

WPLYW STRUKTURY PORÓW NA PROPAGACJĘ FAL HARMONICZNYCH W OŚRODKU PRZEPUSZCZALNYM WYPEŁNIONYM CIECZĄ

JÓZEF KUBIK i MARIUSZ KACZMAREK (POZNAŃ)

Przeanalizowano wpływ wewnętrznej struktury ośrodka porowatego nasyconego cieczą na przebieg zjawisk dynamicznych. Rozważania przeprowadzono w ramach teorii z dwuparametrową charakterystyką wewnętrznej struktury porów, której podstawowe równania i cechy charakterystyczne przedstawiono na tle teorii objętościowej z jednym parametrem struktury — porowatością objętościową. Wskazano jak w ramach teorii dwuparametrowej uwzględnić się oddziaływania dynamiczne i sprzężenie masowe pomiędzy składnikami ośrodka w następstwie wpływu struktury porowatego szkieletu. Ograniczając się do teorii zlinearyzowanej, przedyskutowano wpływ sprzężenia dynamicznego na parametry propagacji fal harmonicznycch w takim ośrodku jako efektu struktury porów. Ponadto rozważono zakresy słabego i silnego tłumienia. Podano wzory przybliżone określające prędkości i współczynniki tłumienia fal uwzględniające wpływ struktury ośrodka.

1. WSTĘP

Zjawiska propagacji fal sprężystych w deformowalnych ośrodkach porowatych wypełnionych cieczą odgrywają istotną rolę w licznych zagadnieniach inżynierskich, między innymi geofizyki, zagadnieniach biomechaniki dotyczących fal w materiale kostnym czy też zagadnieniach wibroizolacji w układach dwuskładnikowych.

Cechą charakterystyczną takich ośrodków jest to, że występującym w nich zjawiskom niestacjonarnym towarzyszy sprzężenie dynamiczne jako efekt wpływu geometrycznej struktury porów szkieletu oraz sprzężenie masowe będące następstwem zmiany struktury porów i gęstości składników w procesie deformacji [1 i 2]. Sprzężenia te odgrywają istotną rolę przy analizie zjawisk propagacji fal w ośrodkach przepuszczalnych i jakościowa oraz ilościowa ocena ich wpływu na odpowiednie parametry propagacji wymaga szerszej analizy.

Większość dotychczasowych badań poświęconych zagadnieniom dynamicznym w materiałach porowatych wypełnionych cieczą za punkt wyjścia przyjmuje liniowe równania dynamicznej teorii konsolidacji Biota [3] jak

też równania teorii ośrodków wieloskładnikowych [4 i 5] w których, podobnie jak w równaniach Biota, uwzględnia się dodatkowo parametr geometryczny (porowatość objętościową f_v) opisujący udziały objętościowe poszczególnych składników w jednostce objętości ośrodka [6–9]. Tę ostatnią zmodyfikowaną teorię mieszanin w literaturze określa się mianem teorii objętościowej [7] lub też teorii z parametrem objętościowym.

Należy podkreślić, że w ramach teorii objętościowej trudno jest uwzględnić oddziaływania dynamiczne oraz sprzężenie masowe. Jest to istotnym mankamentem tej teorii, przyczyna zaś tego faktu, zdaniem autorów, tkwi w niepełnej charakterystyce geometrycznej struktury porów występującej w postaci jednego parametru skalarnego f_v .

Korzystniejsze jest w tym przypadku analizowanie zagadnień falowych opierając się na równaniach Biota, w których występuje sprzężenie dynamiczne jako efekt zaproponowanej energii kinetycznej ośrodka w postaci pełnej formy kwadratowej. Brak jest jednakże bezpośredniego związku tego sprzężenia z wewnętrzną strukturą porowatego szkieletu, co uniemożliwia badanie wpływu struktury na parametry propagacji.

Możliwość przeanalizowania zagadnień dynamicznych z uwzględnieniem wpływu struktury porów ośrodka przepuszczalnego, a tym samym ujęcie oddziaływań dynamicznych i sprzężenia masowego, daje teoria z dwuparametrową charakterystyką struktury porów rozwijana w pracach [10–14]. Parametrami tymi są porowatość objętościowa f_v oraz w ogólnym przypadku tensor strukturalnej przepuszczalności \mathbf{P} zdefiniowany przez jednego z autorów [12, 15 i 16].

W niniejszej pracy przedstawimy podstawowe równania teorii dwuparametrowej i jej cechy charakterystyczne na tle teorii objętościowej. Następnie w ramach zlinearyzowanej teorii dwuparametrowej przeanalizujemy wpływ struktury porów na propagację fal harmonicznycch w ośrodku porowatym. Ponadto rozważymy dwa różniące się znacznie zakresy tłumienia: słabego i silnego, podając przybliżone wzory dla określenia prędkości i współczynników tłumienia fal.

2. MATEMATYCZNE MODELE OŚRODKA POROWATEGO WYPEŁNIONEGO CIECZĄ

2.1. Model z parametrem objętościowym

W większości prac poświęconych analizie zjawisk dynamicznych w ośrodkach porowatych za punkt wyjścia przyjmuje się teorię mieszanin [4 i 5], w której uwzględnia się dodatkową wielkość polową (porowatość objętościową), określającą lokalnie objętościowe udziały poszczególnych składników rozróżnialnych z punktu widzenia ich stanu skupienia (składników fizycznych)

w jednostce objętości ośrodka. Jest to tzw. objętościowa teoria ośrodka porowatego.

Wówczas podstawowe równania bilansu masy i pędu dwuskładnikowej, chemicznie obojętnej mieszaniny mają postać [6 i 7]

$$(2.1) \quad \frac{\partial}{\partial t} [(1-f_v) \varrho^s] + \operatorname{div} [(1-f_v)] \varrho^s \mathbf{v}^s = 0,$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (f_v \varrho^f) + \operatorname{div} (f_v \varrho^f \mathbf{v}^f) = 0,$$

$$(2.2) \quad \operatorname{div} \mathbf{T}^s + (1-f_v) \varrho^s \mathbf{b} + \pi^s = (1-f_v) \varrho^s \frac{D^s}{Dt} \mathbf{v}^s,$$

$$\operatorname{div} \mathbf{T}^f + f_v \varrho^f \mathbf{b} + \pi^f = f_v \varrho^f \frac{D^f}{Dt} \mathbf{v}^f,$$

gdzie

$$\frac{D^\alpha}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}^\alpha \operatorname{grad} (\quad), \quad \alpha = s, f.$$

W równaniach (2.1) i (2.2) gęstości ϱ^α oraz prędkości \mathbf{v}^α są wielkościami średnimi objętościowymi [14] poszczególnych składników fizycznych. Fazowe tensory naprężenia \mathbf{T}^α spełniają wzór Cauchy'ego

$$(2.3) \quad \mathbf{t}^\alpha = \mathbf{T}^\alpha \mathbf{n},$$

przy czym wektory naprężenia \mathbf{t}^α są definiowane przez iloczyny $\mathbf{t}^\alpha \cdot \mathbf{v}^\alpha$ przedstawiające moc sił powierzchniowych przekazywaną przez jednostkę powierzchni ośrodka. Wektor \mathbf{b} jest siłą masową odniesioną do jednostki masy, natomiast siły π^s i $\pi^f = -\pi^s = -\pi$ oznaczają wymianę pędu pomiędzy cieczą i porowatym szkieletem i najczęściej postulowane są w postaci [6, 17]

$$(2.4) \quad \pi = \alpha \operatorname{grad} (\varrho^f - \varrho^s) + \beta (\mathbf{v}^f - \mathbf{v}^s),$$

gdzie α i β są stałymi współczynnikami.

Na podstawie analizy dokonanej w pracach [2 i 12-14] stwierdzono, że w przytoczonych równaniach (2.1) i (2.2) teorii objętościowej nie uwzględnia się ograniczeń nakładanych przez strukturę porów na względny ruch fazy ciekłej (prędkość filtracyjna nie zależy od anizotropii struktury porów), ponadto w odniesieniu do wymiany pędu teoria ta nie obejmuje oddziaływań dynamicznych, które są cechą charakterystyczną większości ośrodków porowatych. Nie uwzględnia ona także oddziaływań wynikających ze sprężenia masowego w ośrodku, będącego następstwem zmiany struktury porów i gęstości składników w procesie deformacji. Stanowi to istotny mankament teorii zwłaszcza przy dyskusji zjawisk dynamicznych, w których

efekty sprzężenia dynamicznego i masowego wywołane wpływem struktury porów odgrywają znaczną rolę.

