# Příspěvek k interpretaci výkonového spektra kavitačního šumu při hydrodynamické kavitaci

Ing. K. VOKURKA, CSc., LIAZ, n. p., Jablonec nad Nisou

*Sleduje se výkonové spektrum kavitačního šumu při hydrodynamické kavitaci. Jako matematické modely kavitačního šumu jsou použity impulsové náhodné procesy. Jsou shrnuty dosavadní výsledky, které byly získány na základě homogenního Poissonova impulsového procesu. Výraz pro výkonové spektrum je porovnán s naměřenými spektrogramy a jsou uvedeny závěry týkající se kavitačního děje.*

## 1. Úvod

Během posledních pětadvaceti let se na mnoha pracovištích sleduje možnost zjišťování přítomnosti a intenzity kavitace v hydraulických strojích pomocí měření a analýzy kavitačního šumu [1] až [8]. Kavitace je ovšem složitý fyzikální jev, který závisí na mnoha parametrech a má silně nelineární a statistický charakter. Proto není vždy jednoduché nalézt souvislost mezi měřenými statistickými charakteristikami kavitačního šumu a intenzitou zkoumané kavitace (a tudíž i jejím vlivem na účinnost stroje, kavitační erozi apod.) Rovněž tato závislost není vždy jednoznačná. Proto má velký význam hlubší porozumění kavitaci i kavitačnímu šumu. Provedla se celá řada laboratorních měření ve zvlášť akusticky upravených prostorech [9] až [13] a publikovalo se několik prací zabývajících se teoretickým rozborem kavitačního šumu [14] až [23]. Vzhledem ke složitosti sledované problematiky není však tento výzkum ještě zdaleka ukončen.

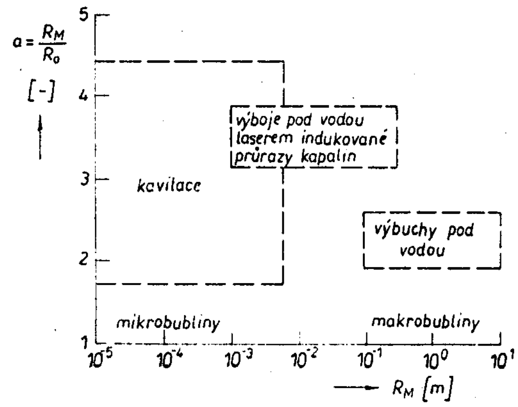
Tato práce je pokusem o interpretaci naměřených výkonových spekter kavitačního šumu. Uvádí se zde posloupnost aproximací, které s rostoucí přesností kavitační šum popisují. Přitom se použily některé autorem nedávno získané poznatky týkající se chování kmitajících bublin [24] až [26] a spektrálních vlastností impulsových náhodných procesů [27] až [29].

## 2. Kavitace

Kavitací se nazývá fyzikální jev, který vzniká při intenzívním kmitání malých bublin v kapalině, přičemž toto kmitání je vyvoláno proměnným tlakovým polem a je doprovázeno vyzařováním tlakových vln (kavitační šum), záblesky světla (sonoluminiscence) a rozrušováním povrchu tuhých látek (kavitační eroze), popř. dalšími jevy.

Kavitace je výrazně statistický, nelineární, dynamický, fyzikální jev. Statistický proto, že se kavitační bubliny obvykle vyskytují ve velkých seskupeních (kavitačních oblastech nebo také kavitačních polích), v jejichž rámci lze chování bublin v prostoru a v čase popsat pouze statistickými zákony. Označením nelineární máme na mysli nelineární kmity bublin a nelineární jevy související s šířením tlakových vln vyzářených bublinami, popř. další nelineární jevy v kavitační oblasti. Označením dynamický máme na mysli nejen způsob vyvolání kavitace, ale především dynamické chování bublin.

Kavitační bubliny představují zvláštní třídu bublin. Od jiných bublin se především odlišují způsobem vzniku, ale i částečně svou velikostí a amplitudou kmitů, které vykonávají. Vyneseme-li na jednu osu velikost bublin $R_M$ a na druhou amplitudu jejich kmitů $a = R_M/R_0$ (zde $R_M$ je maximální a $R_0$ rovnovážný poloměr, viz dále), pak umístění kavitačních a některých dalších bublin v tomto souřadném systému je patrné z **obr. 1** [25]. Hranice oblastí na obr. 1 představují pouze určité střední hodnoty. V kavitační oblasti se tudíž mohou vyskytovat i větší bubliny než je vy-



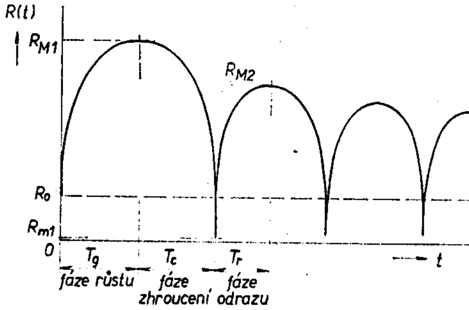

Obr. 1. Klasifikace bublin

značeno na obr. 1, ovšem s menší četností. V souvislosti s obr. 1 je třeba poznamenat, že v literatuře jsou zprávy o stanovení velikosti bublin velmi sporadické. Stanovením amplitudy kmitů bublin se, pokud je známo, dosud nikdo nezabýval. Údaje uvedené na obr. 1 proto autor sestavil částečně na základě rozsáhlé rešerše, ale především pak na základě vlastních experimentálních [26] a teoretických poznatků [24] a je nutné je považovat pouze za orientační.

