ČESKOSLOVENSKÁ SOCIALISTICKÁ REPUBLIKA
(19)

ÚŘAD PRO VYNÁLEZY A OBJEVY

POPIS OBJEVU K DIPLOMU ČÍS.

46

Přihlášeno: 09 04 82 (PO 17-82)
Právo přednosti od 31 05 80
Zveřejněno: Acoustics Letters, Londýn,
3, 11, 200-207, (1980)

Uděleno: 30 11 88
Vydáno: 15 06 89

MDT
534.2

Autor objevu: KYNCL ZDENĚK Doc. RNDr. DrSc., PRAHA

Název objevu: **Zákonitost interakce impulsního zvukového pole s difúzivním ohraničeným prostorem**

Předmět objevu: Zákonitost interakce impulsního zvukového pole s difúzivním ohraničeným prostorem vyjádřená rovnicí

$$\alpha(f) = \frac{1}{1 + \langle \mathcal{E}(f) \rangle}$$

v níž $\alpha(f)$ je střední všesměrový činitel zvukové pohltivosti stěn a $\langle \mathcal{E}(f) \rangle$ je střední objemová hodnota normovaného spektra impulsní odezvy ohraničeného prostoru

$$\langle \mathcal{E}(f) \rangle = \frac{1}{V_o} \iiint_{(V_o)} \mathcal{E}(\vec{r}, f)\, dV,$$

přičemž normované spektrum odezvy je definováno rovnicí

$$\langle \mathcal{E}(\vec{r}, f) \rangle = \frac{S}{16\pi r^2} \frac{Q_r(\vec{r}, f)}{Q_e(\vec{r}, f)}$$

a V_o je celkový objem ohraničeného prostoru;
veličina $Q_e(\vec{r}, f)$ v poslední rovnici vyjadřuje kvadratické spektrum impulsu $p_e(\vec{r}, t)$ emitovaného zdrojem sférické impulsní vlny, definované rovnicí

$$Q_e(\vec{r}, f) = \left| \int_0^\infty p_e(\vec{r}, t) \exp(-j2\pi f t)\, dt \right|^2$$

a veličina $Q_r(r, f)$ vyjadřuje kvadratické spektrum odezvy ohraničeného prostoru $p_r(r, t)$ na emitovaný impuls, definované rovnicí

$$Q_r(\vec{r}, f) = \left| \int_0^\infty p_r(\vec{r}, t) \exp(-j2\pi f t)\, dt \right|^2;$$

konstanta S vyjadřuje obsah stěn ohraničeného prostoru, r je vzdálenost mikrofonu od zdroje impulsu.

Znalost fyzikálních zákonitostí interakce zvukového pole s ohraničeným prostorem má základní význam pro stanovení technických prostředků k vytvoření optimálního zvukového pole z hlediska kvalitního poslechu řečového a hudebního signálu i z hlediska omezování nadměrné hlučnosti. Klasické rovnice, popisující interakci kvasistacionárního zvuku s difúzivním ohraničeným prostorem, formuloval na základě kontinuálně-energetického modelu procesu interakce W. C. Sabine (Sabine W. C., Collected Papers in Acoustics, Harward Univ. Press, 1922) a C. F. Eyring je zpřesnil formulací podmínek, které do určité míry vystihují nespojitý proces dozvukového procesu (Eyring C. F., Reverberation Time in Dead Rooms, Journ. Acoust. Soc. Amer., 1 /1930/, 1, 217 až 241). Od počátku století do dnešní doby se klasická teorie interakce kvasistacionárního zvuku s ohraničeným prostorem stala základem mnoha měřicích metod a našla uplatnění ve všech oborech akustiky, zejména v akustice prostorové.

Jestliže kvasistacionární teorie interakce je budována na kvantitativních energetických vztazích, mají publikované modely interakce impulsního zvuku s ohraničeným prostorem a impulsní metody používané v akustické diagnostické technice charakter převážně kvalitativní (Bolt R. H., Doak P. E., Westervelt P. J., Pulse Statistics Analysis of Room Acoustics, J. Acoust. Amer., 22 /1950/, 3, 328 až 340, Berkhout A. J., de Vries D., Boone M. M., A New Method to Acquire Impulse Responses in Concert Halls, J. Acoust. Soc. Amer., 68 /1980/, 1, 179 až 183, Cremer L., Statistische Raumakustik, S. Hirzel Verlag, Stuttgart, 1961, Kolmer F., Kyncl J., Prostorová akustika, SNTL Praha, 1980). Dosud nebyly formulovány kvantitativní energetické vztahy mezi impulsním zvukovým polem a akustickými parametry ohraničeného prostoru.

Podstatou objevu je stanovení zákonitostí interakce impulsního zvukového pole s akusticky difúzním ohraničeným prostorem, vyjádřené vztahem mezi střední objemovou hodnotou normovaného spektra impulsní odezvy prostoru a středním všesměrovým činitelem zvukové pohltivosti jeho ohraničujících stěn.

Důkaz stanovené zákonitosti spočívá v dále uvedeném teoretickém odvození vztahu, jímž je tato zákonitost vyjádřena, a v porovnání hodnot středního všesměrového činitele zvukové pohltivosti, změřeného impulsně na základě této zákonitosti, s hodnotami naměřenými klasickou dozvukovou metodou.