Powstaje zatem konieczność użycia do zagadnień dynamicznych opisu ośrodka porowatego, w którym przyjęta i fizycznie uzasadniona charakterystyka struktury porów umożliwiłaby uwzględnienie wspomnianych wyżej oddziaływań.

2.2. Model z dwuparametrową charakterystyką struktury porów

Poniżej przedstawiamy podstawowe równania teorii odkształcalnego ośrodka porowatego nasyconego cieczą z uwzględnieniem dwuparametrowej charakterystyki struktury wewnętrznej porowatego szkieletu — obejmujące wymienione wyżej oddziaływania. Równania te będą stanowiły podstawę do analizy zjawisk dynamicznych w deformowalnym ośrodku przepuszczalnym, a w szczególności do ustalenia wpływu geometrycznej struktury porów na parametry propagacji fal sprężystych w takim ośrodku.

W ramach wspomnianej teorii rozwijanej w pracach [10–14] strukturę porów charakteryzuje się dwoma parametrami: porowatością objętościową f_v oraz tensorem strukturalnej przepuszczalności \mathbf{P} (w przypadku anizotropowej struktury) definiowanym na drodze geometrycznej [12 i 15] jak również hydrodynamicznej [16]. Dla materiałów z izotropową strukturą porów tensor \mathbf{P} jest tensorem izotropowym, $\mathbf{P} = \lambda \mathbf{1}$, gdzie λ oznacza efektywną porowatość powierzchniową.

Przy tych założeniach pęd fazy ciekłej w ruchu względem szkieletu spełnia równanie [16]

$$(2.5) \quad \bar{\rho}^f \mathbf{u} = \bar{\rho}^f \kappa \dot{\mathbf{u}}^*$$

a całkowity pęd cieczy złożony jest z dwóch pędów składowych

$$(2.6) \quad \bar{\rho}^f \mathbf{v}^f = (1 - \kappa) \bar{\rho}^f + \kappa \bar{\rho}^f \dot{\mathbf{v}}^*$$

gdzie

$$\bar{\rho}^f = f_v \rho^f, \quad \kappa = \frac{\lambda}{f_v}, \quad \dot{\mathbf{v}}^* \equiv \dot{\mathbf{v}}^s, \quad \dot{\mathbf{v}}^* = \dot{\mathbf{v}} + \dot{\mathbf{u}}^*$$

przy czym względna prędkość cieczy \mathbf{u} określona jest przez średnie objętościowe prędkości cieczy i szkieletu $\mathbf{u} = \mathbf{v}^f - \mathbf{v}^s$ oraz $\dot{\mathbf{u}}^*$ oznacza średnią powierzchniową, względną prędkość cieczy odniesioną do efektywnej powierzchni porów.

Powyższe wyniki dają podstawę do traktowania ośrodka porowatego nasyconego cieczą jako złożenia dwóch składników wirtualnych (kinematycznych) rozróżnialnych z kinematycznego punktu widzenia. Pierwszy tworzy szkielet i ciecz „stowarzyszona” (dołączona) o gęstości $\bar{\rho} = \bar{\rho}^s + (1 - \kappa) \bar{\rho}^f$,

($\bar{\rho}^s = (1 - f_v) \rho^s$), któremu odpowiada prędkość $\dot{\mathbf{v}}^1$. Drugim składnikiem wirtualnym jest ciecz „swobodna o gęstości $\bar{\rho}^2 = \kappa \bar{\rho}^f$, której odpowiada pole prędkości $\dot{\mathbf{v}}^2$. Należy podkreślić, że uwidoczniony tutaj fakt występowania cieczy stowarzyszonej jest ściśle związany ze znanym w hydrodynamice efektem masy dodatkowej występującej przy opływie ciał.

Można zauważyć, że przy założeniu $\kappa = 1$ ($\lambda = f_v$) składniki wirtualne ośrodka utożsamiają się ze składnikami fizycznymi i efekt masy dodatkowej nie występuje.

Dla izotropowego ośrodka porowatego wypełnionego cieczą równania ciągłości zapisane dla składników wirtualnych mają postać

$$(2.7) \quad \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \bar{\rho}^1 + \text{div} (\bar{\rho}^1 \dot{\mathbf{v}}^1) &= \dot{g}^1, \\ \frac{\partial}{\partial t} \bar{\rho}^2 + \text{div} (\bar{\rho}^2 \dot{\mathbf{v}}^2) &= \dot{g}^2, \end{aligned}$$

gdzie \dot{g}^1 i \dot{g}^2 są funkcjami określającymi intensywność wymiany masy spełniającymi warunek $\dot{g}^1 + \dot{g}^2 = 0$. Intensywność wymiany masy, przy założeniu, że dana jest deformacja ośrodka, określa funkcja

$$(2.8) \quad \dot{g}^1 \equiv g = \bar{\rho}^s \frac{D}{Dt} \left[(1 - \kappa) \frac{\bar{\rho}^f}{\bar{\rho}^s} \right], \quad \frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \dot{\mathbf{v}}^1 \text{grad} (),$$

z czego wynika, że składniki wirtualne, pomimo braku reakcji chemicznej w ośrodku, wymieniają masę i wielkość tej wymiany zależy od szybkości zmian parametrów charakteryzujących strukturę geometryczną porów szkieletu oraz szybkości zmian gęstości składników fizycznych. Efekt wymiany masy zanika jeśli struktura porów spełnia warunek $\kappa = \lambda/f_v = 1$.

Równania ruchu w ramach teorii dwuparametrowej mają postać [1]

$$(2.9) \quad \begin{aligned} \text{div} \overset{1}{\mathbf{T}} + \overset{1}{\rho} \mathbf{b} + \overset{1}{\mathbf{r}} &= \overset{1}{\rho} \frac{D}{Dt} \dot{\mathbf{v}}^1 + \frac{1}{2} g (\dot{\mathbf{v}}^2 - \dot{\mathbf{v}}^1), \\ \text{div} \overset{2}{\mathbf{T}} + \overset{2}{\rho} \mathbf{b} + \overset{2}{\mathbf{r}} &= \overset{2}{\rho} \frac{D}{Dt} \dot{\mathbf{v}}^2 + \frac{1}{2} g (\dot{\mathbf{v}}^2 - \dot{\mathbf{v}}^1), \end{aligned}$$

przy czym tensory naprężenia $\overset{k}{\mathbf{T}}$ ($k = 1, 2$) związane są z naprężeniami \mathbf{T}^α ($\alpha = s, f$) zależnościami [12]

$$(2.10) \quad \overset{1}{\mathbf{T}} = \mathbf{T}^s + (1 - \kappa) \mathbf{T}^f, \quad \overset{2}{\mathbf{T}} = \kappa \mathbf{T}^f.$$

Siły $\overset{k}{\mathbf{r}}$ ($\overset{1}{\mathbf{r}} = \overset{2}{\mathbf{r}}$) oznaczają całkowite wzajemne oddziaływanie pomiędzy składnikami wirtualnymi a siła $\frac{1}{2} g (\dot{\mathbf{v}}^2 - \dot{\mathbf{v}}^1)$ jest związana z występowaniem wymiany

masy w ośrodku. Ten ostatni efekt fizyczny jest zbieżny ze sprzężeniem masowym diskutowanym w pracy [18] w odniesieniu do mieszaniny chemicznie aktywnych składników.

Wykorzystując równania (2.9) oraz zależności (2.10) możemy teraz otrzymać pełną formę równań ruchu dla składników fizycznych, w których występują efekty sprzężenia dynamicznego i masowego. Mają one postać

$$(2.11) \quad \begin{aligned} \operatorname{div} \mathbf{T}^s + \bar{\varrho}^s \mathbf{b} + \mathbf{r}^s &= \bar{\varrho}^s \frac{1}{Dt} \dot{\mathbf{v}}, \\ \operatorname{div} \mathbf{T}^f + \bar{\varrho}^f \mathbf{b} + \mathbf{r}^f &= (\bar{\varrho}^f - \bar{\varrho}) \frac{1}{Dt} \dot{\mathbf{v}} + \bar{\varrho} \frac{2}{Dt} \dot{\mathbf{v}} + g (\dot{\mathbf{v}} - \dot{\mathbf{v}}), \end{aligned}$$

gdzie siły wzajemnego oddziaływania pomiędzy porowatym szkieletem i fazą ciekłą są określone jak następuje

$$(2.12) \quad \mathbf{r}^s = -\mathbf{r}^f = \left\{ \frac{1}{\kappa} \dot{\mathbf{r}} + \frac{1}{\kappa} \mathbf{T}^f \operatorname{grad} (1 - \kappa) + \bar{\varrho}^f (1 - \kappa) \left(\frac{2}{Dt} \dot{\mathbf{v}} - \frac{1}{Dt} \dot{\mathbf{v}} \right) + \left(\frac{1}{2\kappa} - 1 \right) (\dot{\mathbf{v}} - \dot{\mathbf{v}}) g \right\}.$$

Z (2.12) wynika, że całkowite oddziaływanie pomiędzy składnikami fizycznymi w ramach dwuparametrowego modelu jest nie tylko następstwem istnienia siły dyfuzyjnej (będącej częścią składową siły $\dot{\mathbf{r}}$) wynikającej z ruchu względnego składników oraz siły związanej z niejednorodnością geometrycznej struktury porów ośrodka ($\operatorname{grad} (1 - \kappa) \neq 0$), ale także uwzględnia sprzężenie dynamiczne jako efekt wpływu struktury porów szkieletu (trzeci wyraz) oraz sprzężenie masowe związane ze zmianą ilości cieczy stowarzyszonej w trakcie procesu deformacji (wyraz czwarty).