Bubliny se mohou vytvořit a k intenzívním kmitům vybudit různými způsoby, jako např. výbuchy pod vodou [30], elektrickými výboji pod vodou [31], laserem indukovaným průrazem kapalin [32], [26] apod. Při kavitaci se bubliny vytvářejí a k intenzívním kmitům vybudí prostřednictvím proměnného tlakového pole. Podle způsobu, jak je toto proměnné tlakové pole vytvořeno, lze kavitaci dělit na akustickou [33], [34], [40] (kapalina je ozářena dostatečně intenzívním zvukovým či ultrazvukovým vlněním) a hydrodynamickou [34], [35] (proměnné tlakové pole vzniká v okolí obtékaných těles). Hydrodynamickou kavitaci lze ještě dále dělit podle způsobu vytváření na dva případy. V prvém případě kapalina obtéká nepohyblivé těleso, popř. se těleso v kapalině pohybuje posuvným způsobem. V druhém případě těleso v kapalině rotuje. Toto dělení hydrodynamické kavitace má význam především v souvislosti s kavitačním šumem [25].

Bubliny mohou v kapalině existovat ještě předtím, než se kapalina octne v proměnném tlakovém poli. Typické kavitační bubliny však vznikají teprve tehdy, nachází-li se kapalina v místě, kde je tlak snížen pod určitou kritickou hodnotu. Při hydrodynamické kavitaci je tato kritická hodnota zpravidla blízká tlaku nasycených par při dané teplotě kapaliny [34], [36]. Při akustické kavitaci musí amplituda budicího pole překročit hodnotu nazývanou práh akustické kavitace [34].

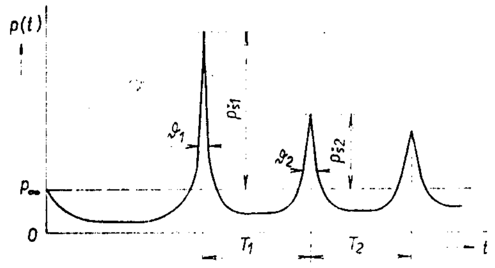
Tahové napětí, při kterém v kapalině dochází ke vzniku bublin, je podstatně nižší než teoretická pevnost kapaliny v tahu. Toto snížení pevnosti v tahu se vysvětluje tím, že v kapalině existují nehomogenity, tzv. kavitační jádra. Fyzikální podstata kavitačních jader není ještě zcela objasněna, nejčastěji se předpokládá, že jsou tvořena velmi malými bublinami, popř. mikročásticemi tuhých látek nesmáčejících kapalinu [35]. Dalším možným zdrojem jader mohou být kosmické paprsky či jiná ionizační záření [33].




**Obr. 2.** Časové rozvinutí pohybu stěny bubliny při nelineárních, tlumených, volných kmitech. Výpočet je proveden s použitím Gilmorova modelu [25].
Amplituda prvního kmitu $a_1 = R_{M1}/R_0 = 3{,}5$, koeficient polytropy $\gamma = 1{,}4$

Ocitne-li se kavitační jádro v oblasti dosti nízkého tlaku, začne růst až do dosažení maximálního poloměru $R_{M1}$ (pro jednoduchost lze předpokládat, že vzniklá bublina má kulový tvar, což je nejlépe prozkoumaný a nejčastěji se vyskytující případ). Předpokládá se, že takto vzniklá bublina je naplněna nepatrným množstvím plynů a par okolní kapaliny [37]. Dostane-li se bublina v následujícím okamžiku do oblasti zvýšeného tlaku, začne se zmenšovat, dochází k fázi nazývané zhroucení (kolaps, imploze) bubliny. Při pohybu stěny bubliny směrem dovnitř je plyn v bublině stlačován, čímž vzniká vratná síla, která působí proti pohybu stěny. Stěna bubliny pod vlivem setrvačných sil přeběhne rovnovážný poloměr $R_0$ a zastaví se až při dosažení nejmenšího poloměru $R_{m1}$. Nyní se směr pohybu stěny obrátí, nastává fáze odrazu. Stlačený plyn začne v bublině kapalinu radiálně vytlačovat, přitom stěna vlivem setrvačných sil opět přeběhne rovnovážný poloměr $R_0$ a zastaví se až při dosažení nového maximálního poloměru $R_{m2}$. Uvedený děj se několikrát opakuje, bublina vykoná řadu volných, tlumených kmitů. Časové rozvinutí pohybu stěny bubliny je schematicky uvedeno na obr. 2 [25].

Pohyb stěny bubliny je doprovázen změnami tlaku v okolní kapalině, takže kmitající bublina tedy představuje zdroj akustického vlnění. Radiálně kmitající kulová bublina vyzařuje do okolní kapaliny kulovou




**Obr. 3.** Časový průběh tlaku ve vlně, která je vyzářena nelineárně, tlumeně, volně kmitající bublinou.
Tvar vlny je uveden schematicky. $p_\infty$ je tlak v kapalině v nekonečnu, $\vartheta$ je efektivní šířka a $p_s$ je špičkový tlak bublinového impulsu [25]. Vzdálenost mezi impulsy $T$ je rovněž rovna době kmitu bubliny

vlnu. Je-li stěna v okolí maximálního poloměru $R_M$, má vyzařovaná vlna zápornou hodnotu akustického tlaku a naopak v okolí minimálního poloměru má kladnou hodnotu. Ta část vlny, která je vyzářena při pohybu stěny bubliny z $R_{Mn}$ do $R_{Mn+1}$, se nazývá bublinový impuls [30] (v případě kavitační bubliny též kavitační impuls). Příklad časového průběhu tlaku ve vlně v dostatečné vzdálenosti od bubliny je schematicky uveden na obr. 3 [25].

