Fyzikálny časopis 18 (1968), No. 2

FREKVENČNÁ ZÁVISLOSŤ KOREKCIÍ PRI MERANÍ RÝCHLOSTI ULTRAZVUKOVÝCH VĹN INTERFEROMETROM S NEPREMENNOU DĹŽKOU

JURAJ BRACINÍK, IVAN TUREK, Žilina

ÚVOD

Interferometrické metódy merania rýchlosti ultrazvukových vĺn sa spravidla používajú na meranie rýchlosti v kvapalinách. Vtedy možno pracovať s konštantnou frekvenciou a meniť dĺžku vzorky. Ak pri dĺžke l_i nastane rezonancia, pri dĺžke $l_{i+1} = l_i + \lambda/2$ bude sústava opäť v rezonancii. Môžeme preto rýchlosť šírenia sa ultrazvukových vĺn vo vzorke c_S určiť zo vzťahu

$$c_S = 2\Delta_i l \,.\, \nu, \tag{1}$$

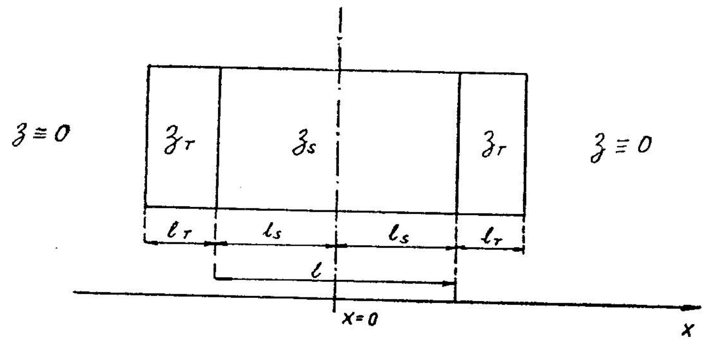
kde $\Delta_i l = l_{i+1} - l_i$ a ν je frekvencia mechanického vlnenia.

Podobne sa dá určiť i rýchlosť ultrazvukových vĺn v pevných látkach. Keďže sa tu však nedá meniť dĺžka vzorky, stav rezonancie dosahujeme zmenou frekvencie generovaných vĺn. Ak by sme poznali rezonančné frekvencie $\nu_{S,i}$ samej vzorky, mohli by sme rýchlosť vo vzorke určiť zo vzťahu

$$c_S = 2l\Delta_i\nu, \tag{2}$$

kde l je dĺžka vzorky a $\Delta_i\nu = \nu_{S;i+1} - \nu_{S,i}$.

Ak vlnu vo vzorke generujeme a prijímame meničmi pripojenými na konce vzorky (obr. 1), rezonančné frekvencie takejto sústavy budú iné než v prípade vzorky nezaťaženej meničmi a vzťah (2) možno použiť len veľmi približne. D. I. Bolef a M. Menes [1] odvodili korekciu na vplyv meničov, obmedzili sa však iba na úzky rozsah frekvencií v okolí rezonančnej frekvencie meniča. Presnosť určenia rýchlosti (ak urobíme opravy na disperziu, zmeny teploty a pod.) je však tým väčšia, čím viacej zmeriame rezonančných frekvencií, a preto sa pri presných meraniach nemôžeme obmedziť na meranie v úzkom okolí rezonančnej frekvencie meniča. Ďalej ukážeme, ako možno určiť rýchlosť šírenia sa ultrazvukových vĺn i v takomto usporiadaní s dostatočnou presnosťou.



Obr. 1. Schéma interferometra s dvoma meničmi hrúbky l_T akustickej impedancie $\mathfrak{z}_T$ a vzorkou dĺžky $l = 2l_S$. Interferometer je uložený vo vákuu.