Nechť je v difúzivním ohraničeném prostoru vyzářena akustickým zdrojem sférická impulsní vlna, jejíž akustický tlak v bodě $\vec{r}$ je $p_e(\vec{r}, t)$. Odezva ohraničeného prostoru $p_r(\vec{r}, t)$ na tuto impulsní vlnu je tvořena superposicí všech postupných vln $p_k(\vec{r}, t)$, které vznikly odrazem na stěnách prostoru, tj.

$$p_r(\vec{r}, t) = \sum_{k=1}^{\infty} p_k(\vec{r}, t), \qquad (1)$$

kde t je čas, měřený od počátku emitovaného impulsu.

K spektrálnímu vyjádření zákonitosti interakce je použito Fourierovy transformace impulsního akustického tlaku

$$P(\vec{r}, f) = \int_0^{\infty} p(\vec{r}, t) \exp(-j2\pi ft)\, dt, \qquad (2)$$

kde f je kmitočet.

Druhá mocnina modulu Fourierova obrazu akustického tlaku je označena

$$Q(\vec{r}, f) = \left| P(\vec{r}, f) \right|^2 \qquad (3)$$

je pro ni zaveden název "kvadratické spektrum". Fourierův obraz odezvy je podle (1) a (2)

$$P_r(\vec{r}, f) = \sum_{k=1}^{\infty} P_f(\vec{r}, f), \qquad (4)$$

kde $P_k(\vec{r}, f)$ jsou Fourierovy obrazy akustického tlaku jednotlivých postupných vln tvořicích odezvu. Pro vyvození zákonitosti interakce je odezva modelována jako superposice rovinných různoběžných vln, šířících se ve směrech, daných směrovými úhly α_k, β_k, γ_k, které určují vlnový vektor k-té vlny

$$\vec{e}_k = \vec{i} \cos \alpha_k + \vec{j} \cos \beta_k + \vec{k} \cos \gamma_k. \tag{5}$$

Akustický tlak k-té vlny v bodě o radiusvektoru $\vec{r}$ je

$$p_k(\vec{r}, t) = p_{ko}\left(t - \frac{\vec{r}.\vec{e}_k}{c}\right), \tag{6}$$

kde $p_{ko}(t)$ je akustický tlak této vlny v počátku soustavy souřadnic. K vyjádření Fourierova obrazu akustického tlaku k-té vlny je použito věty o translaci, podle níž je Fourierův obraz impulsů zpožděného o Δt vyjádřen vztahem

$$\mathcal{F}p(t - \Delta t) = \exp(-j\omega\Delta t)\, \mathcal{F}p(t),$$

kde symbol $\mathcal{F}$ vyjadřuje Fourierovou transformaci. Z aplikace věty o translaci na rovnici (6), plyne vyjádření Fourierova obrazu akustického tlaku k-té vlny ve tvaru

$$P_k(\vec{r}, f) = \sqrt{Q_k(f)} \exp\left[-j\left(\omega \frac{\vec{r} \cdot \vec{e}_k}{c} + \psi_k\right)\right], \tag{7}$$

kde

$$Q_k(f) = \left| P_k(\vec{r}, f) \right|^2 \tag{8}$$

je kvadratické spektrum této vlny, ψ_k je argument Fourierova obrazu v počátku soustavy souřadnic a ω je úhlová frekvence. Fourierův obraz akustického tlaku odezvy je pak podle (4) a (7)

$$P_r(\vec{r}, f) = \sum_{k=1}^{\infty} \sqrt{Q_k(f)} \exp\left[-j\left(\omega \frac{\vec{r} \cdot \vec{e}_k}{c} + \psi_k\right)\right]. \tag{9}$$

Kvadratické spektrum akustického tlaku odezvy lze po malé úpravě vyjádřit ve tvaru

$$Q_r(\vec{r}, f) = \left| P_r(\vec{r}, f) \right|^2 = \sum_{k=1}^{\infty} Q_k(f) + 2 \sum_{k=1}^{\infty} \sqrt{Q_k(f)} \sum_{i=k+1}^{\infty} \sqrt{Q_i(f)} \cos\left[\omega \frac{\vec{r}.(\vec{e}_k - \vec{e}_i)}{c} + \right.$$

$$\left. + \psi_k - \psi_i\right]. \tag{10}$$

Základní statistickou veličinou pro vyjádření zákonitosti interakce je střední objemová hodnota kvadratického spektra impulsní odezvy ohraničeného prostoru

$$\langle Q_r(f) \rangle = \frac{1}{V_o} \iiint_{(V_o)} Q(\vec{r}, f)\, dV, \tag{11}$$

kde V_o je objem ohraničeného prostoru.