Doba, kdy se bublina nachází v okolí $R_m$, tj. konec fáze zhroucení a začátek fáze odrazu, je z hlediska fyzikálních dějů uvnitř a v nejbližším okolí bubliny nejzajímavější (máme na mysli především bubliny, které kmitají s dostatečně velkou amplitudou kmitů). V této době může nabývat hustota energie v bublině a její bezprostřední blízkosti velmi vysokých hodnot. Při dostatečně velkých amplitudách kmitů je maximální rychlost stěny srovnatelná s rychlostí zvuku v kapalině [35]. Odhaduje se, že tlak plynů uvnitř bubliny dosahuje řádově hodnot $10^8$ až $10^9$ Pa [35] a teplota plynů hodnot $10^4$ K [38]. Stěna bubliny se v minimu

výrazně zdeformuje, přičemž nepravidelnosti povrchu (protuberance) někdy mívají tvar ostrých trnů, dochází k vymršťování plynů do okolního prostoru a někdy i k úplnému roztříštění bubliny [37].
Právě popsané chování bubliny je typické pro kmitání osamělé bubliny v dostatečně rozlehlé kapalině. Bude-li se však bublina nacházet v blízkosti tuhé hranice, bude se chovat poněkud jinak. Již na počátku fáze zhroucení se její kulový tvar počne deformovat, stěna odvrácená od tuhé hranice se bude pohybovat rychleji než strana přilehlá a postupně se vytvoří kráterovitý vlis, z něhož se dále formuje tenký vodní paprsek. Paprsek s velkou rychlostí (podle Plesseta [37] 100 ÷ ÷ 200 $ms^{-1}$) proletí vnitřkem bubliny, prorazí protilehlou stěnu a po průletu kapalinou prudce udeří do tuhé hranice. Kromě toho se ve směru paprsku pohybuje i vlastní bublina a rovněž prudce narazí na tuhou hranici. Současně bublina vyzařuje intenzívní tlakovou vlnu. Předpokládá se, že kavitační eroze je způsobena právě takovýmto kombinovaným působením velkého počtu malých kavitačních bublin.
Kavitační bubliny se obvykle vyskytují v rozsáhlých polích, kde mezi nimi dochází k vzájemné interakci (Björknisovy síly, interakce s vyzářenými tlakovými vlnami apod.), mohou se rychle přemísťovat z místa na místo, vznikat, zanikat, vzájemně se slučovat nebo naopak tříštit na menší bubliny.

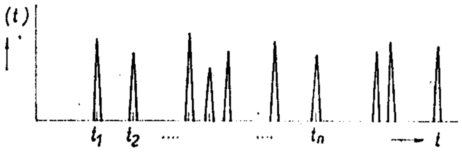
## 3. Kavitační šum

Během kmitání bublin dochází k vyzařování tlakových vln, jejichž tvar je schematicky uveden na obr. 3. Vyzářené vlny se šíří kapalinou, přičemž se odrážejí na rozhraní mezi kapalinou a plynem a mezi kapalinou a tuhou látkou. Během šíření vln rovněž dochází ke změně jejich tvaru vlivem absorpce, popř. nelineárních jevů. Souhrn vln vyzářených kavitační oblastí se v místě pozorovatele jeví jako náhodná časová posloupnost tlakových impulsů a nazývá se kavitační šum.
Vzhledem ke statistické povaze kavitace lze kavitační šum popsat pouze pomocí statistických charakteristik. Z nich největší význam má výkonové spektrum pro svoji názornost a pro přístupnost experimentálnímu a teoretickému studiu.
Je třeba se pokusit o stanovení výrazu pro výkonové spektrum kavitačního šumu při hydrodynamické kavitaci za předpokladu, že se kavitační oblast nalézá v dostatečně rozlehlé kapalině, takže nedochází k odrazům vln na rozhraní kapaliny a okolního prostředí. Dále lze předpokládat, že okamžiky vzniku, popř. zhroucení jednotlivých bublin vytvářejí podél časové osy homogenní Poissonův bodový proces [39]*). Rovněž bude zcela zanedbána interakce mezi bublinami a tlakovými vlnami (např. odrazy vln na bublinách, absorpci části energie vln bublinami apod.). Konečně je třeba předpokládat, že při šíření vln v kapalině nedochází ke vzniku rázových vln a ke změně tvaru vln vlivem absorpce akustické energie v kapalině. I jiní autoři obvykle předpokládají podobné situace, i když je vždy explicitně nevyslovují.
Za uvedených předpokladů budou jednotlivé vlny navzájem statisticky nezávislé, okamžiky jejich výskytu nebudou záviset na jiných charakteristických hodnotách vln a během šíření vln nebude docházet ke změně jejich tvaru. Lze očekávat, že v reálných podmínkách se vliv odrazu vln projeví ve výkonovém spektru především v oblasti nízkých kmitočtů, a to zvýšením hladiny v nejnižších pásmech. Naopak absorpce akustické energie se projeví především v oblasti vysokých kmitočtů snížením hladiny spektra. Statistická závislost mezi vlnami a možné nelineární jevy se projeví přesunem energie mezi jednotlivými složkami spektra.
Když se kapalina nalézá v proměnném tlakovém poli, budou v kapalině vznikat kavitační bubliny. Od okamžiku svého vzniku začíná bublina do svého okolí vyzařovat tlakovou vlnu, která se šíří kapalinou a po uplynutí určité doby dorazí do místa pozorovatele.

Zde pak lze zaznamenat náhodnou časovou posloupnost vln vyzářených jednotlivými bublinami. Očíslujme si jednotlivé vlny (např. v pořadí jak přicházejí) a označme okamžik, kdy v $n$-té vlně nabývá první bublinový impuls maxima jako $t_n$. Okamžiky $t_n$ budou zřejmě opět vytvářet podél časové osy homogenní Poissonův bodový proces.
Jako matematické modely kavitačního šumu se téměř výlučně používají impulsové náhodné procesy (výjimkou je např. práce Ljamševa [16]). K tomu účelu je třeba tvar vyzářené vlny $p(t)$ aproximovat vhodnou analytickou funkcí. Podle stupně přesnosti této aproximace pak lze získat více či méně přesný výraz pro výkonové spektrum.
Se zřetelem na uvedenou aproximaci tvaru vlny lze uvažovat o dvou základních případech. Nejjednodušší a zároveň nejčastěji používaný přístup uvažuje pouze první impuls ve vlně a ostatní zanedbává. Tento postup je použit v celé řadě prací [14], [15], [17], [19], [23] a [25]; zde je o něm zmínka především pro úplnost. Poněkud přesnější aproximace pak uvažuje již všechny impulsy ve vlně.
V prvním případě, kdy se uvažuje pouze první impuls, lze kavitační šum aproximovat homogenním Poissonovým impulsovým náhodným procesem $\xi(t)$, který lze zapsat ve tvaru [27] až [29] (obr. 4)

$$\xi(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} f(t - t_n, \mathbf{a}_n) . \tag{1}$$