KOREKCIA PRE VÝPOČET RÝCHLOSTI Z REZONANČNÝCH FREKVENCIÍ

Rezonančné frekvencie sústavy *menič—vzorka—menič*, pokiaľ útlm v prvkoch sústavy je zanedbateľný, možno určiť (ako to robí napr. D. I. Bolef a M. Menes v [1]) z podmienky nulovej hodnoty impedancie sústavy v rovine $x = l_S + l_T$ (obr. 1); v prípade interferometra s dvoma rovnakými meničmi je táto podmienka zhodná s podmienkou, aby impedancia v rovine $x = 0$ bola nulová alebo nekonečne veľká (odpovedá to párnemu alebo nepárnemu počtu polovĺn vo vzorke nezaťaženej meničmi). Ak túto impedanciu vyjadríme známymi vzťahmi pre transformáciu impedancie pozdĺž vedenia, možno podmienku rezonancie napísať:

$$\mathfrak{z}_S \frac{i\mathfrak{z}_T \operatorname{tg} \vartheta_T + i\mathfrak{z}_S \operatorname{tg} \vartheta_S}{\mathfrak{z}_S - \mathfrak{z}_T \operatorname{tg} \vartheta_T \operatorname{tg} \vartheta_S} = 0, \tag{3}$$

$$\mathfrak{z}_S \frac{i\mathfrak{z}_T \operatorname{tg} \vartheta_T + i\mathfrak{z}_S \operatorname{tg} \vartheta_S}{\mathfrak{z}_S - \mathfrak{z}_T \operatorname{tg} \vartheta_T \operatorname{tg} \vartheta_S} = \infty, \tag{4}$$

kde $\mathfrak{z}_S$ a $\mathfrak{z}_T$ sú akustické impedancie materiálu vzorky a meniča, a $\vartheta_{T(S)} = 2\pi\nu l_{T(S)}/c_{T(S)}$; ν je frekvencia generovanej vlny. Podmienky (3) a (4) môžeme vyjadriť:

$$\operatorname{tg} \vartheta_T = -\frac{\mathfrak{z}_S}{\mathfrak{z}_T} \operatorname{tg} \vartheta_S, \tag{5}$$

$$\operatorname{tg} \vartheta_T = \frac{\mathfrak{z}_S}{\mathfrak{z}_T} \operatorname{cotg} \vartheta_S. \tag{6}$$

Vyšetrime teraz vlastnosti koreňov rovnice (5). Vyjadrime preto prírastok funkcie tg ϑ_T pre $\Delta\vartheta_T = \vartheta_{T,i+1} - \vartheta_{T,i}$, kde $\vartheta_{T,i+}$ a $\vartheta_{T,i}$ sú dva susedné korene rovnice (5), odpovedajúce dvom susedným rezonančným frekvenciám. Tento prírastok Δy možno vyjadriť funkciou tg ϑ_T, ako aj funkciou $-(\mathfrak{z}s/\mathfrak{z}_T)$ tg ϑ_S. Dostaneme tak rovnice

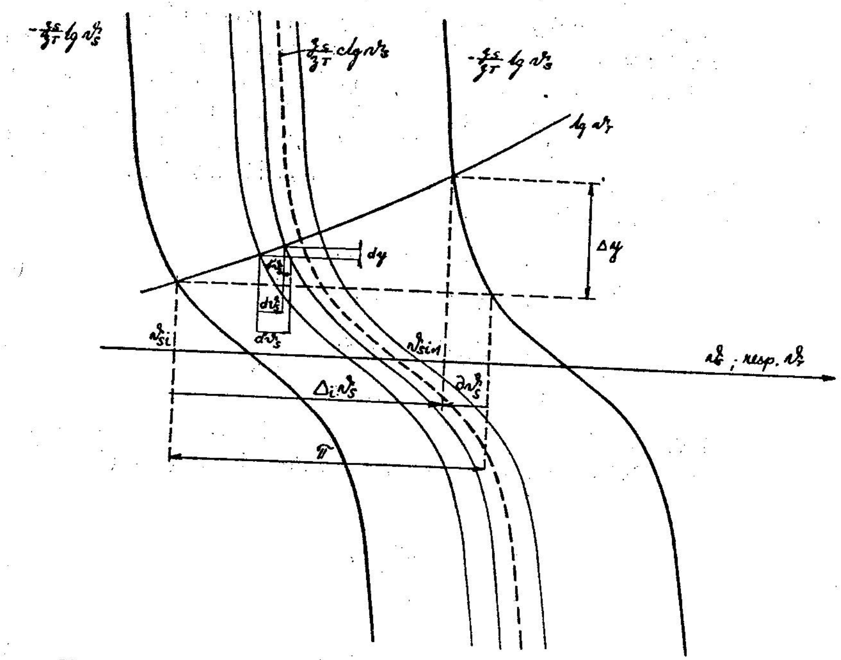
$$\Delta y = \frac{1}{\cos^2\vartheta_T}\,\Delta\vartheta_T, \tag{7}$$