Należy nadmienić, że te dwa ostatnie rodzaje sprzężeń, nie występujące w teorii objętościowej, mają istotne znaczenie przy analizie zjawisk dynamicznych w ośrodku porowatym nasyconym cieczą.

2.3. Teoria zlinearyzowana

W ramach teorii liniowej, dla małych odkształceń, równania ruchu (2.9) upraszczają się do postaci

$$(2.13) \quad \begin{aligned} \operatorname{div} \dot{\mathbf{T}} + \dot{\varrho} \mathbf{b} + \dot{\boldsymbol{\pi}} &= \dot{\varrho} \frac{\partial}{\partial t} \dot{\mathbf{v}}, \\ \operatorname{div} \ddot{\mathbf{T}} + \ddot{\varrho} \mathbf{b} + \ddot{\boldsymbol{\pi}} &= \ddot{\varrho} \frac{\partial}{\partial t} \ddot{\mathbf{v}}, \end{aligned}$$

przy czym siły wzajemnego oddziaływania pomiędzy składnikami wirtualnymi można napisać jako liniowe siły dyfuzyjne

$$(2.14) \quad \frac{1}{\kappa} = -\frac{2}{\kappa} = \frac{2}{\kappa} = b_1 (\mathbf{v}^f - \mathbf{v}^s),$$

gdzie b_1 jest współczynnikiem oporu przepływu.

Zlinearyzowane równania ruchu dla składników fizycznych (2.11) przyjmują postać

$$(2.15) \quad \begin{aligned} \operatorname{div} \mathbf{T}^s + \bar{\varrho}^s \mathbf{b} + \mathbf{r}^s &= \bar{\varrho}^s \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{v}^s, \\ \operatorname{div} \mathbf{T}^f + \bar{\varrho}^f \mathbf{b} + \mathbf{r}^f &= \bar{\varrho}^f \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{v}^f, \end{aligned}$$

gdzie siły oddziaływania pomiędzy fazą ciekłą i porowatym szkieletem (2.12) po uwzględnieniu związków (2.6) oraz (2.14) są

$$(2.16) \quad \mathbf{r}^s = -\mathbf{r}^f = \left\{ b (\mathbf{v}^f - \mathbf{v}^s) - \bar{\varrho}^f \left(1 - \frac{1}{\kappa} \right) \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{v}^f - \mathbf{v}^s) \right\},$$

gdzie $b = \left(\frac{1}{\kappa} \right)^2 b_1$.

Z (2.16) wynika, że sprzężenie dynamiczne manifestuje się już w ramach zlinearyzowanej teorii, natomiast sprzężenie masowe uwidacznia się przez człony nieliniowe.

Na oddzielną uwagę zasługuje fakt, że przy oznaczeniu $\mathbf{b} \mathbf{u} = \mathbf{R}^s = -\mathbf{R}^f$ równania (2.15) napisane w postaci

$$(2.17) \quad \begin{aligned} \operatorname{div} \mathbf{T}^s + \bar{\varrho}^s \mathbf{b} + \mathbf{R}^s &= \bar{\varrho}^s \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{v}^s + \varrho_{12} \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{v}^f - \mathbf{v}^s), \\ \operatorname{div} \mathbf{T}^f + \bar{\varrho}^f \mathbf{b} + \mathbf{R}^f &= \bar{\varrho}^f \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{v}^f - \varrho_{12} \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{v}^f - \mathbf{v}^s), \end{aligned}$$

są równoważne z równaniami zaproponowanymi przez BIOTA [3], jeśli pomiędzy parametrem Biota ϱ_{12} i parametrami charakteryzującymi strukturę zachodzi związek

$$(2.18) \quad \varrho_{12} = \bar{\varrho}^f \left(1 - \frac{1}{\kappa} \right) = \varrho^f f_v \left(1 - \frac{f_v}{\lambda} \right).$$

Równanie konstytutywne dla silnie odkształcalnych orodków porowatych wypełnionych cieczą w ramach teorii dwuparametrowej były przedmiotem

prac [12 i 13]. W przypadku teorii zlinearyzowanej wykazano, że równania konstytutywne odpowiadające składnikom fizycznym, przy pominięciu wpływu lepkości na naprężenia w cieczy, mają postać znanych równań BIOTA [19 i 20]

$$(2.19) \quad \begin{aligned} \mathbf{T}^s &= 2\bar{N}\boldsymbol{\varepsilon} + (A \operatorname{tr} \boldsymbol{\varepsilon} + Q\Theta) \mathbf{1}, \\ \mathbf{T}^f &= \sigma \mathbf{1} = (Q \operatorname{tr} \boldsymbol{\varepsilon} + R\Theta) \mathbf{1}, \end{aligned}$$

gdzie $\boldsymbol{\varepsilon}$ jest tensorem odkształcenia porowatego szkieletu, Θ — dylatacją cieczy oraz \bar{N} , A , Q , R są stałymi materiałowymi ośrodka.

Odpowiednie równania konstytutywne dla składników wirtualnych mają postać [13 i 21]

$$(2.20) \quad \begin{aligned} \overset{1}{\mathbf{T}} &= 2N\overset{1}{\boldsymbol{\varepsilon}} + \{(H_1 + 2N) \operatorname{tr} \overset{1}{\boldsymbol{\varepsilon}} + H_2 \overset{2}{\Theta}\} \mathbf{1}, \\ \overset{2}{\mathbf{T}} &= (H_2 \operatorname{tr} \overset{1}{\boldsymbol{\varepsilon}} + H_3 \overset{2}{\Theta}) \mathbf{1}, \end{aligned}$$

gdzie $\overset{1}{\boldsymbol{\varepsilon}} \equiv \boldsymbol{\varepsilon}$; $\overset{2}{\Theta}$ oznacza dylatację cieczy swobodnej, N , H_1 , H_2 , H_3 zaś są współczynnikami określającymi własności sprężyste ośrodka i ze stałymi Biota związane są zależnościami:

$$(2.21) \quad \begin{aligned} N &= \bar{N}, \quad H_1 = 2\bar{N} + A + 2Q(1 - \kappa) + (1 - \kappa)^2 R, \\ H_2 &= \kappa [Q + (1 - \kappa) R], \quad H_3 = \kappa^2 R. \end{aligned}$$

W dalszych rozważaniach posłużymy się opisem w odniesieniu do składników wirtualnych, w którym parametry charakteryzujące wewnętrzną strukturę porowatego szkieletu występują w jawnej postaci, dogodnej do analizy jakościowej i ilościowej.

3. WPLYW STRUKTURY PORÓW OŚRODKA NA PARAMETRY PROPAGACJI FAL HARMONICZNYCH

W niniejszym rozdziale wykorzystamy dwuparametrowy model ośrodka porowatego wypełnionego cieczą do przedyskutowania wpływu geometrycznej struktury porów ośrodka na przebieg zjawisk falowych. Przeanalizujemy (w ramach teorii liniowej) wpływ struktury porów na parametry propagacji harmoniczných fal sprężystych. Badania przeprowadzimy dla zmiennego parametru κ przy ustalonej porowatości f_v . W interpretacji fizycznej oznacza to badanie wpływu sprężenia dynamicznego na parametry propagacji fal. Przyjęcie warunku $\kappa = 1$ ($\lambda = f_v$) oznacza pominięcie wpływu sprężenia dynamicznego przy analizie zagadnień.