Pro kmitočty dostatečně velké ve srovnání se základními vlastními kmitočty ohraničeného prostoru, plyne z rovnic (10) a (11) vztah

$$\langle Q_r(f) \rangle = \sum_{k=1}^{\infty} Q_k(f). \tag{12}$$

Statisticky je vyjádřeno směrové rozložení impulsní odezvy směrovou hustotou kvadratického spektra $\sigma_r(\vec{e}, f)$, takže elementární příspěvek vln, šířících se v okolí směru $\vec{e}$, vymezeném prostorovým úhlem $d\Omega$, ke střední objemové hodnotě kvadratického spektra odezvy, je

$$d\langle Q_r(f) \rangle = \sigma_r(\vec{e}, f)\, d\Omega. \tag{13}$$

Pro střední objemovou hodnotu kvadratického spektra odezvy pak platí

$$\langle Q_r(f)\rangle = \oint\!\!\oint \sigma_r(\vec{e}, f)\,.\,d\Omega. \qquad (14)$$

V odezvě difúzního ohraničeného prostoru na sférickou impulsní vlnu je směrové rozložení kvadratického spektra statisticky rovnoměrné, tj.

$$\sigma_r(f) = \text{konst.}(\vec{e}),$$

takže platí

$$\langle Q_r(f)\rangle = \sigma_r(f)\,.\,4\pi.$$

Směrová hustota kvadratického spektra impulsní odezvy difúzního ohraničeného prostoru tedy je

$$\sigma_r(f) = \frac{\langle Q_r(f)\rangle}{4\pi}. \qquad (15)$$

K spektrálnímu popisu šíření akustické energie je použito věty Rayleighovy, která vyjadřuje vztah mezi časovým průběhem akustického tlaku impulsu $p(\vec{r}, t)$ a jeho Fourierovou transformací $P(\vec{r}, f)$ ve tvaru

$$\int_0^{\infty} p^2(\vec{r}, t)\,dt = 2\int_0^{\infty} \left|P(\vec{r}, f)\right|^2 df.$$

Měrná akustická energie, tj. energie, kterou přenese postupná impulsní vlna jednotkou plochy v bodě r, je dána známým vztahem

$$N(\vec{r}) = \frac{1}{\rho c}\int_0^{\infty} p^2(\vec{r}, t)\,dt,$$

kde ρ je hustota prostředí a c je rychlost šíření zvuku v tomto prostředí. Z této rovnice a z věty Rayleighovy plyne vyjádření měrné akustické energie ve tvaru

$$N(\vec{r}) = \int_0^{\infty} \frac{2}{\rho c}\left|P(\vec{r}, f)\right|^2 df.$$

Je zřejmé, že integrand v této rovnici

$$w(\vec{r}, f) = \frac{2}{\rho c}\left|P(\vec{r}, f)\right|^2$$

vyjadřuje spektrální hustotu měrné energie, přenášené postupnou vlnou. Z této rovnice a z rovnice (3) plyne vztah mezi kvadratickým spektrem postupné impulsní vlny v bodě $\vec{r}$ a spektrální hustotou měrné energie přenášené touto vlnou

$$w(\vec{r}, f) = \frac{2}{\rho c}\,Q(\vec{r}, f). \qquad (16)$$

Pro rovinnou vlnu je tato veličina nezávislá na $\vec{r}$.

Spektrální hustota měrné energie, přenášené elementárním svazkem vln v prostorovém úhlu $d\Omega$, je tedy

$$dw_r(f) = \frac{2}{\rho c}\,d\langle Q_r(f)\rangle$$

což je po dosazení (13) a (15)

$$dw_r(f) = \frac{\langle Q_r(f)\rangle}{2\pi\rho c}\,d\Omega. \qquad (17)$$

Je-li pro n-tou rovinnou stěnu zaveden systém sférických souřadnic, kde úhel ϑ_n je úhel mezi normálou vystupující ze stěny do ohraničeného prostoru, a směrem šíření elementárního svazku rovinných odražených vln, má vyjádření spektrální hustotou akustické energie,

vyzářené elementární rovinnou vlnou z povrchu stěny S_n, tvar

$$dE_{rn}(f) = S_n \cos\vartheta_n \, dw_r(f) = \frac{S_n \langle Q_r(f)\rangle}{2\pi\rho c} \cos\vartheta_n \, d\Omega_n. \tag{18}$$

Po dosazení

$$d\Omega_n = \sin\vartheta_n \, d\varphi_n \, d\vartheta_n, \tag{19}$$

kde φ_n je rovníkový úhel sférických souřadnic, lze spektrální hustotu akustické energie emitované n-tou stěnou do ohraničeného prostoru v průběhu odezvy vyjádřit ve tvaru

$$E_{rn}(f) = \frac{S_n \langle Q_r(f)\rangle}{2\pi\rho c} \int_0^{2\pi} d\varphi_n \int_0^{\pi/2} \cos\vartheta_n \sin\vartheta_n \, d\vartheta_n, \tag{20}$$

což je po integraci

$$E_{rk}(f) = \frac{\langle Q_r(f)\rangle}{2\rho c} S_k. \tag{21}$$

Spektrální hustota akustické energie, emitované do ohraničeného prostoru všemi n_s stěnami, je pak

$$E_r(f) = \sum_{n=1}^{n_s} E_{rn}(f),$$

tj.

$$E_r(f) = \frac{\langle Q_r(f)\rangle}{2\rho c} S \tag{22}.$$

kde S je celkový obsah stěn ohraničeného prostoru.

Spektrálně energetická interakce impulsní zvukové vlny s ohraničeným prostorem je charakteristizována akustickým součinitelem, definovaným jako poměr

$$\eta(f) = \frac{E_r(f)}{E_e(f)}, \tag{23}$$

kde $E_e(f)$ je spektrální hustota akustické energie emitované impulsním zdrojem zvuku.