$$\Delta y = -\frac{\mathfrak{z}_S}{\mathfrak{z}_T}\cdot\frac{1}{\cos^2\vartheta_S}\,\partial\vartheta_S \tag{8}$$

Z týchto rovníc dostaneme (ak vyjadríme cos ϑ_S pomocou tg ϑ_S, ktorý podľa rovnice (5) nahradíme $-(\mathfrak{z}_T/\mathfrak{z}_S)$ tg ϑ_S):

$$\partial\vartheta_S = -Z_S\,\frac{1+\operatorname{tg}^2\vartheta_T}{1+Z_S^2\operatorname{tg}^2\vartheta_T}\,\Delta\vartheta_T, \tag{9}$$

kde sme $\mathfrak{z}_T/\mathfrak{z}_S$ označili Z_S a $\Delta\vartheta_S - \pi$ sme označili $\partial\vartheta_S$.



Obr. 2. Grafické znázornenie podmienky rezonancie sústavy interferometra.

Keďže $\vartheta_T = k\vartheta_S$; kde $k = l_T c_S / l_S c_T$, l_T je hrúbka meniča, l_S je polovičná dĺžka vzorky, $c_{T(S)}$ je rýchlosť vĺn v meniči (vzorke) a $\Delta\vartheta_S = \pi + \partial\vartheta_S$ (pozri obr. 2); môžeme vzťah (9) prepísať

$$\partial\vartheta_S = -\frac{K}{K+1}\,\pi, \tag{10}$$

kde $K = Z_S k(1+\operatorname{tg}^2\vartheta_T)/(1+Z_S^2\operatorname{tg}^2\vartheta_T)$.

Rýchlosť c_S môžeme vypočítať z nameraných rezonančných frekvencií, ak $\Delta_i\vartheta_S$ vyjadríme pomocou rezonančných frekvencií a nahradíme ho $\pi + \partial\vartheta_S$ a za $\partial\vartheta_S$ dosadíme podľa vzťahu (10). Dostaneme tak

$$c_S = 2l_S\Delta_i\nu(1+K) = 2l_S\Delta_i\nu\left(1+\frac{\varrho_T l_T}{\varrho_S l_S}\cdot\frac{1+\operatorname{tg}^2\vartheta_T}{1+Z_S^2\operatorname{tg}^2\vartheta_T}\right). \tag{11}$$

Pre interferometer s jedným meničom a vzorkou dĺžky l_S rovnica (5) určuje všetky rezonančné frekvencie, a preto vzťah (11) udáva správnu hodnotu rýchlosti. Pre interferometer s dvoma meničmi a vzorkou dĺžky $l = 2l_S$ je vzťah (11) tiež správny s tým, že $\Delta_i\nu$ sú rozdiely každej druhej (párnej) rezonančnej frekvencie.

Rovnicu (6) možno prepísať:

$$\operatorname{tg}\vartheta_T = -\frac{\mathfrak{z}_S}{\mathfrak{z}_T}\operatorname{tg}(\vartheta_S + \pi/2). \tag{6'}$$