Punktem wyjścia do dyskusji będą przemieszczeniowe równania ruchu. Otrzymamy je uwzględniając w równaniach (2.13) funkcje konstytutywne (2.20) i (2.14) oraz wykorzystując związki geometryczne

$$(3.1) \quad \overset{1}{\varepsilon} = \frac{1}{2} [\text{grad } \overset{1}{\mathbf{u}} + (\text{grad } \overset{1}{\mathbf{u}})^T], \quad \overset{1}{\varepsilon} = \text{div } \overset{1}{\mathbf{u}}, \quad \overset{2}{\Theta} = \text{div } \overset{2}{\mathbf{u}},$$

gdzie $\overset{1}{\mathbf{u}}$ i $\overset{2}{\mathbf{u}}$ są wektorami przemieszczeń odpowiednio pierwszego i drugiego składnika wirtualnego. Wówczas równania przemieszczeniowe mają postać

$$(3.2) \quad \begin{aligned} NV^2 \overset{1}{\mathbf{u}} + (H_1 + N) \text{grad } \overset{1}{\varepsilon} + H_2 \text{grad } \overset{2}{\Theta} &= \overset{1}{\varrho} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \overset{1}{\mathbf{u}} - b_1 \frac{\partial}{\partial t} (\overset{2}{\mathbf{u}} - \overset{1}{\mathbf{u}}), \\ H_2 \text{grad } \overset{1}{\varepsilon} + H_3 \text{grad } \overset{2}{\Theta} &= \overset{2}{\varrho} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \overset{2}{\mathbf{u}} + b_1 \frac{\partial}{\partial t} (\overset{2}{\mathbf{u}} - \overset{1}{\mathbf{u}}). \end{aligned}$$

Celem otrzymania równań falowych zastosujemy do równań (3.2) operację divergencji i rotacji. Otrzymamy wówczas równania dla fal podłużnych

$$(3.3) \quad \begin{aligned} H_1 \nabla^2 \overset{1}{\varepsilon} + H_2 \nabla^2 \overset{2}{\Theta} &= \overset{1}{\varrho} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \overset{1}{\varepsilon} - b_1 \frac{\partial}{\partial t} (\overset{2}{\Theta} - \overset{1}{\varepsilon}), \\ H_2 \nabla^2 \overset{1}{\varepsilon} + H_3 \nabla^2 \overset{2}{\Theta} &= \overset{2}{\varrho} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \overset{2}{\Theta} + b_1 \frac{\partial}{\partial t} (\overset{2}{\Theta} - \overset{1}{\varepsilon}), \end{aligned}$$

oraz równania dla fal poprzecznych

$$(3.4) \quad \begin{aligned} NV^2 \overset{1}{\omega} &= \overset{1}{\varrho} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \overset{1}{\omega} - b_1 \frac{\partial}{\partial t} (\overset{2}{\omega} - \overset{1}{\omega}), \\ 0 &= \overset{2}{\varrho} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \overset{2}{\omega} + b_1 \frac{\partial}{\partial t} (\overset{2}{\omega} - \overset{1}{\omega}), \end{aligned}$$

gdzie $\overset{1}{\omega} = \text{rot } \overset{1}{\mathbf{u}}$, $\overset{2}{\omega} = \text{rot } \overset{2}{\mathbf{u}}$.

Rozwiązanie równań falowych (3.3) i (3.4) dla ośrodka nieograniczonego przyjmujemy w postaci funkcji opisujących propagację płaskich fal harmonicznycch. Dla fal podłużnych rozwiązania możemy napisać następująco:

$$(3.5) \quad \begin{aligned} \overset{1}{\varepsilon} &= C_1 \exp [i(lx - \omega t)], \\ \overset{2}{\Theta} &= C_2 \exp [i(lx - \omega t)], \end{aligned}$$

a dla fal poprzecznych mamy

$$(3.6) \quad \begin{aligned} \overset{1}{\omega} &= C_3 \exp [i(kx - \omega t)], \\ \overset{2}{\omega} &= C_4 \exp [i(kx - \omega t)], \quad i = \sqrt{-1}, \end{aligned}$$

gdzie l , k są zespolonymi liczbami falowymi oraz ω częstotnością kołową.

Podstawiając (3.5) oraz (3.6) do równań (3.3) i (3.4) otrzymujemy związki dyspersyjne dla fal dylatacyjnych

$$(3.7) \quad l^4 Y + l^2 \omega^2 (-X + iZH) + \omega^4 (\varrho \bar{\varrho} - iZ\varrho) = 0,$$

i dla fal poprzecznych

$$(3.8) \quad k^2 N (-\varrho^2 + iZ) + \omega^2 (\varrho \bar{\varrho} - iZ\varrho) = 0,$$

w których przyjęto następujące oznaczenia:

$$(3.9) \quad \begin{aligned} X &= H_1 \bar{\varrho} + H_3 \varrho, \\ Y &= H_1 H_3 - H_2^2, \end{aligned}$$

$$H = H_1 + 2H_2 + H_3, \quad \varrho = \bar{\varrho} + \varrho, \quad z = \frac{b_1}{\omega}.$$

Na podstawie rozwiązania równania (3.7) względem argumentu (l/ω) stwierdzamy, że w badanym ośrodku propagują się dwie fale podłużne, które za BIOTEM [3] nazywamy szybką (1) i wolną (2) o prędkościach fazowych $V_1 = 1/\text{Re}(l/\omega)_1$, $V_2 = 1/\text{Re}(l/\omega)_2$ i współczynnikach tłumienia $\alpha_1 = \text{Im}(l)_1$, $\alpha_2 = \text{Im}(l)_2$. Ich wartości określają wzory

$$(3.10) \quad \begin{aligned} V_1 &= 2 \sqrt{Y (A_1 + \sqrt{A_1^2 + B_1^2})^{-1}}, \\ V_2 &= 2 \sqrt{Y (A_2 + \sqrt{A_2^2 + B_2^2})^{-1}}, \\ \alpha_1 &= 0,5\omega \sqrt{(-A_1 + \sqrt{A_1^2 + B_1^2}) (Y)^{-1}}, \\ \alpha_2 &= 0,5\omega \sqrt{(-A_2 + \sqrt{A_2^2 + B_2^2}) (Y)^{-1}}, \end{aligned}$$

gdzie

$$\begin{aligned} A_1 &= X - \sqrt{0,5 (\Delta_R + \sqrt{\Delta_R^2 + \Delta_1^2})}, \\ A_2 &= X + \sqrt{0,5 (\Delta_R + \sqrt{\Delta_R^2 + \Delta_1^2})}, \\ B_1 &= -ZH + \sqrt{0,5 (-\Delta_R + \sqrt{\Delta_R^2 + \Delta_1^2})}, \\ B_2 &= -ZH - \sqrt{0,5 (-\Delta_R + \sqrt{\Delta_R^2 + \Delta_1^2})}, \\ \Delta_R &= X^2 - 4\varrho \bar{\varrho} Y - Z^2 H^2, \\ \Delta_1 &= Z (-ZXH + 4Y\varrho). \end{aligned}$$

Z rozwiązania równania (3.8) względem argumentu (k/ω) wynika, że w nasyconym cieczy ośrodku porowatym propaguje się jedna fala poprzeczna o prędkości fazowej $V_s = 1/\text{Re}(k/\omega)$ i współczynniku tłumienia $\alpha_s = \text{Im}(k)$. Wielkości te są określone następującymi wzorami

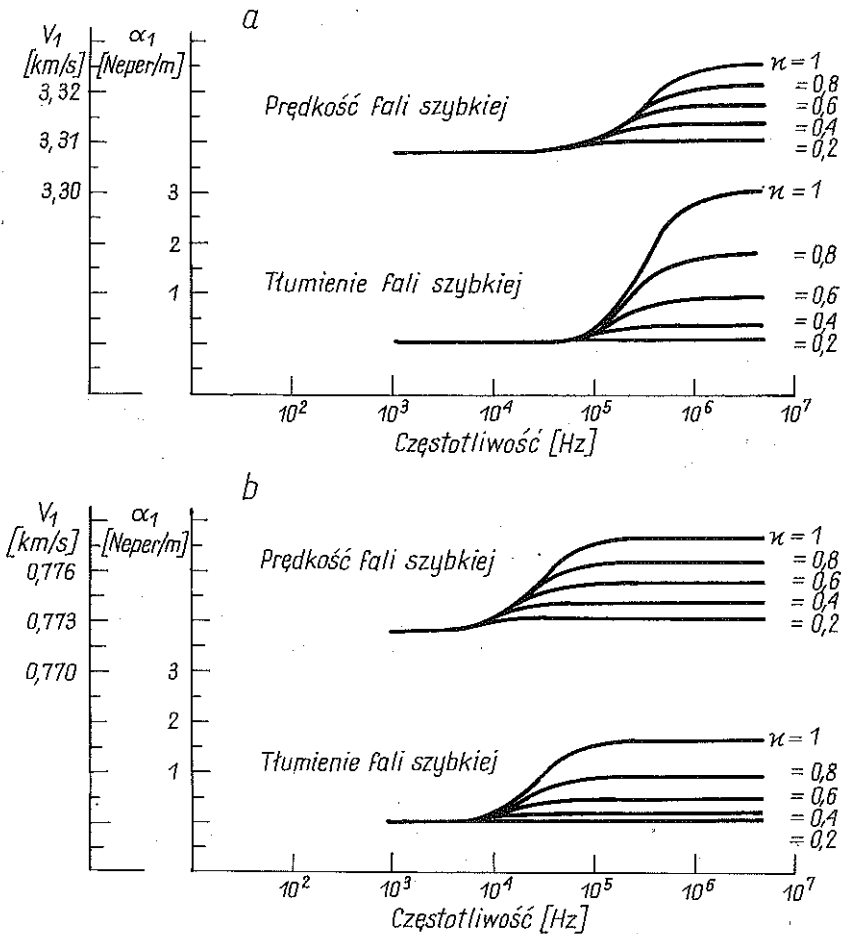
$$(3.11) \quad \begin{aligned} V_s &= \sqrt{0,5(u - \sqrt{u^2 + v^2})}, \\ \alpha_s &= \omega \sqrt{0,5(-u + \sqrt{u^2 + v^2})}, \end{aligned}$$