Zde $f(t, \mathbf{a})$ je reálná časová funkce, použitá k aproximaci tvaru impulsu, $t_n$ je okamžik výskytu $n$-tého impulsu a $\mathbf{a}_n$ je $m$-rozměrný vektor $m$ náhodných parametrů $n$-tého impulsu.
Homogenní Poissonův impulsový proces patří mezi



**Obr. 4.** Homogenní Poissonův impulsový náhodný proces $\xi(t)$

*) Tento předpoklad je poměrně výhodný, neboť pak bývají odvozené vztahy zvlášť jednoduché. Není však nutný, neboť v současné době je teorie náhodných procesů dostatečně propracována i pro jiné procesy než je Poissonův. Lze očekávat, že i když se okamžiky vzniku a zhroucení bublin v reálných podmínkách budou částečně od Poissonova procesu lišit, nebudou tyto odchylky velké.

nejlépe prostudované impulsové náhodné procesy a výraz pro jeho výkonové spektrum je možné nalézt v celé řadě prací a učebnic, z nichž některé jsou citovány např. ve [27]. Výkonové spektrum $W(\omega)$ procesu $\xi(t)$ má tvar [27]

$$W(\omega) = \langle\nu\rangle \langle |s(\omega, a)|^2\rangle + \\ + \langle\nu\rangle^2 \langle |s(0, a)|\rangle^2 \, 2\pi\delta(\omega) \,. \qquad (2)$$

$\langle\nu\rangle$ je hustota impulsového procesu (střední počet impulsů za vteřinu), $s(\omega, a)$ je Fourierův obraz (spektrum) funkce $f(t, a)$ a $\delta(\omega)$ je funkce delta. Symbolem $\langle\,\rangle$ je označena střední hodnota.
Pro vyzářené vlny $p(t)$ musí platit podmínka [30]

$$\int_{-\infty}^{\infty} p(t) \, dt \doteq 0 \,. \qquad (3)$$

Pak druhý člen na pravé straně výrazu (2) není třeba brát v úvahu a lze se omezit pouze na prvý člen. Použité aproximace vln $p(t)$ vztahu (3) vyhovovat však nebudou. Vzniká tím chyba především pro oblast nejnižších kmitočtů, kterou však lze korigovat. Všimněme si některých častěji používaných funkcí $f(t, a)$. Nejjednodušší případ nastává, použije-li se funkce delta $\delta(t)$. Pak lze výraz (1) přepsat na tvar

$$\xi(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} p_{\check{s}n}\delta(t - t_n) \,. \qquad (4)$$

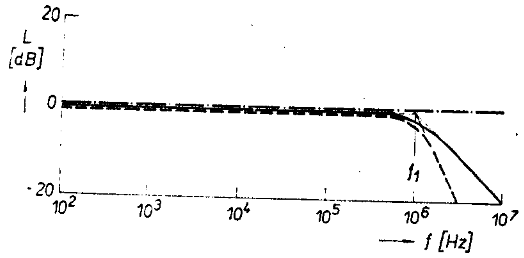
Zde $p_{\check{s}n}$ je špičkový tlak $n$-tého impulsu. Výkonové spektrum má v tomto případě tvar

$$W(\omega) = \langle\nu\rangle \langle p_{\check{s}}^2\rangle \,. \qquad (5)$$

Průběh výkonového spektra nezávisí na kmitočtu (bílý šum), což je zřejmě pouze velmi hrubá aproximace skutečných poměrů. Výkonové spektrum (5) je vyneseno na obr. 5 čerchovanou čarou.
Přesnější výsledek se získá použitím jednostranné exponenciální funkce [14], [15], [17], [19], [23]

$$f(t, a) = \begin{cases} 0 & t < 0 \\ p_{\check{s}} \exp(-t/\Theta) & t \geq 0 \,. \end{cases} \qquad (6)$$

Zde $\Theta$ je časová konstanta impulsu. Jestliže je $\Theta =$ = konst., pak výkonové spektrum má tvar [24] [23]




**Obr. 5.** Výkonové spektrum homogenního Poissonova impulsového procesu stanovené s použitím nejjednodušších funkcí $f(t, a)$:

*1* - impuls delta (—.—) $L = 10 \log [W(f)/(2\langle\nu\rangle \langle p_{\check{s}}^2\rangle)]$, *2* - jednostranný exponenciální impuls (——) $L = 10 \log [W(f)/(2\langle\nu\rangle \langle p_{\check{s}}^2\rangle \langle\Theta^2\rangle)]$, *3* - oboustranný exponenciální impuls (— — —) $L = 10 \log [W(f)/(8\langle\nu\rangle \langle p_{\check{s}}^2\rangle \langle\Theta^2\rangle)]$.

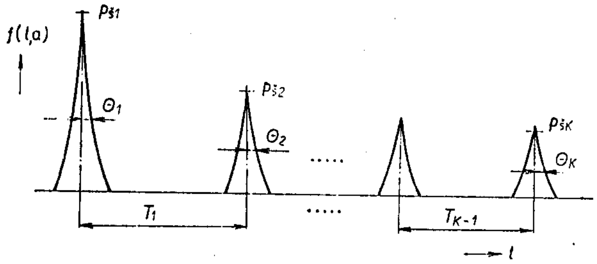
$f_1 = 1/2\pi\langle\Theta\rangle$, $\langle\Theta\rangle = 0{,}16\ \mu s$

$$W(\omega) = \langle\nu\rangle \frac{\langle p_{\check{s}}^2\rangle \, \Theta^2}{1 + \omega^2\Theta^2} \,. \qquad (7)$$

Výkonové spektrum je v tomto případě ploché od nejnižších kmitočtů až po úhlový kmitočet $\omega_1 = 2\pi f_1 =$ $= 1/\Theta$ a pak klesá rychlostí 20 dB/dekádu. Toto výkonové spektrum je na obr. 5 vyneseno plnou čarou.
Další aproximace je možná s použitím oboustranné exponenciální funkce [17], [25]

$$f(t, a) = \begin{cases} p'_{\check{s}} \exp(t/\Theta') & t < 0 \\ p''_{\check{s}} \exp(-t/\Theta'') & t \geq 0 \,. \end{cases} \qquad (8)$$