Postupom zhodným s predchádzajúcim, lenže za dve susedné rezonančné frekvencie nepovažujeme frekvencie odpovedajúce priesečníkom funkcie tg ϑ_T s funkciou $-(\mathfrak{z}s/\mathfrak{z}_T)$ tg ϑ_S, ale priesečníkom funkcie tg ϑ_T striedavo s funkciami $-(\mathfrak{z}s/\mathfrak{z}_T)$ tg ϑ_T a $-(\mathfrak{z}s/\mathfrak{z}_T)$ tg $(\vartheta_T + \pi/2)$ (pozri obr. 2), dostaneme rovnicu

$$c_S = 2l\Delta_i\nu\,(1+K). \tag{11'}$$

Ak sú frekvencie, na ktorých pracujeme, také, že $\operatorname{tg}^2\vartheta_T \ll 1 \gg Z_S^2\operatorname{tg}^2\vartheta_T$ dostaneme zo vzťahu (11):

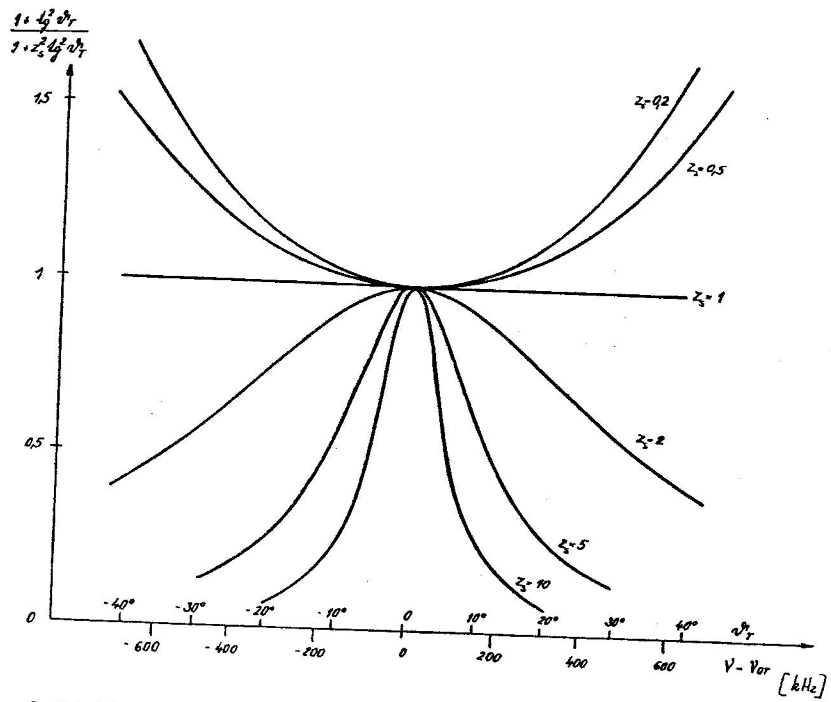
$$c_S = 2l_S\Delta_i\nu\,(1+\varrho_T l_T/\varrho_S l_S),$$

kde $\varrho_{T(S)}$ je špecifická hmota meniča (vzorky), čo je vzťah zhodný so vzťahom odvodeným D. I. Bolefom a M. Menesom v [1]. Pre vzorky s impedanciou hodne menšou, než je impedancia meniča, je obmedzenie $Z_S^2\operatorname{tg}^2\vartheta_T \ll 1$ veľmi silné. Ak je vzorka krátka (rezonancie sú vzdialené), už pre rezonanciu najbližšie k rezonančnej frekvencii meniča sa veľkosť faktora $\varrho_T l_T/\varrho_S l_S$ líši o 10 % i viac od správnej hodnoty korekcie K.

Vplyv faktora $(1 + \mathrm{tg}^2\vartheta_T)/(1 + Z_S^2\,\mathrm{tg}^2\vartheta_T)$ vidíme z obr. 3, na ktorom je vynesený pre rôzne hodnoty Z_S v závislosti od frekvencie.

Presnosť vzťahu (11), resp. (11') je určená tým, nakoľko sa dá $\mathrm{tg}\,\vartheta_T$ v intervale medzi dvoma rezonančnými frekvenciami nahradiť priamkou. Je to možné s presnosťou až na dve platné miesta i v nepriaznivom prípade, že rezonančné frekvencie vzorky sú od seba vzdialené až 100 kHz a meranie sa robí s kremennými meničmi so základnou frekvenciou 3 MHz pri odladení od nej až o 1 MHz. Spravidla väčšiu chybu bude vyvolávať nepresnosť znalosti odladenia od rezonančnej frekvencie meniča.