gdzie

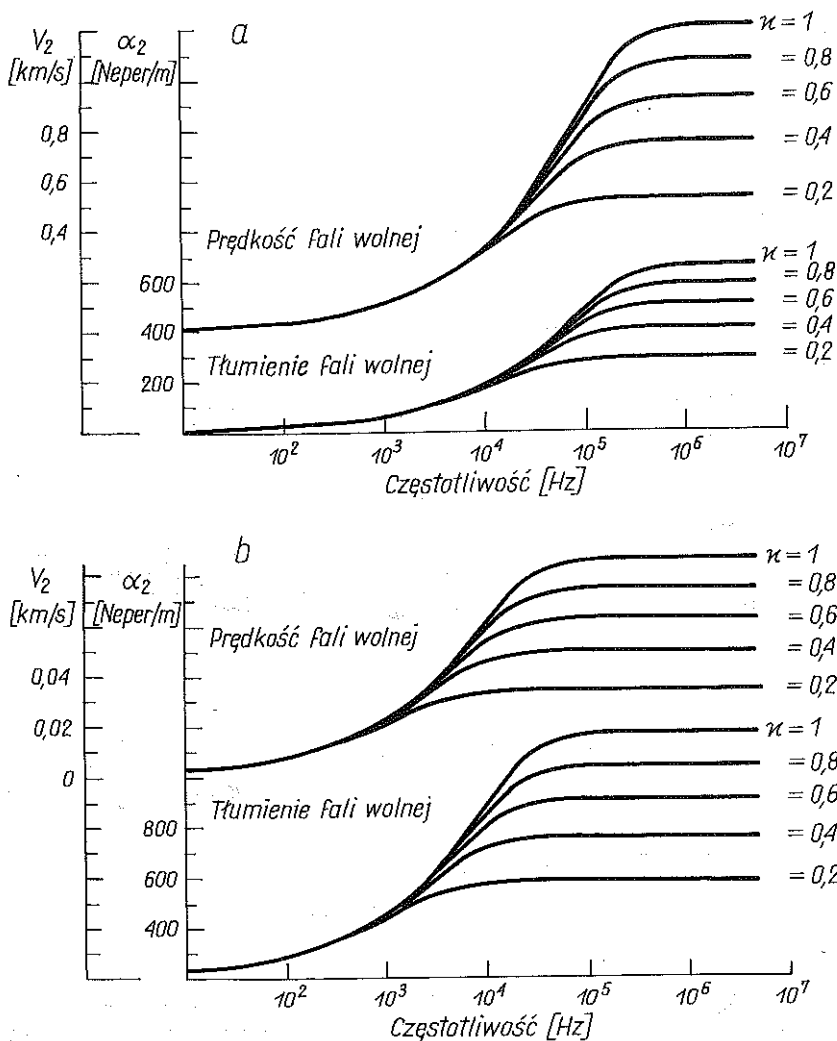
$$u = \frac{\frac{1}{2}(\dot{Q})^2 + \rho Z^2}{N[(\dot{Q})^2 + Z^2]}, \quad v = \frac{-Z(\dot{Q})^2}{N[(\dot{Q})^2 + Z^2]}.$$

Prędkości fazowe V_1, V_2, V_3 oraz współczynniki tłumienia $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_s$ określają własności fal harmonicznycch, które propagują się w ośrodku porowatym wypełnionym cieczą.

Celem zilustrowania wpływu geometrycznej struktury porów na te parametry przeanalizowano ich zależności od współczynnika κ w szerokim zakresie



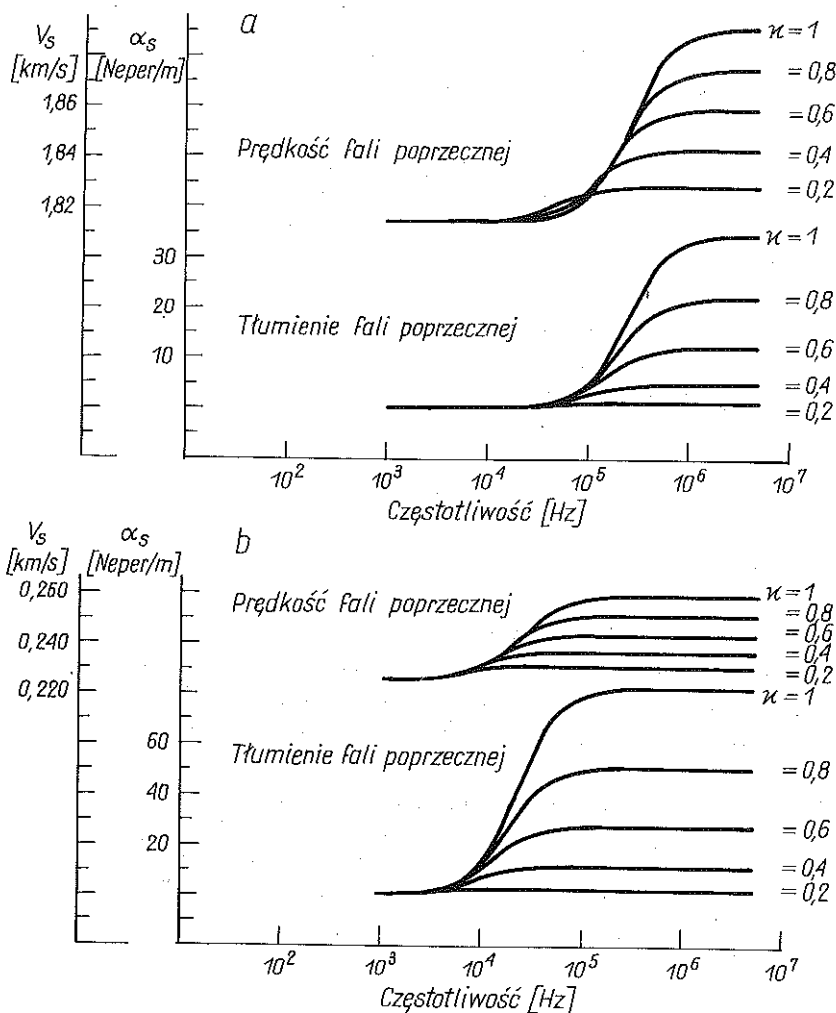
Rys. 1. Wpływ struktury na parametry propagacji fali szybkiej dla piaskowca (a) i gruboziarnistego piasku (b) nasyconych wodą



Rys. 2. Wpływ struktury na parametry propagacji fali wolnej dla piaskowca (a) i gruboziarnistego piasku (b) nasyconych wodą.

częstotliwości, przy ustalonych parametrach f_b , q^s , q^f , N , A , Q , R , b . Aby można było śledzić wyłącznie wpływ parametru κ pominięto w rozważaniach efekt zmian współczynnika oporu jako funkcji częstotliwości.

Na rys. 1, 2 i 3 podano przykładowe wykresy zmian poszczególnych parametrów propagacji fal harmonicznych jako funkcji częstotliwości dla następujących wartości parametru κ : $\kappa = 0,2$; $0,4$; $0,6$; $0,8$; 1 dla piaskowca Berea wypełnionego wodą [22] oraz gruboziarnistego piasku wypełnionego wodą [23] (por. Dodatek A).