V práci [17] je sledován tvar funkce $|s(\omega, a)|^2$ pro různou velikost veličin $p'_{\check{s}}$, $p''_{\check{s}}$, $\Theta'$ a $\Theta''$. Podobný rozbor lze nalézt i v práci [25], která navíc nachází výkonové spektrum pro případ, že $p'_{\check{s}} = p''_{\check{s}}$ a $\Theta' = \Theta''$, přičemž tyto veličiny jsou považovány za náhodné proměnné. Výkonové spektrum nalezené v práci [25] je v podstatě shodné s tvarem (7), klesání spektra v oblasti vysokých kmitočtů je však rychlejší, a to 40 dB/dekádu. Toto spektrum je na obr. 5 vyneseno čárkovaně.

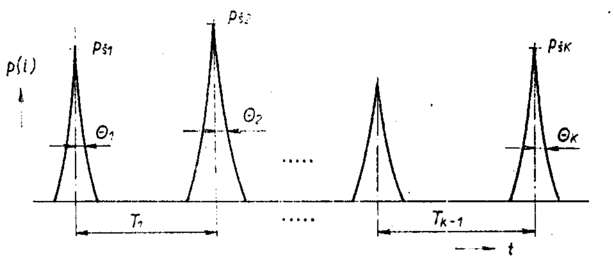



**Obr. 6.** Aproximace tvaru vlny posloupností $K$ náhodných impulsů. Rozdělení náhodných proměnných $p_{\check{s}k}$, $\Theta_k$ a $T_k$ závisí na pořadí impulsu ve vlně, tj. na velikosti $k$

Společným nedostatkem uvedených aproximací je to, že nalezená výkonová spektra neobsahují experimentálně pozorovaný vzrůst hladiny v oblasti nízkých kmitočtů. Jeden možný způsob jak částečně získat zmíněný vzrůst spektra je uvažování všech bublinových impulsů ve vlně. To je řešitelné dvěma způsoby. Je možné opět použít homogenní Poissonův impulsový proces (1) a výkonové spektrum určit ze vztahu (2), přitom však funkce $f(t, a)$ může mít např. tvar (obr. 6)

$$f(t, a) = p_{\check{s}1} \, e^{-\frac{|t|}{\Theta_1}} + \ldots + p_{\check{s}K} \, e^{-\frac{|t - T_1 - \ldots - T_{K-1}|}{\Theta_K}} \,. \qquad (9)$$

Zvláštní případ této aproximace je možné najít v pracích [14] a [15], kde jsou za funkci $f(t, a)$ použity tlumené kmity typu $p_{\check{s}} \exp(-t/\Theta) \cos(\omega_0 t)$, $t \geq 0$. To ovšem odpovídá lineárním kmitům bublin, které se při kavitaci vyskytují pouze okrajově.
I když je výpočet výkonového spektra s použitím aproximace (9) v zásadě možný, byl by dosti zdlouhavý. Pro usnadnění výpočtu lze použít poněkud jiný, i když méně přesný postup. Lze předpokládat, že vlna $p(t)$ je tvořena skupinou $K$ navzájem nezávislých impulsů např. typu (8), které mají amplitudu $p_{\check{s}k}$ a časovou konstantu $\Theta_k$, kde $k = 1, 2, \ldots, K$. Vzdálenost mezi dvěma sousedními impulsy ve skupině je označena $T_k$. Na rozdíl od aproximace (9) však lze před-



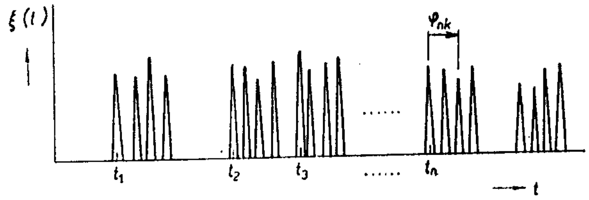

**Obr. 7.** Aproximace tvaru vlny skupinou $K$ vzájemně nezávislých náhodných impulsů. Rozdělení náhodných proměnných $p_{\check{s}k}$, $\Theta_k$ a $T_k$ je stejné pro všechny impulsy, tj. nezávisí na velikosti $k$

pokládat, že veličiny $p_{\check{s}k}$, $\Theta_k$ a $T_k$ jsou navzájem nezávislé náhodné proměnné, jejichž rozdělení nezávisí na $k$ (obr. 7). Pak bude možné kavitační šum aproximovat skupinovým impulsovým náhodným procesem $\xi(t)$ typu AB$^D$ [29] (obr. 8), který lze zapsat ve tvaru

$$\xi(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{K} f(t - t_n - \varphi_{nk}, \boldsymbol{a}_{nk}) \qquad (10)$$

Zde $f(t, \boldsymbol{a}_{nk})$ je funkce popisující tvar $k$-tého impulsu v $n$-té vlně (v $n$-té skupině impulsů) a $\varphi_{nk} = T_{n1} + \ldots + T_{n(K-1)}$.

Výhodou tohoto postupu je, že lze použít výsledky teorie skupinových impulsových náhodných procesů [29], kde je výraz pro výkonové spektrum procesu




**Obr. 8.** Skupinový impulsový náhodný proces $\xi(t)$ typu AB$^D$. Počet impulsů ve skupině $K = 4$

AB$^D$ již nalezen, takže stačí dosadit pouze konkrétní tvar funkce $f(t, \boldsymbol{a})$, počet impulsů ve skupině $K$ a rozdělení náhodné proměnné $T_{nk}$. Nevýhodou ve srovnání s aproximací (9) je menší přesnost.