Z rovnic (23), (22) a (21) plyne vyjádření akustického součinitele ve tvaru

$$\eta(f) = \frac{1}{V_o} \iiint_{(V_o)} \frac{S}{2\rho c} \frac{Q_r(\vec{r}, f)}{E_e(f)} \, dV. \tag{24}$$

Integrand v této rovnici vyjadřuje kvadratické spektrum odezvy v daném bodě, normované ke zdroji a k povrchu ohraničeného prostoru podle vztahu

$$\mathcal{E}(\vec{r}, f) = \frac{S}{2\rho c} \frac{Q_r(\vec{r}, f)}{E_e(f)}, \tag{25}$$

takže pravá strana rovnice (24) vyjadřuje střední objemovou hodnotu normovaného spektra odezvy

$$\langle \mathcal{E}(f)\rangle = \frac{1}{V_o} \iiint_{(V_o)} \mathcal{E}(\vec{r}, f) \, dV. \tag{26}$$

Akustický součinitel difúzního ohraničeného prostoru je tedy roven střední objemové hodnotě normovaného spektra impulsní odezvy tohoto prostoru, tj.

$$\eta(f) = \langle \mathcal{E}(f)\rangle. \tag{27}$$

Spektrální hustota akustické energie, emitované zdrojem sférické impulsní vlny, se

vyjádří rovnicí

$$E_e(f) = 4\pi r^2 w_e(\vec{r}, f), \tag{28}$$

kde sepktrální hustota měrné energie emitované vlny je podle rovnice (16)

$$w_e(\vec{r}, f) = \frac{2Q_e(\vec{r}, f)}{\rho c}, \tag{29}$$

takže pro spektrální hustotu emitované energie platí vztah

$$E_e(f) = \frac{8\pi r^2}{\rho c} Q_e(\vec{r}, f). \tag{30}$$

Z rovnic (30) a (25) plyne vyjádření normovaného spektra pomocí kvadratických spekter emitovaného impulsu a odezvy prostoru v bodě r ve tvaru

$$\mathcal{E}(\vec{r}, f) = \frac{S}{16\pi r^2} \frac{Q_r(\vec{r}, f)}{Q_e(\vec{r}, f)} \tag{31}$$

Zákonitost interakce impulsního zvuku s difúzním ohraničeným prostorem je vyjádřena vztahem mezi střední objemovou hodnotou normovaného spektra impulsní odezvy a středním všesměrovým činitelem zvukové pohltivosti stěn. Činitel zvukové pohltivosti se vyjádří podle definice jako poměr spektrální hustoty akustické energie $E_A(f)$ pohlcené stěnami k spektrální hustotě celkové akustické energie $E_I(f)$, která dopadne na stěny při impulsním vybuzení prostoru.

Dopadající zvuková energie je složena jednak z energie emitované zdrojem, jednak z energie všech postupných vln tvořicích odezvu ohraničeného prostoru, takže spektrální hustota dopadající akustické energie je

$$E_I(f) = E_e(f) + E_r(f). \tag{32}$$

V průběhu odezvy je pohlcena celá akustická energie, kterou vyzářil zdroj. Spektrální hustota pohlcené akustické energie tedy je

$$E_A(f) = E_e(f). \tag{33}$$

Statistický střední činitel zvukové pohltivosti stěn ohraničeného prostoru se pak vyjádří dosazením (32) a (33) do jeho definice, tj.

$$\alpha(f) = \frac{E_A(f)}{E_I(f)} = \frac{E_e(f)}{E_e(f) + E_r(f)} = \frac{1}{1 + \frac{E_r(f)}{E_e(f)}},$$

což je zvhledem k (23)

$$\alpha(f) = \frac{1}{1 + \gamma(f)}.$$

Z této rovnice a z rovnice (27) plyne vztah mezi střední objemovou hodnotou normovaného spektra impulsní odezvy difúzivního ohraničeného prostoru a středním všesměrovým činitelem zvukové pohltivosti stěn, vyjadřující zákonitost interakce impulsního zvukového pole s difúzivním ohraničeným prostorem

$$\alpha(f) = \frac{1}{1 + \langle \mathcal{E}(f) \rangle}. \tag{34}$$

Experimentálně byla platnost stanovené zákonitosti interakce impulsního zvukového pole s ohraničeným prostorem ověřena porovnáním hodnot středního všesměrového činitele zvukové pohltivosti, získaných impulsně s použitím této zákonitosti, s hodnotami naměřenými klasickou dozvukovou metodou.

Na připojených obrázcích je ilustrován postup impulsního měření v místnosti o objemu $V = 80\ m^3$ a povrchu stěn $S = 126\ m^2$ a jsou uvedeny výsledky tohoto meření. Sférická impulsní zvuková vlna o energii cca 30 mJ byla emitována jiskrovým zdrojem. Akustický tlak byl snímán mikrofonem B K 4131 v $n = 5$ náhodně vybraných měřicích bodech. Digitální záznam byl realisován převodníkem B K 7502 s vzorkovacím kmitočtem $f_s = 50$ kHz. Diagram impulsu a odezvy v jednom měřicím bodě je na obr. 1. Pro digitální analýzu FFT podle rovnic (2) a (3) bylo použito 8 192 digitálních vzorků, takže integrační doba byla 164 ms a kmitočtový krok analýzy 6,1 Hz. Kvadratické spektrum emitovaného impulsu stanovené digitální metodou FFT je vyneseno na obr. 2, diagram normovaného spektra odezvy, stanoveného ze záznamu v jednom měřicím bodě podle rovnic (2), (3), (31), je na obr. 3.