Rys. 3. Wpływ struktury na parametry propagacji fali poprzecznej dla piaskowca (a) i gruboziarnistego piasku (b) nasyconych wodą

W zakresie niskich częstotliwości, dla nasyconych ośrodków porowatych może to być np. zakres badań sejsmicznych, wpływ κ jest niezauważalny. Efekt sprzężenia zaczyna być istotny dla częstotliwości średnich, a więc częstotliwości, w których mieszczą się np. ultradźwiękowe badania materiałów, częstotliwości badań lub leczenia stosowane w medycynie. Największy wpływ parametru κ na prędkość i tłumienie fal zaznacza się w zakresie dużych częstotliwości, które przede wszystkim mogą obejmować badania ultradźwiękowe.

Można zauważyć, że w zakresie częstotliwości wysokich wartości wszystkich badanych wielkości ustalają się. Zasadniczym parametrem określającym ich wartości w tym zakresie jest współczynnik κ . Ta bardzo istotna informacja może być wykorzystana przy określaniu drugiego parametru (λ) charakteryzującego strukturę ośrodka.

Ponadto, szacując zmianę wielkości opisujących propagację fal stwierdzamy, że stosunkowo największy wpływ na parametry propagacji (sięgający kilkudziesięciu procent) ma uwzględnienie parametru κ przy analizie fali wolnej. Wyjaśnia to częściowo pogląd wyrażony w niektórych pracach (np. [22]), że efekt sprzężenia jest do pominięcia, jako że brano wówczas pod uwagę możliwości rejestracji tylko fali szybkiej i poprzecznej. Metodę obserwacji fali wolnej podano w roku 1980 w pracy [24].

4. SŁABE I SILNE TŁUMIENIE. WZORY PRZYBLIŻONE

Znaczna ilość obserwowalnych zjawisk dynamicznych występujących w ośrodkach porowatych charakteryzuje się bądź to słabym bądź też silnym tłumieniem. Uzasadnia to celowość rozważenia takich zjawisk dla dwóch różniących się znacznie zakresów tłumienia. Istnienie dwóch granicznych zakresów tłumienia, silnego i słabego, dla ośrodków przepuszczalnych nasyconych cieczą, podobnie jak dla ośrodków jednoskładnikowych [25] zależy od charakteru wpływu bezwymiarowego parametru $b_1/\omega\varrho$ określającego stosunek sił dyfuzyjnych do sił bezwładności na parametry propagacji fal.

Punktem wyjścia do otrzymania odpowiednich wzorów przybliżonych będą rozwiązania równań dyspersyjnych (3.7) i (3.8) w postaci

$$(4.1) \quad \left(\frac{l}{\omega}\right)^2 = \frac{1}{2Y} \left[X - iZH \pm \sqrt{X^2 - 4Y\varrho^2 - Z^2 H^2 + iZ(-2XH + 4Y\varrho)} \right],$$

oraz

$$(4.2) \quad \left(\frac{k}{\omega}\right)^2 = \frac{1}{N} \frac{\frac{1}{\varrho}(\varrho^2) + \varrho Z^2}{(\varrho^2) + Z^2} \left[1 - \frac{Z(\varrho^2)}{\frac{1}{\varrho}(\varrho^2) + \varrho Z^2} \right].$$

4.1. Słabe tłumienie

Kryterium określającym zakres słabego tłumienia jest warunek

$$(4.3) \quad \frac{b_1}{\omega\varrho} = \frac{Z}{\varrho} \ll 1.$$

Jeżeli w równaniach (4.1) i (4.2) pominąć wyrazy względnie małe (zakłada się (4.3)) oraz uwzględnić, że $\sqrt{1 \pm x} = 1 \pm 0,5x$ dla małych x , to wzory dla

przybliżonych wartości prędkości i tłumienia fal w zakresie słabego tłumienia mają postać:

dla fali szybkiej

$$(4.4) \quad \begin{aligned} V_1 &\approx \sqrt{2Y(X - \sqrt{X^2 - 4\varrho\varrho^{\frac{1}{2}}Y})^{-1}}, \\ \alpha_1 &\approx -0,5b_1 \left(-H - \frac{-XH + 2\varrho Y}{\sqrt{X^2 - 4\varrho\varrho^{\frac{1}{2}}Y}} \right) (2Y(X - \sqrt{X^2 - 4\varrho\varrho^{\frac{1}{2}}Y}))^{-1/2}, \end{aligned}$$

dla fali wolnej

$$(4.5) \quad \begin{aligned} V_2 &\approx \sqrt{2Y(X + \sqrt{X^2 - 4\varrho\varrho^{\frac{1}{2}}Y})^{-1}}, \\ \alpha_2 &\approx -0,5b_1 \left(-H + \frac{-XH + 2\varrho Y}{\sqrt{X^2 - 4\varrho\varrho^{\frac{1}{2}}Y}} \right) (2Y(X - \sqrt{X^2 - 4\varrho\varrho^{\frac{1}{2}}Y}))^{-1/2}; \end{aligned}$$

dla fali poprzecznej

$$(4.6) \quad \begin{aligned} V_s &\approx \sqrt{\frac{N}{\varrho}}, \\ \alpha_s &\approx \frac{b_1}{2\sqrt{N\varrho}}. \end{aligned}$$

Łatwo zauważyć, że prędkości fal słabo tłumionych określone wzorami (4.3)–(4.6) są równe prędkościom fal czystosprężystych. Natomiast współczynniki tłumienia są stałe i różne od zera.

4.2. Silne tłumienie

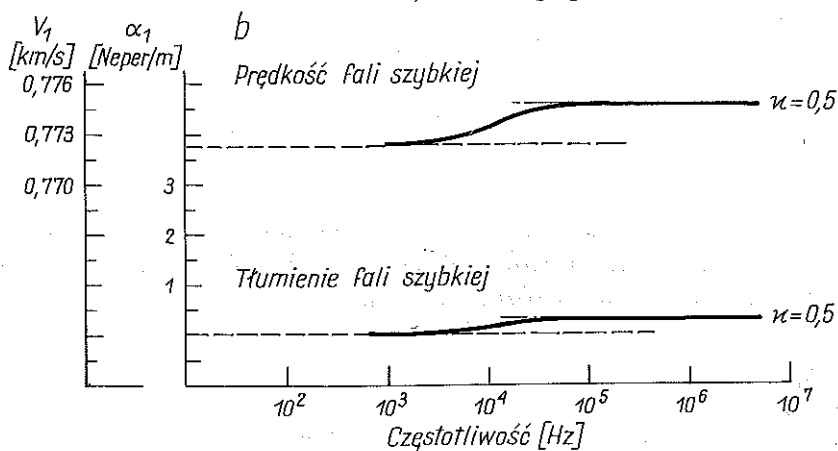
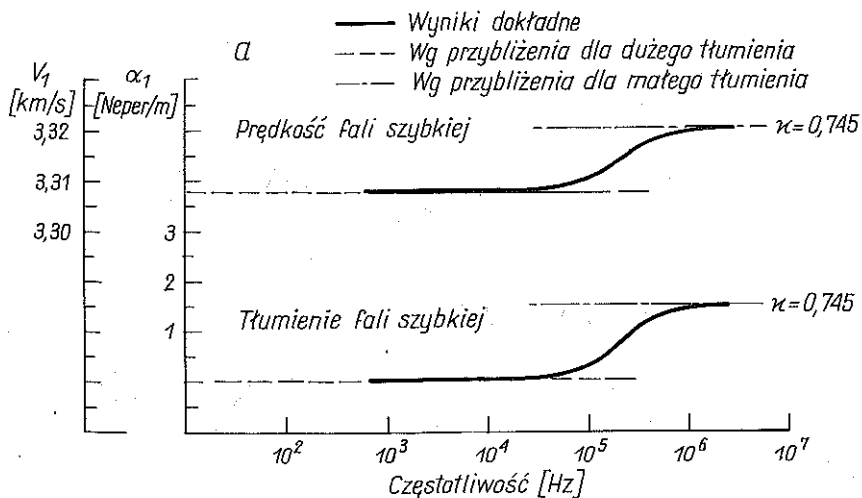
Kryterium określającym zakres silnego tłumienia jest warunek