Výkonové spektrum procesu AB$^D$ je rovno [29] (člen s funkcí $\delta(\omega)$ je třeba opět vynechat)

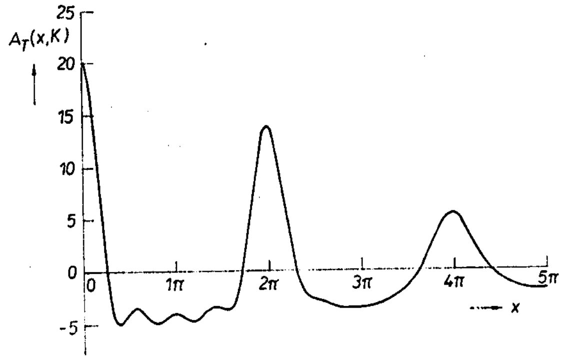
$$W(\omega) = \langle\nu\rangle\, K \langle |s(\omega, \boldsymbol{a})|^2 \rangle + \langle\nu\rangle\, \langle |s(\omega, \boldsymbol{a})| \rangle^2 A_T(\omega, K)\,. \qquad (11)$$

První člen na pravé straně výrazu (11) je až na součinitel $K$ shodný s prvým členem výrazu (2) a představuje již známou plochou část výkonového spektra v oblasti středních a vysokých kmitočtů. Druhý člen pak představuje vliv uvažování skupiny impulsů. Funkce $A_T(\omega, K)$ je definována vztahem [29]

$$A_T(\omega, K) = 2Re\left\{\frac{\chi_T(\omega)}{1 - \chi_T(\omega)}\left[K - \frac{1 - \chi_T^K(\omega)}{1 - \chi_T(\omega)}\right]\right\}. \qquad (12)$$

Zde $\chi_T(\omega)$ je charakteristická funkce náhodné proměnné $T$. Výraz (12) lze pro požadované rozdělení náhodné proměnné $T$ snadno řešit. Příklad průběhu funkce $A_T(x, K)$ pro normální rozdělení náhodné proměnné $T$ je uveden na obr. 9. Zde $x = \langle T \rangle\, \omega$, $V = \sigma_T / \langle T \rangle$ je variační koeficient a $\sigma_T^2$ je rozptyl náhodné proměnné $T$.

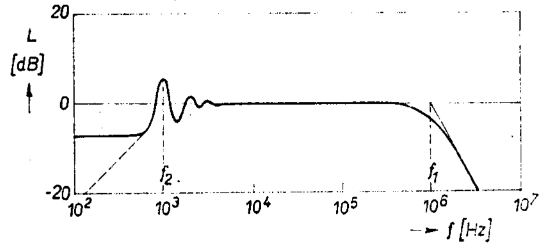
Funkce $A_T(x, K)$ má v bodech $x = 2k\pi$, $k = 0, 1, \ldots,$ místní maxima. Absolutního maxima nabývá pro $k = 0$, kde $A_T(0, K) = K^2 - K$. Dále platí, že $\lim_{x\to\infty} A_T(x, K) = 0$. Velikost a šíře maxim závisí na velikosti $K$ a $\sigma_T$; s růstem $K$ a se zmenšováním $\sigma_T$ se maxima zužují a zvyšují.




**Obr. 9.** Průběh funkce $A_T(x, K)$ v závislosti na bezrozměrné veličině $x$. Náhodná proměnná $T$ má normáln rozdělení $w(T) = 1/(\sigma_T\sqrt{2\pi}) \exp\left[-(T - \langle T \rangle)^2/(2\sigma_T^2)\right]$, $V = \sigma_T/\langle T \rangle = 0{,}1$, $K = 5$

Vzhledem k tomu, že $\langle T \rangle \gg \langle \Theta \rangle$, bude průběh druhéh členu v (11) v podstatě určen tvarem funkce $A_T(\omega, K)$ Příklad výkonového spektra (11) je vynesen na obr. 10 Výkonové spektrum z obr. 10 bylo určeno za určitýc zjednodušujících předpokladů. Lze očekávat, že v pří padě použití aproximace (9) by špičky ve spektru ne byly tak ostré, a tudíž by se nalezené spektrum víc přiblížilo naměřeným průběhům.

Použité aproximace vlny $p(t)$ nevyhovují vztahu (3 a proto nalezená výkonová spektra jsou nepřesn




**Obr. 10.** Výkonové spektrum skupinového impulsovél procesu typu AB$^D$. Tvar jednotlivých impulsů je dá funkcí (8), kde $p'_{\check{s}} = p''_{\check{s}} = p_{\check{s}}$, $\Theta' = \Theta'' = \Theta$, $\langle\Theta\rangle = 0{,}16\ \mu s$, $T$ má normální rozdělení, $\langle T \rangle = 10^{-3}$ $f_2 = 1/\langle T \rangle$, $V = 0{,}1$, $K = 5$, $L = 10 \log [W(f)/(8\langle$ $\cdot\, K \langle p_{\check{s}}^2 \rangle \langle \Theta^2 \rangle)]$

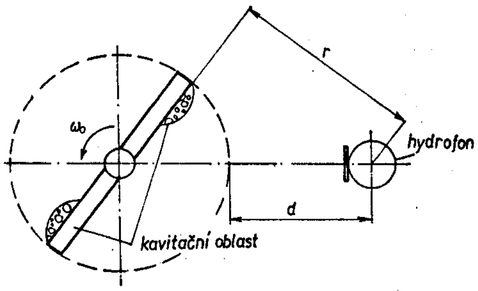
v oblasti nejnižších kmitočtů. Lze ukázat, že spektru vln, které uvedené podmínce (3) vyhovuje, má v obla nejnižších kmitočtů tvar [17]

$$|s(\omega, \boldsymbol{a})|^2 = C\omega^2\,, \qquad (1$$

kde $C$ je konstanta závislá na tvaru funkce $f(t,$ Korekce tvaru výkonového spektra v oblasti nejn ších kmitočtů s použitím vztahu (13) je na obr. vyznačena čárkovaně.

Doposud se předpokládalo, že kavitační oblast se od pozorovatele nevzdalovala, tj. případ, kdy kapalina obtékala nepohyblivé těleso. Ještě stručně k druhému případu, kdy obtékané těleso v kapalině rotuje úhlovou rychlostí $\omega_0$. Tento případ je schematicky ukázán na obr. 11.