Aby bylo možno porovnat hodnoty stanovené podle rovnice (34) s hodnotami naměřenými klasickou dozvukovou metodou, které se udávají v třetinooktávových pásmech, byly stanoveny třetinooktávové hodnoty normované spektra tak, že normované spektrum bylo průměrováno v třetinooktávových pásmech, jejichž krajní kmitočty jsou $f_d \triangleq 0{,}89\ f_c$, $f_h \triangleq 1{,}12\ f_c$, kde f_c jsou střední kmitočty těchto pásem. Střední objemové hodnoty třetinooktávového normovaného spektra, stanovené aproximací rovnice (26) výběrovým průměrem hodnot stanovených v pěti náhodně zvolených měřicích bodech, jsou vyneseny na obr. 4. V okolí vynesených hodnot jsou vytyčeny padesátiprocentní toleranční meze této aproximace. Dosazením těchto hodnot do rovnice (34) byly stanoveny hodnoty třetinooktávového středního všesměrového činitele zvukové pohltivosti a jejich padesátiprocentrní toleranční meze, vynesené na obr. 5. Hodnoty získané klasickou dozvukovou metodou jsou na obr. 5 vyznačeny kroužky. Z obr. 5 je patrná dobrá shoda hodnot třetinooktávového všesměrového činitele zvukové pohltivosti, získaných impulsní metodou na základě stanovené zákonitosti, s hodnotami naměřenými klasickou dozvukovou metodou.

Význam objevu zákonitosti interakce impulsního zvukového pole s difúzivním ohraničeným prostorem spočívá především v tom, že přispěl k prohloubení a rozšíření znalostí o vzájemném působení impulsních zvukových vln a ohraničeného prostoru, v němž se tyto vlny šíří. To umožnilo vypracovat konkrétní technická řešení, která se stala základem aplikací objevu při řešení praktických problémů akustiky životního a pracovního prostředí.

Objev tedy vedl k vytvoření nových prostředků ke studiu impulsního zvukového pole v ohraničeném prostoru a k praktickému využití stanovených zákonitostí v akustické diagnostické a měřicí technice. Ve spojení s moderní mikroprocesorovou technikou poskytuje účinný aparát pro řešení praktických problémů spojených s impulsním zvukem, ať již se k němu přistupuje z hlediska hlukové hygieny nebo z hlediska impulsní měřicí techniky.

Znalost zákonitosti interakce impulsního zvukového pole s ohraničeným prostorem umožňuje predikci vlivu ohraničeného prostoru na impulsní hluk. Účinným prostředkem k měření akustické energie emitované impulsním zvukovým zdrojem je metoda založení na stanovené zákonitosti.

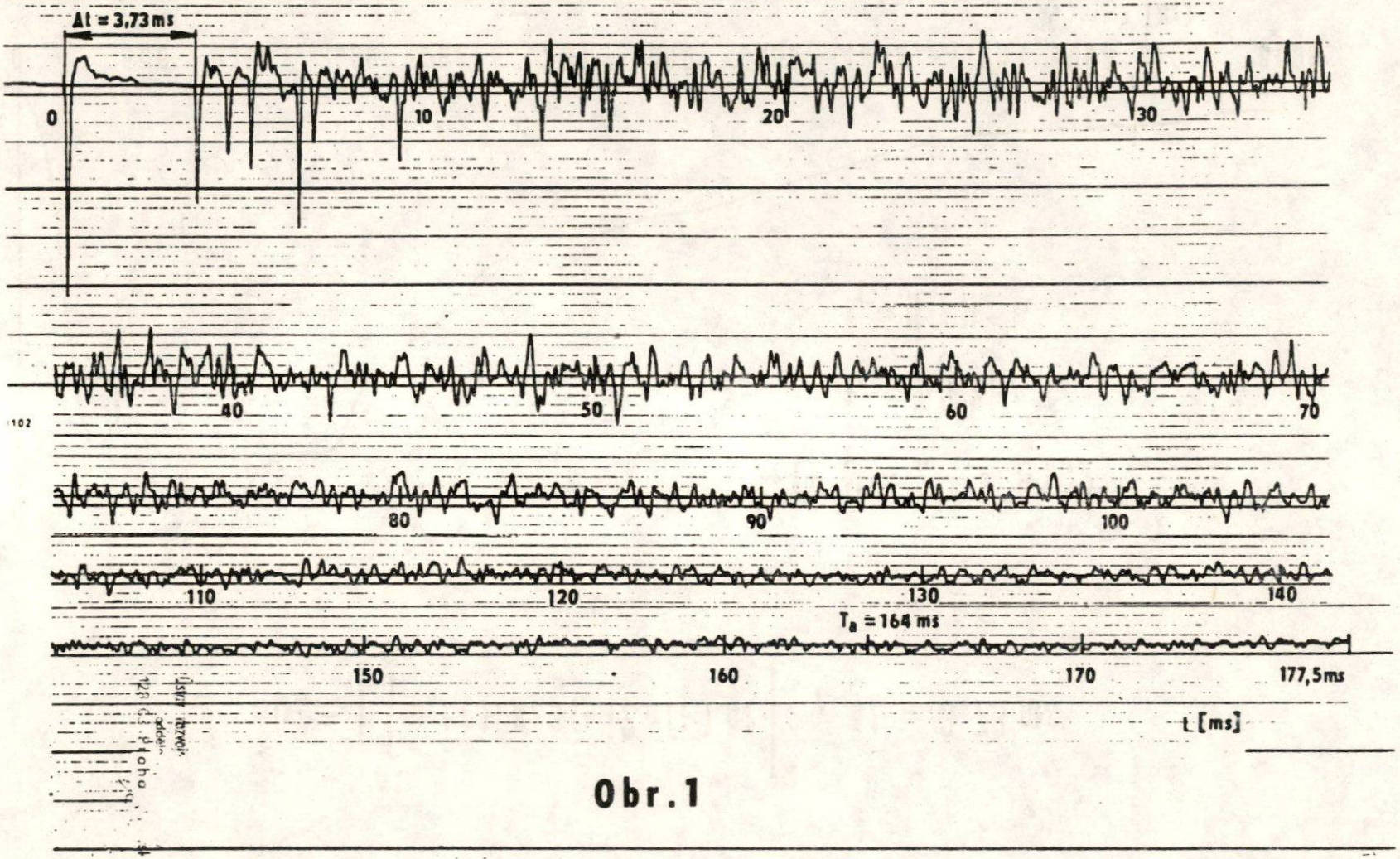
Významným prostředkem pro hodnocení charakteru impulsního zvukového pole v ohraničeném prostoru je studium spektrálně-statistického rozdělení jeho impulsní odezvy. Digitální spektrálně statistická analýza impulsní odezvy poskytuje významné informace o míře akustické difúzivity ohraničeného prostoru. Prostředkem k získání velkého souboru informací o akustických parametrech ohraničeného prostoru je mikroprocesorová analýza rychlé Fourierovy transformace (dále FFT) jeho impulsní odezvy. Jednoduchým a účinným prostředkem k získání kvantitativní informace o míře difúzivity ohraničeného prostoru je konfrontace empirické distribuční funkce, stanovené z FFT analýzy impulsní odezvy, s funkcí teoretickou.