$$(4.7) \quad \frac{b_1}{\omega\varrho} \gg 1.$$

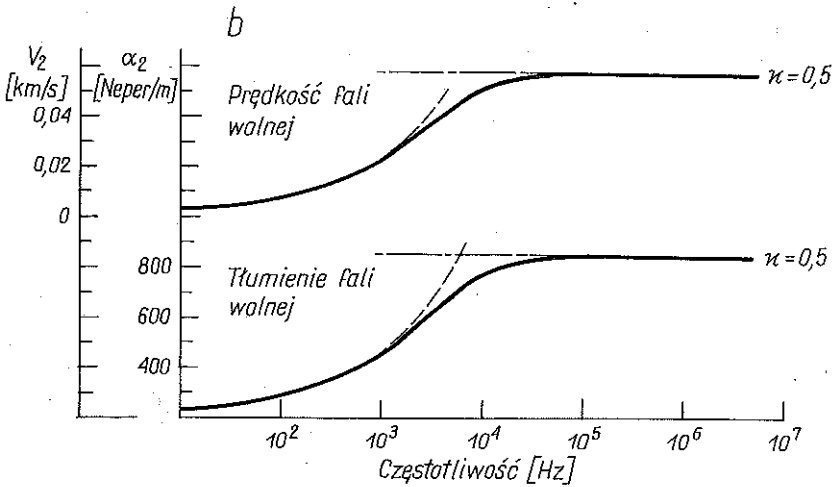
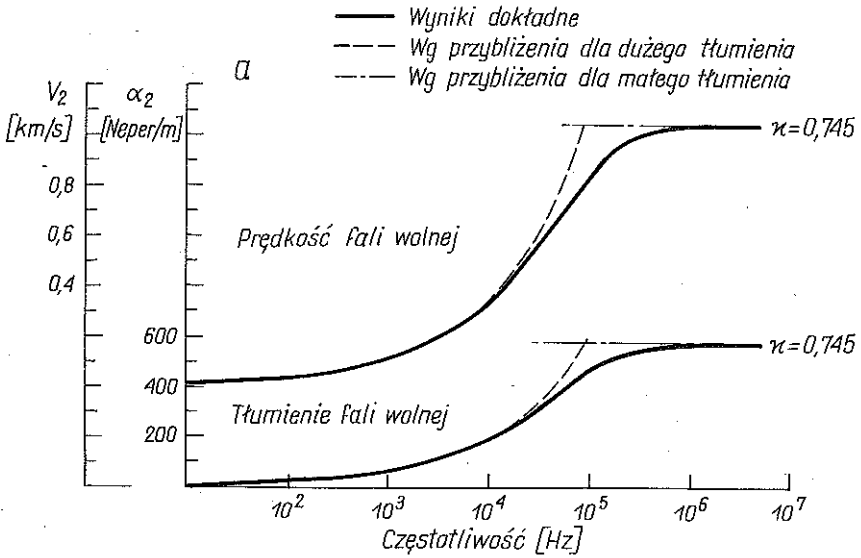
Stosując takie same uproszczenia (teraz wykorzystując (4.7)) jak dla słabego tłumienia do wzorów (4.1) i (4.2) otrzymano następujące wzory przybliżone dla prędkości i tłumienia fal harmonicznycch w zakresie silnego tłumienia:

dla fali szybkiej

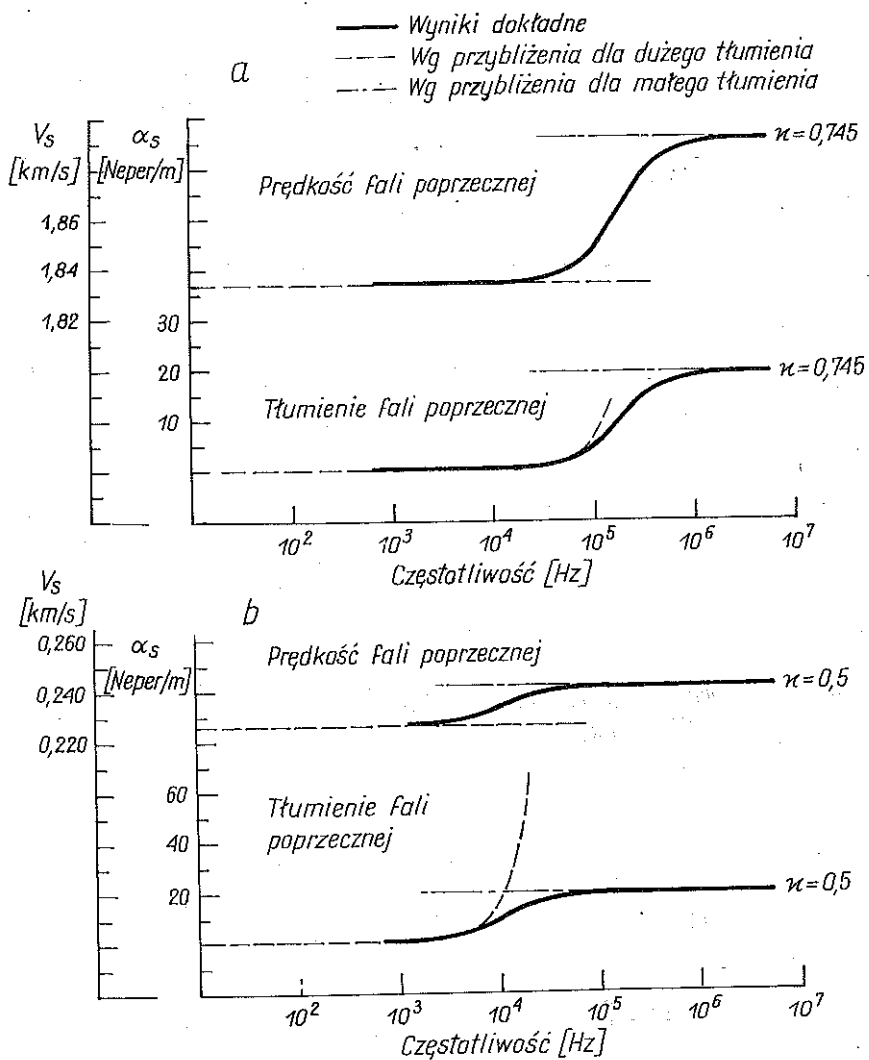
$$(4.8) \quad \begin{aligned} V_1 &= \sqrt{\frac{H}{\varrho}}, \\ \alpha_1 &\approx 0; \end{aligned}$$



Rys. 4. Parametry propagacji fali szybkiej wg wzorów dokładnych i przybliżonych dla piaskowca (a) i gruboziarnistego piasku (b) nasyconych wodą



Rys. 5. Parametry propagacji fali wolnej wg wzorów dokładnych i przybliżonych dla piaskowca (a) i gruboziarnistego piasku (b) nasyconych wodą



Rys. 6. Parametry propagacji fali poprzecznej wg wzorów dokładnych i przybliżonych dla piaszczowca (a) i gruboziarnistego piasku (b) nasyconych wodą

dla fali wolnej

$$(4.9) \quad \begin{aligned} V_2 &\approx \sqrt{\frac{2Y}{HZ}}, \\ \alpha_2 &= \sqrt{0,5b_1 \omega H (Y)^{-1}}; \end{aligned}$$

dla fali poprzecznej

$$(4.10) \quad \begin{aligned} V_s &\approx \sqrt{\frac{N}{\varrho}}, \\ \alpha_s &\approx \frac{0,5 (\hat{\varrho})^2 \omega^2}{b_1 \sqrt{N\varrho}}. \end{aligned}$$

Z aproksymacji wzorów dla fali szybkiej (4.8) wynika, że przybliżona prędkość fali szybkiej, silnie tłumionej jest równa prędkości fali propagującej się w ośrodku przy założeniu braku względnego ruchu składników, a współczynnik tłumienia jest równy zeru.

Przybliżone wzory na parametry fali wolnej (4.9) charakteryzują się silną zależnością od częstotliwości.

Przybliżona wartość prędkości fali poprzecznej, silnie tłumionej (4.10)₁ jest stała i równa prędkości fali poprzecznej przy braku względnego ruchu składników. Natomiast współczynnik tłumienia (4.10)₂ jest kwadratową funkcją częstotliwości.

Na rys. 4, 5, 6 przykładowo przedstawiono wykresy parametrów propagacji fal w ośrodku przepuszczalnym dla piaskowca Berea wypełnionego wodą [22] oraz gruboziarnistego piasku nasyconego wodą [23] określone na podstawie wzorów dokładnych i przybliżonych dla słabego i silnego tłumienia. W obu przypadkach uwzględniono wpływ struktury porów szkieletu, przyjmując $\kappa = 0,745$ dla piaskowca oraz $\kappa = 0,5$ dla piasku.

Porównanie wyników dokładnych i przybliżonych określających parametry propagacji dla ośrodka o danej charakterystyce (b_1 i ϱ), pozwala stwierdzić występowanie zakresów silnego i słabego tłumienia dla odpowiednio małej i dużej częstotliwości. Ten fakt umożliwia wykorzystanie prostych wzorów przybliżonych w zakresie odpowiednich częstotliwości do wyznaczenia prędkości i współczynników tłumienia propagujących się fal harmonicznycch w ośrodku przepuszczalnym.