Přestoupí-li úhlová rychlost $\omega_0$ určitou kritickou velikost, začne se za obtékaným tělesem rozvíjet kavitace [9]. Vzhledem k dříve uvedeným předpokladům o chování bublin a vln, budou okamžiky zhroucení bublin, a tedy i okamžiky výskytu vln opět vytvářet podél časové osy homogenní Poissonův bodový proces. Zatímco však v předcházejícím případě vzdálenost $r$ mezi kavitační oblastí a pozorovatelem byla neproměnná, nyní se tato vzdálenost periodicky mění (obr. 11). V důsledku působení zákona $1/r$ pak dochází k amplitudové modulaci kavitačního šumu periodickou funkcí. Je zřejmé, že hloubka modulace bude závislá na vzdálenosti $d$. Čím menší bude $d$, tím větší bude hloubka




**Obr. 11.** Kavitace na rotujících tyčích

modulace a naopak, při zvětšování $d$ bude hloubka modulace klesat a od určité vzdálenosti lze modulaci zanedbat a kavitační šum považovat za shodný s předcházejícím případem.

Je třeba posoudit nejprve jednodušší případ jediného impulsu ve vlně. Se zřetelem na uvedenou modulaci lze jako model kavitačního šumu v tomto případě použít součin homogenního Poissonova impulsového procesu $\xi(t)$ s periodickou funkcí $z(t)$. Výkonové spektrum takto vzniklého procesu je odvozeno v práci [28] ve tvaru

$$W(\omega) = \langle \nu \rangle \sum_{k=-\infty}^{\infty} |c_k|^2 \langle |s(\omega - k\omega_0, a)|^2 \rangle + \langle \nu \rangle^2 \langle |s(0, a)| \rangle^2 \, 2\pi \sum_{k=-\infty}^{\infty} |c_k|^2 \, \delta(\omega - k\omega_0) \,. \quad (14)$$

Zde $c_k$ jsou koeficienty rozvoje periodické funkce $z(t)$ ve Fourierovu řadu.

Na rozdíl od předcházejícího případu má spojitá i diskrétní část tvar řady, jejíž členy jsou navzájem posunuty o $\omega_0$. Se zřetelem na platnost podmínky (3) lze diskrétní část (druhý člen na pravé straně (14)) opět zanedbat. Spojitá část však bude ve srovnání s předcházejícím případem částečně deformována. Protože však je $\omega_0 \ll \omega_1$, bude vzniklá změna malá.

Budou-li posuzovány všechny impulsy ve vlně, bude výsledek v podstatě stejný. Vliv modulace šumu se v tomto případě projeví především neostrostí spektrálních špiček v oblasti nízkých kmitočtů.

## 4. Diskuse výsledků

Pokusíme se o porovnání obdržených výsledků s naměřenými spektrogramy. Experimentální stanovení výkonového spektra kavitačního šumu je spojeno s celou řadou obtíží. Např. lze velmi obtížně zajistit akustické prostředí, ve kterém měření probíhá v podmínkách volného zvukového pole. Další překážku představuje širokopásmovost pozorovaných dějů. Na experimentální zařízení jsou tak kladeny značné nároky, které není snadné splnit. Podle našeho názoru z výše uvedených článků [9] až [13] těmto nárokům vyhovují pouze práce Mellenova [9] a Esipova a Naugolnycha [13]. Ve zbývajících případech se spektrum kavitačního šumu studuje pouze v omezeném rozsahu kmitočtů (obvykle méně než dvě kmitočtové dekády).

Esipov a Naugolnych [13] vytvářeli kavitaci pomocí trysky, kterou ponořili do nádrže s vodou. Nejmenší vzdálenost stěn nádrže a vodní hladiny od trysky byla 3 m. Měření výkonového spektra bylo provedeno v rozsahu tří kmitočtových dekád (přibližně od 200 Hz do 200 kHz). V naměřeném spektru se vyskytuje plochá část v oblasti středních a vyšších kmitočtů a zvýšená část v oblasti nízkých kmitočtů. Vezme-li se v úvahu neostrost spektrálních špiček, která by se v přesnějším modelu vyskytla, potom je teoretické spektrum (obr. 10) kvalitativně podobné naměřenému. Kvantitativní rozdíl je především ve velikosti převýšení v oblasti nízkých kmitočtů. V naměřeném spektru je toto převýšení nad plochou částí přibližně rovno 20 dB, ve vypočteném spektru při uvažování pěti impulsů ve vlně pouze 5 dB.

Mellen [9] vytvářel kavitaci pomocí rotujících míchacích tyčí, které byly dlouhé 50,8 mm (2 in) a 152,4 mm (6 in). Kratší tyč se otáčela rychlostí 4300 min$^{-1}$, delší rychlostí 1500 min$^{-1}$. Pro zajištění volného pole provedl měření v oblasti středních a vyšších kmitočtů v bezdozvukové nádrži, v oblasti nízkých kmitočtů v řece Temži. Měření tak bylo možné provést v rozsahu přes tři kmitočtové dekády (přibližně od 1 kHz do 3 MHz). Naměřené spektrum má složitý tvar. Je v něm možné sledovat zhruba tři ploché části, v oblasti vysokých kmitočtů, v oblasti středních kmitočtů a v oblasti nízkých kmitočtů. Plochá část v oblasti nízkých kmitočtů je ještě překložena několika spektrálními špičkami, které částečně připomínají spektrální špičky z obr. 10. Rozdíl hladin mezi jednotlivými plochými částmi je přibližně 20 dB. Výskyt spektrálních špiček v oblasti nízkých kmitočtů je opět možné vysvětlit pomocí modelu. Přítomnost tří plochých částí místo jedné zatím použitými modely vysvětlit nelze.

Ani v jedné z uvedených prací nebyl naměřen výraznější pokles spektra v oblasti nejvyšších kmitočtů. Vzhledem k tomu, že Mellen měřil až do kmitočtu 3 MHz, znamená to, že $f_1 \geq 3$ MHz. Pak ovšem $\langle \Theta \rangle \leq \leq 1/2\pi f_1 = 53$ ns. Z velikosti této konstanty vyplývá mimo jiné požadavek na širokopásmovost měřicí aparatury.