Na základě stanovené zákonitosti byl vyřešen problém správné fyzikální interpretace Fourierovy transformace časového průběhu akustického tlaku impulsního zvuku v ohraničeném prostoru a její mikroprocesorové realisace FFT, byly definovány impulsní akustické veličiny pro fyzikální hodnocení impulsního zvuku v ohraničeném prostoru a byly vytvořeny technické metody jejich měření v jednotkách soustavy SI.

Bezprostřední praktické použití ukazuje popsaný experimentální důkaz stanovené zákonitosti (obr. 1 až 5). Na základě tohoto principu byla vytvořena impulsní metoda měření středního všesměrového činitele zvukové pohltivosti.

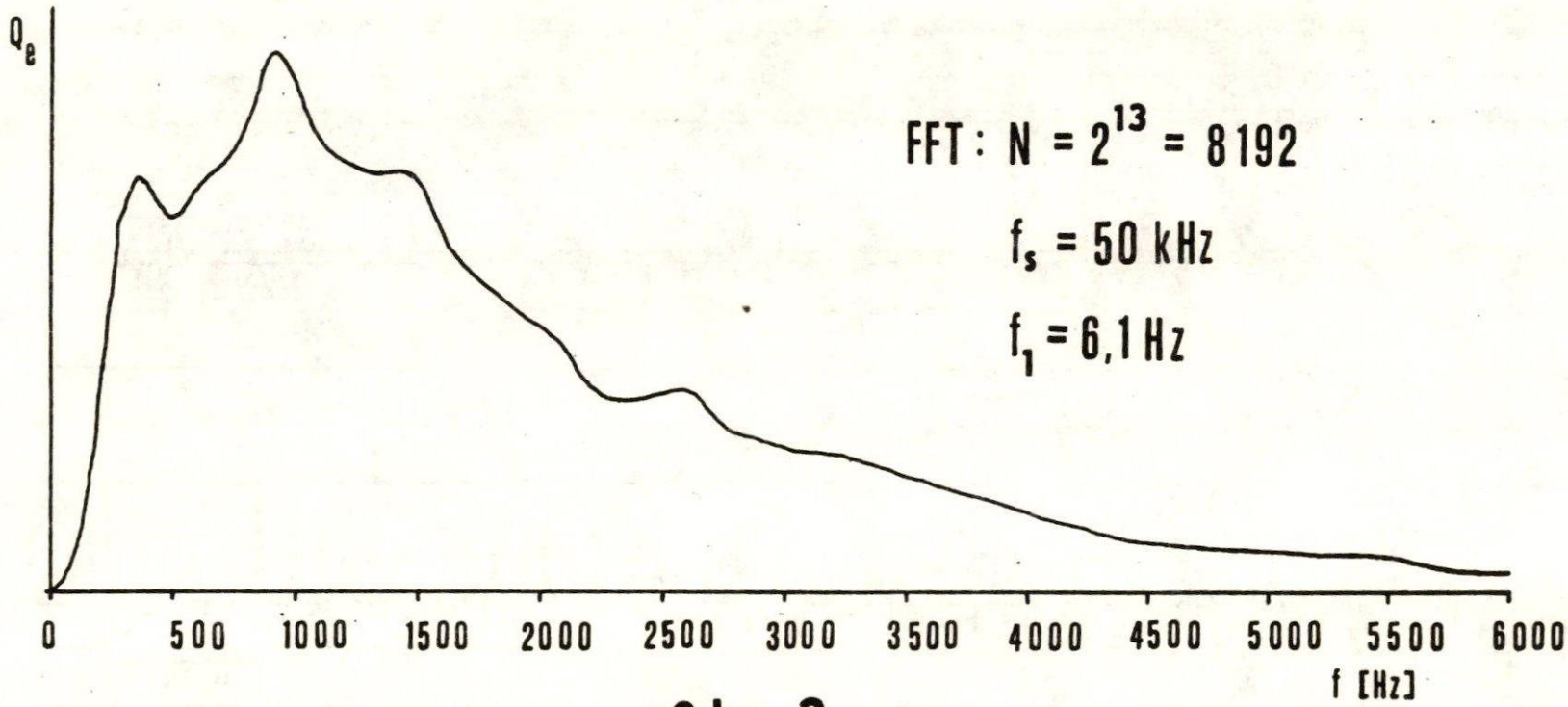
Objev přispěl k vyřešení řady technických problémů akustiky životního prostředí, které mají značný ekonomický význam. Impulsní akustická diagnostika, realisovaná pomocí moderní mikroprocesorové techniky metodami a prostředky koncipovanými na základě stanovené zákonitosti, je levnější a jednodušší než klasická diagnostika kvasistacionární, poskytuje přesnější a rozsáhlejší informace a lze ji použít pro měření nejen v laboratoři, ale přímo "in situ". Výsledky měření dává prakticky okamžitě.