5. WNIOSKI KOŃCOWE

Zasadniczy cel pracy koncentruje się na zbadaniu wpływu geometrycznej struktury porów na propagację fal harmonicznycch w ośrodku przepuszczalnym wypełnionym cieczą.

Rozważania przeprowadzono w ramach teorii z dwuparametrową charakterystyką struktury porów, której podstawowe równania i właściwości przedyskutowano na tle teorii objętościowej z jednym parametrem struktury — porowatością objętościową.

Wykazano, że teoria dwuparametrowa jest właściwym punktem wyjścia do opisu oddziaływań dynamicznych i sprzężeń masowych w dwuskładnikowym ośrodku porowatym. Ograniczając się do teorii zlinearyzowanej, przedyskutowano wpływ sprzężenia dynamicznego na parametry propagacji fal harmonicznym w takim ośrodku jako efekt struktury porów. Na podstawie otrzymanych wyników dla piaskowca i piasku wypełnionych wodą stwierdzono, że najbardziej widoczny wpływ geometrycznej struktury porów ośrodka na prędkość i tłumienie fal występuje w zakresie częstotliwości wysokich, przy czym wpływ ten jest większy w odniesieniu do fali wolnej (sięga kilkudziesięciu procent (rys. 2)). W zakresie częstotliwości wysokich jest także widoczne stabilizowanie się wartości parametrów propagacji.

Powyższe fakty dają podstawę do opracowania metody pomiaru parametru strukturalnej przepuszczalności ośrodka na podstawie obserwacji zjawiska sprzężenia dynamicznego.

DODATEK A. STAŁE MATERIAŁOWE PIASKOWCA BEREJA I GRUBOZIARNISTEGO PIASKU WYPEŁNIONYCH WODĄ [22 i 23]

Rodzaj ośrodka	F_w	N	A	Q	R	ρ^S	ρ^f	b
	—	$N/m^2 \times 10^{10}$	$N/m^2 \times 10^{10}$	$N/m^2 \times 10^{10}$	$N/m^2 \times 10^{10}$	$kg/m^3 \times 10^3$	$kg/m^3 \times 10^3$	MNs/m^4
Piaskowiec Berea + woda	0,187	0,7608	0,7663	0,1047	0,0331	2,615	1	281,3
Gruboziarnisty piasek + woda	0,48	0,00979	0,03682	0,2392	0,01071	2,784	1	62,633

LITERATURA CYTOWANA W TEKŚCIE

1. J. KUBIK, *On internal coupling in dynamic equation of fluid saturated porous solid*, Int. J. Engng Sci., **24**, 6, 981–989, 1986.
2. J. KUBIK, M. CIESZKO, *O oddziaływaniach wewnętrznych w ośrodku porowatym nasyconym cieczą*, Rozpr. Inż., **35**, 1, 1987.
3. M. A. BIOT, *Theory of propagation of elastic waves in a fluid saturated porous solid*, J. Acoust. Soc. Am., **28**, 2, 168–178, 1956.
4. C. TRUESDELL, R. A. TOUPIN, *The classical field theories*, Handbuch der Physik, vol. III/1, Springer-Verlag, 1960.

5. E. A. GREEN, P. M. NAGHDI, *A dynamical theory of interacting continua*, Int. J. Engng. Sci., **3**, 231–241, 1965.
6. R. M. BOWEN, *Compressible porous media models by use of the theory of mixtures*, Int. J. Engng. Sci., **20**, 6, 697–735, 1982.
7. A. BEDFORD, D. S. DRUMHELLER, *Recent advances theories of immiscible and structured mixtures*, Int. J. Engng. Sci., **21**, 8, 863–960, 1983.
8. G. SZEFER, *Nonlinear problems of consolidation theory*, Problems de Reologie, Symposium Franco-Polonais, Cracovia 1977, PWN, Warszawa 1978.
9. J. H. PREVOST, *Mechanics of continuous porous media*, Int. J. Engng. Sci., **18**, 787–800, 1980.
10. W. DERSKI, *Equations of motion for a fluid-saturated porous solids*, Bull. Acad. Polon. Sci., Série Sci. Tech., **26**, 1, 11–16, 1978.
11. S. J. KOWALSKI, *Współrzędne normalne i warunki brzegowe w teorii mieszanin*, Prace IPPT, Nr 5, 1980.
12. J. KUBIK, *Mechanika silnie odkształcalnych ośrodków o anizotropowej przepuszczalności*, Prace IPPT, Nr 29, 1981.
13. J. KUBIK, *A continuum theory of an immiscible porous solid-fluid mixture. I. Basic balance equations, relation to Biot's dynamic equations, II. Constitutive relations, linear poroelasticity with volumetric couplings*, Prace Komisji Nauk Mechanicznych i Budowlanych PAN, Poznań, 2, 1988.
14. J. KUBIK, *A dynamic theory of fluid-porous solid composition. I. Motion equations*, Arch. Mech., **37**, 3, 231–241, 1985.
15. J. KUBIK, *Permeability tensor and porosity of material with rectilinear channels*, Bull. Acad. Polon. Sci., Série Sci. Tech., **27**, 10–11, 445–453, 1979.
16. J. KUBIK, *A macroscopic description of geometrical pore structure of porous solids*, Int. J. Engng. Sci., **24**, 6, 971–980, 1986.
17. R. M. BOWEN, *Theory of mixtures*, in: Continuum physics (ed. A. C. ERINGEN), Acad. Press, 1976.
18. B. T. CHAO, W. T. SHA, S. L. SOO, *On internal coupling in dynamic equations of components in a mixtures*, Int. J. Multiphase Flow, **4**, 219, 1978.
19. M. A. BIOT, *General solutions of the equations of elasticity and consolidation for a porous material*, J. Appl. Mech., **23**, 91–96, 1956.
20. M. A. BIOT, *Mechanics of deformation and acoustic propagation in porous media*, J. Appl. Phys., **33**, 4, 1482–1498, 1962.
21. M. KACZMAREK, J. KUBIK, *Wyznaczanie stałych materiałowych dla fizycznych i kinematycznych składników ośrodka porowatego wypełnionego cieczą*, Rozpr. Inż., **33**, 4, 589–609, 1985.
22. C. H. YEW, P. N. JOGI, *The determination of Biots parameters for sandstones*, Exper. Mech., 167–172, 1978.
23. Y. K. KIM, H. B. KINGSBURY, *Dynamic characterization of poroelastic materials*, Exper. Mech., **19**, 7, 1979.
24. T. J. PLONA, *Observation of a second bulk compressional wave in a porous medium at ultrasonic frequencies*, Appl. Phys. Lett., **36**, 4, 259–261, 1980.
25. I. G. MAIN, *Vibrations and waves in physics*, Cambridge Univ. Press, 1978.

Резюме

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРЫ ПОР НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ГАРМОНИЧЕСКИХ ВОЛН В ПРОНИЦАЕМОЙ СРЕДЕ ЗАПОЛНЕННОЙ ЖИДКОСТЬЮ

Проанализировано влияние внутренней структуры пористой среды, насыщенной жидкостью, на ход динамических явлений. Рассуждения проведены в рамках теории с двухпараметрической характеристикой внутренней структуры пор, основные уравнения и характеристические свойства которой представлены на фоне объемной теории с одним параметром структуры — объемной пористостью. Показано как в рамках двухпараметрической теории учитываются динамические взаимодействия и массовое сопряжение между компонентами среды вследствие влияния структуры пористого скелета. Ограничиваясь линеаризованной теорией, обсуждено влияние динамического сопряжения на параметры распространения гармонических волн в такой среде, как эффекта структуры пор. Кроме этого рассмотрены интервалы слабого и сильного затуханий. Приведены приближенные формулы определяющие скорости и коэффициенты затухания волн, учитывающие влияние структуры среды.

SUMMARY

EFFECT OF PORE STRUCTURE ON THE HARMONIC WAVE PROPAGATION IN A WATER SATURATED PERMEABLE MEDIUM

The influence of internal structure of fluid-saturated porous medium on dynamic behaviour of the medium is discussed. Two-parameter characteristics of internal void structure is assumed and compared with the single-parameter (volumetric porosity) approach. Dynamic interaction and couplings between the components of the medium in the two-parameter approach are evaluated as a result of the porous skeleton effects. Considerations are confined to the linearized theory; effects of dynamic coupling on the harmonic wave propagation are evaluated. Domains of strong and weak damping are considered. Approximate formulae for the speeds and damping coefficients of waves are derived.

POLSKA AKADEMIA NAUK
INSTYTUT PODSTAWOWYCH PROBLEMÓW TECHNIKI

Praca została złożona w Redakcji w dniu 15 kwietnia 1987 r.