Nevýhodou vzťahu (11) je, že ho treba použiť viackrát za sebou (iteračne), pretože sama korekcia závisí od neznámej hodnoty rýchlosti ($Z_S = \varrho_T c_T/\varrho_S c_S$). Táto nevýhoda sa nedá odstrániť, keďže rovnice (5) a (6) sú transcendentné. Ďalšia nevýhoda spočíva v tom, že sa meranie nedá vyhodnotiť postupnou metódou. Túto nevýhodu možno odstrániť spôsobom, ktorý uvedieme ďalej.



Obr. 3. Závislosť faktora $(1 + \mathrm{tg}^2\,\vartheta_T)/(1 + Z_S^2\,\mathrm{tg}^2\vartheta_T)$ od frekvencie. Frekvenčná škála je nakreslená pre kremenný menič hrúbky 1 mm. Jeho základná rezonančná frekvencia ν_{0T} je 2,87 MHz.

VÝPOČET REZONANČNÝCH FREKVENCIÍ VZORKY NEZAŤAŽENEJ MENIČMI

Myslime si medzi tangentoidami $-(\mathfrak{z}_S/\mathfrak{z}_T)\,\mathrm{tg}\vartheta_S$ ďalšie tangentoidy posunuté voči sebe o $\mathrm{d}'\vartheta_S$ (obr. 2).

Prírastok funkčných hodnôt funkcií $\mathrm{tg}\vartheta_T$ a $-(\mathfrak{z}_S/\mathfrak{z}_T)\,\mathrm{tg}\vartheta_S$, $\mathrm{d}y$, možno vyjadriť vzťahmi odpovedajúcimi vzťahom (7) a (8). Použitím vzťahov $\mathrm{d}\vartheta_T = k\,\mathrm{d}\vartheta_S$ a $\mathrm{d}\vartheta_S = \mathrm{d}'\vartheta_S + \delta\vartheta_S$ dostaneme po úprave zhodnej s tou, ktorú sme použili v predchádzajúcom odstavci:

$$\delta\vartheta_S = -\frac{K}{K+1}\,\mathrm{d}'\vartheta_S$$

a po dosadení do vzťahu

$$\mathrm{d}\vartheta_S = \mathrm{d}'\vartheta_S + \delta\vartheta_S$$

dostaneme

$$\mathrm{d}'\vartheta_S = (1 + K)\,\mathrm{d}\vartheta_S. \qquad (12)$$

Spočítaním prírastkov $\mathrm{d}'\vartheta_S$ pre ϑ_S, meniace sa od jednej rezonančnej frekvencie po susednú, dostaneme hodnotu π (resp. $\pi/2$, ak uvažujeme i frekvencie dané rovnicou (6)), pretože sme prešli medzi všetkými tangentoidami ležiacimi medzi susednými vetvami funkcie $-(\mathfrak{z}_S/\mathfrak{z}_T)\,\mathrm{tg}\vartheta_S$. Pripočítaním ďalších hodnôt $\mathrm{d}'\vartheta_S$ až po nasledujúcu rezonančnú frekvenciu dostaneme 2π, po ďalšiu 3π atď. (resp. $\pi/2$, π, $3\pi/2$, ...).

Pretože $\vartheta_S = 2\pi\nu l_S/c_S$, zo vzťahu (12) dostaneme:

$$\mathrm{d}'\nu = (1 + K)\,\mathrm{d}\nu,$$

kde $\mathrm{d}'\nu$ je diferenciál frekvencie odpovedajúci zmene $\mathrm{d}'\vartheta_S$. Po integrácii tohto vzťahu dostaneme

$$\nu' = \int_0^{\nu} (1 + K)\,\mathrm{d}\nu. \qquad (13)$$

Vzťah (13) každej frekvencii ν priraďuje hodnotu z iného frekvenčného priestoru ν'. Toto priradenie je také, že frekvencie ν_i', odpovedajúce rezonančným frekvenciám ν_i, sú ekvidištantné, pretože z hodnôt ν_i' vypočítané $\Delta_i\vartheta_S$ sa rovnajú π (resp. $\pi/2$), čiže:

$$c_S = 2l_S\Delta_i\nu', \qquad (14)$$

alebo, ak počítame i s koreňmi rovnice (6)

$$c_S = 2l\Delta_i\nu'. \qquad (14')$$

Pretože vzťah (14) resp. (14') je zhodný so vzťahom (2), môžeme povedať, že ν_i' sú rezonančné frekvencie vzorky nezaťaženej meničmi. Integrovaním vzťahu (13) dostaneme

$$\nu' = \nu + n\frac{c_S}{l_S} + \frac{1}{2\pi}\frac{c_S}{l_S}\operatorname{arc\,tg}\left\{Z_S \operatorname{tg}\left[2\pi\frac{l_T}{c_T}(\nu - \nu_{n,T})\right]\right\}, \qquad (15)$$

kde n je rád rezonancie meniča a $\nu_{n,T}$ jeho n-tá rezonančná frekvencia.

VPLYV VÄZBY NA REZONANČNÉ FREKVENCIE SÚSTAVY

Rezonančné frekvencie sústavy pozostávajúcej zo vzorky, ku ktorej sú prostredníctvom väzobnej vrstvy pritmelené meniče, možno určiť analogickým postupom ako v predošlom, s tým rozdielom, že impedancia vákua sa transformuje cez menič, väzobnú vrstvu a polovičnú dĺžku vzorky. Podmienkou rezonancie je, aby takto získaná impedancia sa rovnala nule alebo nekonečnu. Dostaneme tak rovnice

$$-\frac{\mathfrak{z}_S}{\mathfrak{z}_T}\operatorname{tg}\vartheta_S = \frac{\operatorname{tg}\vartheta_T + \frac{\mathfrak{z}_B}{\mathfrak{z}_T}\operatorname{tg}\vartheta_B}{1 - \frac{\mathfrak{z}_T^2}{\mathfrak{z}_B^2}\operatorname{tg}\vartheta_T\frac{\mathfrak{z}_B}{\mathfrak{z}_T}\operatorname{tg}\vartheta_B}, \qquad (16)$$

$$\frac{\mathfrak{z}_S}{\mathfrak{z}_T}\operatorname{cotg}\vartheta_S = \frac{\operatorname{tg}\vartheta_T + \frac{\mathfrak{z}_B}{\mathfrak{z}_T}\operatorname{tg}\vartheta_B}{1 - \frac{\mathfrak{z}_T^2}{\mathfrak{z}_B^2}\operatorname{tg}\vartheta_T\frac{\mathfrak{z}_B}{\mathfrak{z}_T}\operatorname{tg}\vartheta_B}, \qquad (17)$$

kde $\vartheta_B = 2\pi\nu l_B/c_B$; l_B je hrúbka väzobnej vrstvy, c_B je rýchlosť šírenia sa ultrazvukových vĺn v prostredí väzby, $\mathfrak{z}_B$ je akustická impedancia prostredia väzby.

Úpravou vzťahov (16) a (17) za použitia predpokladu $\vartheta_B \ll 1$ dostaneme

$$\frac{\mathfrak{z}_S}{\mathfrak{z}_T}\operatorname{tg}\vartheta_S = -\operatorname{tg}\vartheta_T' - (Z_B^2 - 1)\operatorname{tg}^2\vartheta_T\operatorname{tg}\vartheta_B', \qquad (18)$$

$$\frac{\mathfrak{z}_S}{\mathfrak{z}_T}\operatorname{cotg}\vartheta_S = \operatorname{tg}\vartheta_T' + (Z_B^2 - 1)\operatorname{tg}^2\vartheta_T\operatorname{tg}\vartheta_B', \qquad (19)$$

kde $Z_B = \mathfrak{z}_T/\mathfrak{z}_B$; $\vartheta_B' = \vartheta_B/Z_B$; $\vartheta_T' = \vartheta_T + \vartheta_B'$. Korene týchto rovníc odpovedajú rezonančným frekvenciám uvažovanej sústavy ν_i.