Poznatky objevu zakládají podstatu vynálezů, na něž bylo uděleno autorské osvědčení č. 237 466 a 243 030.

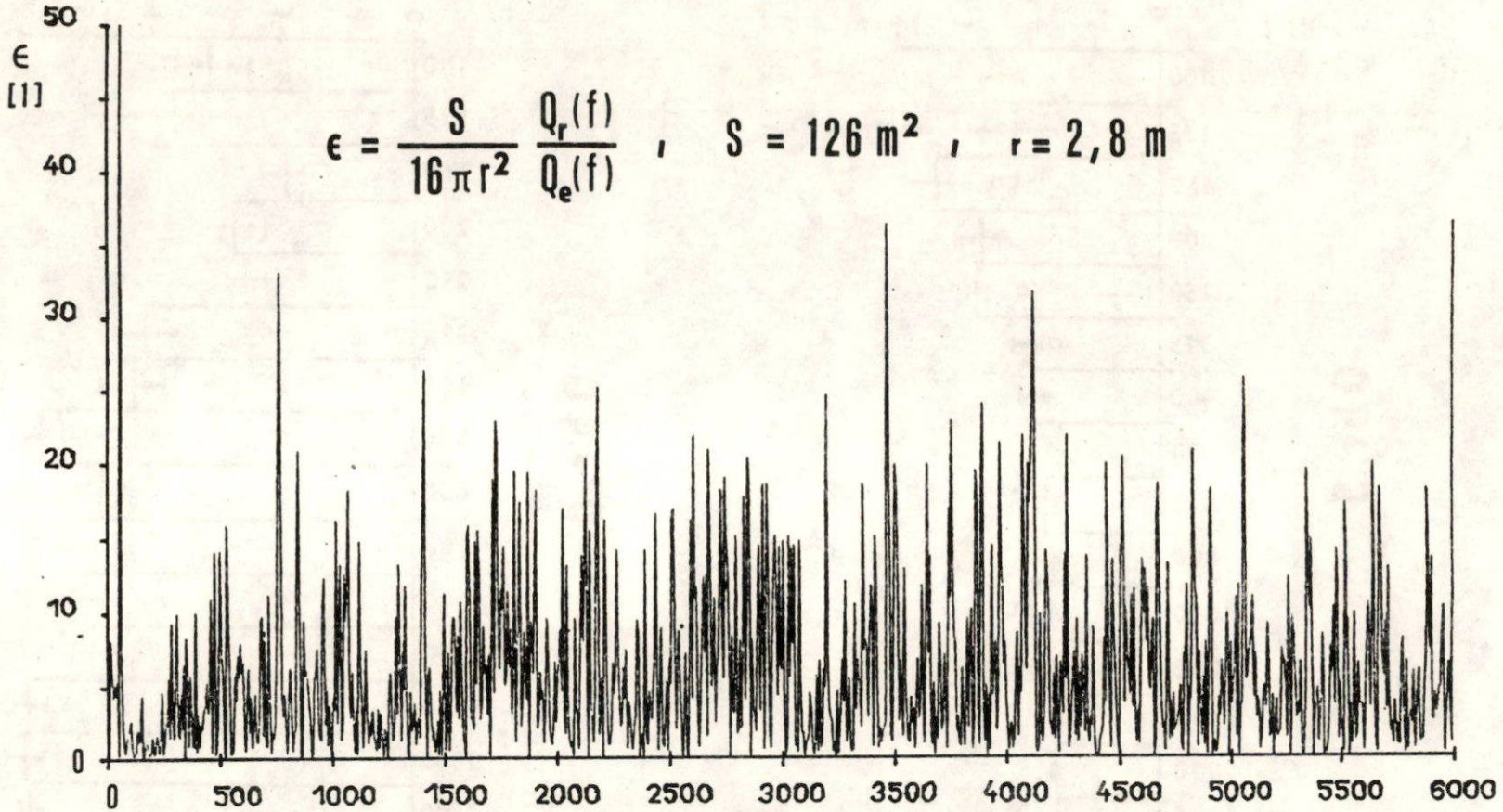

Δt = 3,73 ms
0
10
20
30
40
50
60
70
80
90
100
110
120
130
140
T_a = 164 ms
150
160
170
177,5 ms
t [ms]

