großen Bedeutung der Zerklüftung ist das Hauptproblem die Möglichkeit der Kernwertermittlung des Bruchs in diesen Massiven, die für die unmittelbaren geologischen Beobachtungen unzugänglich sind.

Besonders deutlich kommt zum Ausdruck der Einfluß des Bruchs auf die Spannkraft der Felsen und die damit verbundenen Geschwindigkeiten der Ausbreitung der Erdbebenwellen, Dieser Zusammenhang ermöglicht die Ausnützung der seismischen Methoden um die Richtungen und die Dichten der Brüche zu bestimmen.

Der Zweck dieser präsentierten Arbeit ist die Bestimmung des Zusammenhangs zwischen der Anisotropie der Brüche und der Anisotropie der Geschwindigkeit der Erdbebenwellen, mit Hilfe der neusten Interpretationsmethoden, die auf der Tensorrechnung beruhen. Die Konzeption des Bruchstensors, die von Oda (1984, 1986) bearbeitet wurde, wurde so modifiziert, um ihm einen bestimmten physischen Sinn zu geben. Zugleich wurde die konstitutive Gleichung modifiziert, in der die Bestandteile des Bruchstensors enthalten sind, dank dessen entsprachen die Werte der Federkonstanten — die aus der Verteilung der Brüche ausgerechnet wurden — den Werten, die mit Hilfe seismischer Methoden bestimmt wurden. Ausführliche Überlegungen wurden den zweidimensionalen Tensoren der Geschwindigkeit und der Brüche im transversal isotropen Zentrum gewidmet. Ihre charakteristischen Merkmale wurden an den Verteilungsmodellen der Geschwindigkeiten und der Brüche dargestellt.

Die Ergebnisse der Versuchsforschungen, die in unterschiedlichen hundertjährigen Kohlmasiven durchgeführt wurden, die auf dem östliche. und nord-östlichen Oberschlesischen Kohlgebiet vorkommen, haben die Prüfung des bearbeiteten theoretischen Modells durch die Bestimmung des Zusammenhangs zwischen den Parametern der Bruchstensenoren und der Geschwindigkeitstensenoren in den untersuchten Massiven ermöglicht. Es wurde ein Abriss der Methodik der Bestimmung der Bruchverteilungen aufgrund der seismischen Messung bearbeitet. Die erhaltenen Ergebnisse können bei der Untersuchung der Zerklüftung der Felsenmassive, die für die unmittelbare Beobachtung unzugänglich sind, ausgenutzt werden.

**ADAM IDZIAK**

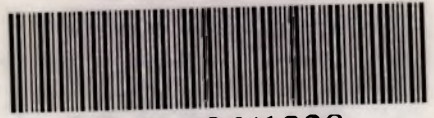
**Anizotropia prędkości fal sejsmicznych  
i jej związek z orientacją systemów spękań masywów skalnych**

**Wykaz ważniejszych błędów dostrzeżonych w druku**

Strona	Wiersz		Jest	Powinno być
	od góry	od dołu		
35			błędnie zamieszczono rysunki	nad podpisem do rys. 5.4 powinien znajdować się rysunek umieszczony nad podpisem do rys. 5.5 i odwrotnie
55			błędnie zamieszczono rysunki	nad podpisem do rys. 8.3 powinien znajdować się rysunek umieszczony nad podpisem do rys. 8.4 i odwrotnie



nr inw.: BGN - 286



BG N 286/1328