Ak sa impedancia meniča rovná impedancii väzbovej vrstvy, t. j. ak $Z_B = 1$,

rovnice (18) a (19) majú tvar

$$-\frac{\mathfrak{z}_S}{\mathfrak{z}_T}\operatorname{tg}\vartheta_S = \operatorname{tg}\vartheta_T', \qquad (20)$$

$$\frac{\mathfrak{z}_S}{\mathfrak{z}_T}\operatorname{cotg}\vartheta_S = \operatorname{tg}\vartheta_T'. \qquad (21)$$

Rovnice (20) a (21) sú formálne zhodné s rovnicami (5) a (6), takže ich korene ν_i^* môžeme nájsť pomocou vzťahu (15), ak v ňom dĺžku l_T nahradíme $l_T' = l_T\,(1 + \varrho_B l_B/\varrho_T l_T)$, čo odpovedá zámene ϑ_T na ϑ_T'.

Keďže výraz $(Z_B^2 - 1)\operatorname{tg}^2\vartheta_T\operatorname{tg}\vartheta_B'$ je za použitého predpokladu $\vartheta_B \ll 1$ malý, korene rovníc (18) a (19) sa len málo líšia od koreňov rovníc (20) a (21). Pre ich rozdiel

$$\Delta\nu_i^* = \nu_i - \nu_i^*$$

v prvom priblížení možno napísať na základe rovníc (18) a (20), resp. (19) a (21)

$$\Delta\nu_i^* = -\frac{Z_S(Z_B^2 - 1)}{2\pi l_S/c_S}\operatorname{tg}^2(2\pi\nu_i l_T/c_T)\operatorname{tg}\left(2\pi\nu_i\frac{l_B}{c_B}\frac{\mathfrak{z}_B}{\mathfrak{z}_T}\right)\cos^2(2\pi\nu_i l_S/c_S), \qquad (22)$$

resp.

$$\Delta\nu_j^* = -\frac{Z_S(Z_B^2 - 1)}{2\pi l_S/c_S}\operatorname{tg}^2(2\pi\nu_j l_T/c_T)\operatorname{tg}\left(2\pi\nu_j\frac{l_B}{c_B}\frac{\mathfrak{z}_B}{\mathfrak{z}_T}\right)\sin^2(2\pi\nu_j l_S/c_S). \qquad (23)$$

Získali sme tak vzťahy, ktorými možno z nameraných rezonančných frekvencií ν_i určiť frekvencie ν_i^* a z nich rezonančné frekvencie vzorky nezaťaženej meničmi $\nu_{S,i}$. Z týchto frekvencií už možno podľa vzťahu (2) vypočítať rýchlosť šírenia sa ultrazvukových vĺn.

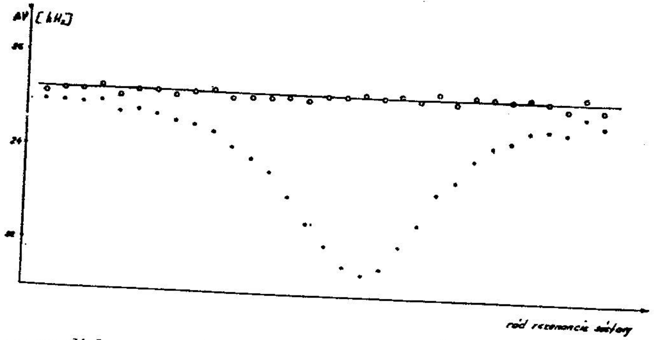
ZÁVER

Odvodené vzťahy umožňujú použiť interferometrickú metódu, ktorá je technicky najjednoduchšia, na pevné látky i v prípade, že sú k dispozícii iba krátke vzorky. Je to cenné najmä vtedy, ak technológia prípravy vzoriek väčších rozmerov nie je ešte zvládnutá.