Obr. 1

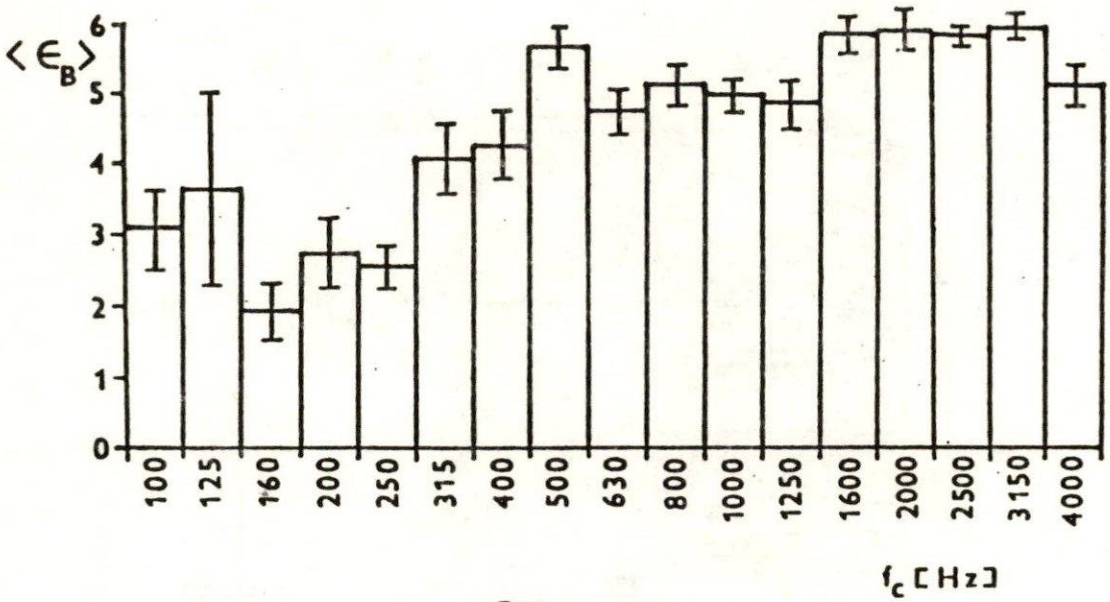
$$Q_e = \left| \int_0^{\Delta t} p_e(t)\, \exp(-j2\pi f t)\, dt \right|^2 , \quad \Delta t = 3{,}73\ \text{ms}$$



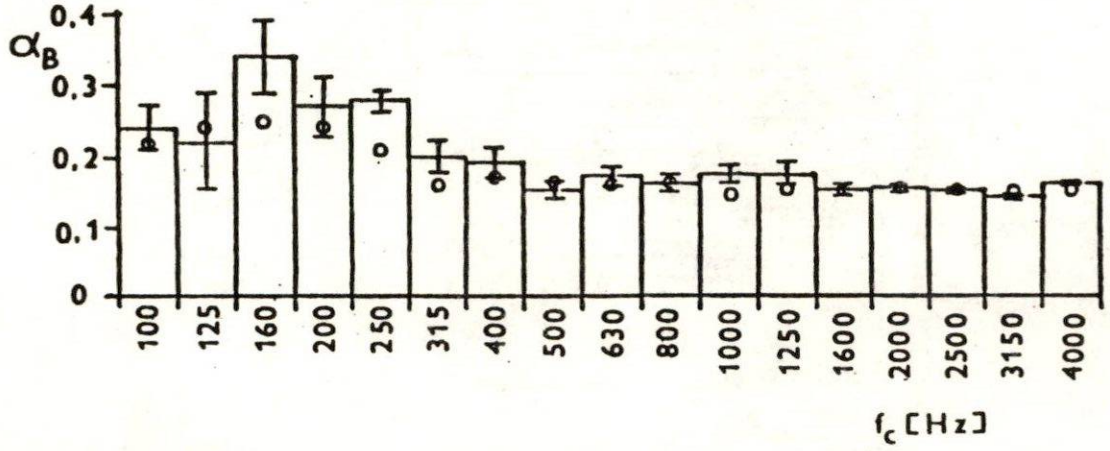
Obr. 2


$\epsilon = \frac{S}{16\pi r^2} \frac{Q_r(f)}{Q_e(f)}$, $S = 126\ m^2$, $r = 2,8\ m$
ε
[1]
50
40
30
20
10
0
0
500
1000
1500
2000
2500
3000
3500
4000
4500
5000
5500
6000
f [Hz]

Obr. 3



Obr. 4



Obr. 5

Severografia, n. p., MOST

Cena 2,40 Kčs