Dosiahnuteľná presnosť závisí od presnosti zmerania rezonančných frekvencií, ktorá je tým menšia, čím je absorbcia ultrazvukových vĺn vo vzorke a dĺžka vzorky väčšia, čo je ďalší dôvod na meranie na krátkych vzorkách a pri nižších frekvenciách. Vtedy použitie korekcií sa stáva už nevyhnutným.

S použitím takýchto korekcií sa dá získať hodnota rýchlosti ultrazvukových vĺn vo vzorkách dĺžky ca. 2 cm pri frekvencii 3 MHz s presnosťou až 0,01 % ([2]).

Ako súhlasia uvedené vzťahy s experimentom možno ilustrovať výsledkami merania rezonančných frekvencií interferometrom s nepremennou dĺžkou. Aby frekvenčná závislosť korekcií bola čo najväčšia, vybrali sme merania na kvapaline, pretože impedancia kvapalín je spravidla malá v porovnaní s kremeňom.



Obr. 4. ● — rozdiely rezonančných frekvencií sústavy pozostávajúcej z kremenných meničov hrúbky 1 mm a vodného stĺpca dĺžky 29,658 mm pri teplote 24,98 °C. ○ — rozdiely medzi korigovanými hodnotami rezonančných frekvencií (rezonančných frekvencií vzorky). Ich stredná hodnota 25,232 kHz je zakreslená plnou čiarou.

Na obr. 4 sú vynesené rozdiely nameraných rezonančných frekvencií sústavy pozostávajúcej z dvoch planparalelne uložených kremenných meničov hrúbky 1 mm, priemeru 13 mm, medzi ktorými bola destilovaná voda. Na meničoch boli naparené hliníkové vrstvy ako elektródy. Pracovali sme na frekvenciách ležiacich v okolí tretej harmonickej frekvencie meniča. Z nameraných rezonančných frekvencií sústavy boli pomocou vzťahu (15) vypočítané rezonančné frekvencie vzorky (kvapalinového stĺpca). Vplyv väzby (vrstva napareného hliníka) bol zahrnutý tým, že za rezonančnú frekvenciu meniča sme považovali frekvenciu odpovedajúcu minimálnej diferencii rezonančných frekvencií sústavy (pozri obr. 4). Tým sme vlastne urobili zámenu l_T na $\bar{l}_T$ a nie je potrebné určovať hrúbku väzby. Keďže akustická impedancia hliníka je málo odlišná od akustickej impedancie kremeňa, nie je potrebné robiť ďalšie korekcie na väzbu. Diferencie medzi susednými rezonančnými frekvenciami vzorky, vypočítanými z nameraných rezonančných frekvencií sústavy, sú uvedené na obr. 4.

Rozdiely medzi týmito diferenciami sú rádu 100 Hz. Keďže nestabilita teploty bola rádu 0,01 °C, čo odpovedá zmene rezonančných frekvencií sústavy ca. o 150 Hz (dĺžka vodného stĺpca bola ca. 3 cm, koeficient teplotnej závislosti rýchlosti je ca. 2,5 m/s °C), možno povedať, že korekčné vzťahy platia s nepresnosťou menšou než celková chyba uvedeného merania. Táto chyba vyjadrená strednou kvadratickou odchýlkou (relatívnou) je 0,01 %.

LITERATÚRA

[1] Bolef D. I., Menes M., Journ. of Appl. Physics *31* (19 60), 1010.
[2] Musil C., Štrba F., Fyz. časop. SAV (v tlači).

Došlo 29. 9. 1967

Katedra fyziky
Vysokej školy dopravnej,
Žilina

THE FREQUENCY DEPENDENCE OF CORRECTIONS IN THE ULTRASOUND VELOCITY MEASUREMENT BY THE INTERFEROMETER OF CONSTANT LENGTH

Juraj Braciník, Ivan Turek

Summary

In this work relations are derived by the use of which it is possible (from the measured resonance frequencies of the acoustic interferometer with constant length, consisting of the sample, the electroacoustic transducers and the bond layers) to compute by the iterative method the resonance frequencies of the sample unloaded by the transducers which are required for the determination of the ultrasound velocity.