První spektrální špička leží u Mellena v okolí kmitočtu $f_2 = 1{,}2$ kHz. Poloha maxima ve spektru naměřeném Esipovem a Naugolnychem je rovněž na kmitočtu o velikosti jednotek kHz. Ztotožněním těchto špiček s maximem funkce $A_T(x, K)$ pro $x = 2\pi$, by byla střední vzdálenost mezi impulsy ve vlně rovna $\langle T \rangle = 1/f_2 =$

= 0,83 ms. Použitím Rayleighova vztahu pro dobu zhroucení úplně prázdné bubliny [25] lze stanovit odhad střední velikosti bublin, a to $\langle R_M \rangle = 4{,}6$ mm. Tato značná velikost je ovšem v rozporu s intuitivní představou o velikosti kavitačních bublin. Příčina tohoto nesouhlasu zatím není známa.

## 5. Závěr

Tato práce se pokusila interpretovat experimentálně zjištěná výkonová spektra kavitačního šumu při hydrodynamické kavitaci. Jako model kavitačního šumu byl použit skupinový impulsový náhodný proces typu $AB^D$, přičemž tvar bublinových impulsů byl aproximován oboustrannou exponenciální funkcí. Nalezené výkonové spektrum se v hrubých rysech shoduje s naměřenými spektry, avšak existuje ještě celá řada otázek, které zatím nelze vysvětlit. Je nutno mít na paměti, že odvození výkonového spektra bylo provedeno za použití velmi zjednodušujících předpokladů. Získané vztahy tak představují pouze hrubé přiblížení skutečným poměrům. Pro další zpřesnění teorie kavitačního šumu je nezbytné získat více experimentálních údajů a při odvozování příslušných vztahů vzít v úvahu další, doposud opomíjené vlivy. Především se naskýtá domněnka, že bude nutné vzít v úvahu interakci mezi bublinami a vlnami. Tato interakce představuje velmi složitý problém a zatím je o ní známo velmi málo.

Kavitační šum je širokopásmový šum, jehož spojité spektrum se rozprostírá od nuly až po kmitočty řádu $10^6$ Hz. Experimentálně získané spektrogramy lze tudíž použít k vyhodnocování pouze tehdy, jestliže měření je provedeno v rozsahu několika kmitočtových dekád (minimálně tří až čtyř). Měření v tak širokém rozsahu kmitočtů naráží na celou řadu překážek. V oblasti nízkých kmitočtů je velmi obtížné zaručit volné zvukové pole a naopak v oblasti nejvyšších kmitočtů vznikají potíže s použitím vhodného hydrofonu. Zatím se podařilo změřit výkonové spektrum kavitačního šumu v rozsahu přes tři kmitočtové dekády pouze Mellenovi [9] a v rozsahu tří dekád Esipovi a Naugolnychovi [13]. To je pro vyhodnocování a závěry velmi málo, a proto je nutné další měření. Rovněž by bylo velmi užitečné, kdyby akustická měření byla doplněna současně prováděným měřením některou optickou metodou, která by umožnila stanovit odhady počtu, velikosti a rozložení bublin v prostoru.

Použitý model kavitačního šumu rovněž nedovoluje vyjádřit experimentálně zjištěnou nelineární závislost mezi intenzitou kavitace a hladinou kavitačního šumu. Lze se domnívat, že tato nelineární závislost má původ v interakci mezi bublinami a vlnami, a proto i pro další pokrok v této důležité oblasti je nutné zmíněnou interakci lépe poznat.

Dosavadní výsledky z teorie kavitačního šumu jsou natolik neúplné, že nemohou být v aplikovaném výzkumu či v praktickém provozu strojů zatím přímo využity. Na druhé straně však mohou být určitým vodítkem, kterým směrem se ubírat a co lze od dané metodiky očekávat.

### Literatura


[1] STOPSKIJ, S. B.: Akustičeskij metod obnaruženija kavitacii na rabotajuščich gidroturbinach. Električeskie stancii, 28, 1957, č. 8, s. 15—22.

[2] ŠMUGLJAKOV, L. S.: Issledovanie intensivnosti akustičeskich izlučenij v potoke vody pri kavitacii. Energomašinostroenie, 4, 1958, č. 9, s. 23—27.

[3] RATA, M.: Recensement et examen critique des méthodes d'observation de la cavitation par voie acoustique. La Houille Blanche, 18, 1963, č. 4, s. 393—394, č. 6, s. 671—677.

[4] PEARSALL, I. S.: Acoustic Detection of Cavitation. Symp. on Vibration in Hydraulic Pumps and Turbines, Proc Instn Mech Engrs, Part 3A, 181, 1966—67, s. 1—8.

[5] SEBESTYÉN, G. — FÁY, A. — CSEMNICZKY, J.: Measurement of Cavitation Characteristics of a Pump Connected with Measurement of Noise. Acta Technica Academiae Scientiarum Hungaricae, 66, 1969, č. 4, s. 305—323.

[6] DEEPROSE, W. M. — McNULTY, P. J.: Cavitation Noise in Pumps. Proceedings of the 4th Conference on Fluid Machinery, Budapest 1972, s. 321—341.

[7] TARABA, O.: K diagnostice kavitace elektronickými systémy. Výzkum kavitace II, ČSVTS-FEL, Praha 1979, s. 33—42.

[8] MARTIN, H. R. — WILLIAMS, E.: Noise Characteristics of a Cavitating Orifice under Reattached Flow Conditions. Fluid Quarterly, 11, 1979, č. 4, s. 1—14.

[9] MELLEN, R. H.: Ultrasonic Spectrum of Cavitation Noise in Water. Journal of the Acoustical Society of America, 26, 1954, č. 3, s. 356—360.

[10] LESUNOVSKIJ, V. P. — CHOCHA, J. V.: O nekotorych osobennostjach spektra šuma gidrodinamičeskoj kavitacii na vraščajuščichsja v vode steržnjach. Akustičeskij žurnal, 14, 1968, č. 4, s. 566—571.

[11] ILIN, V. P. — MOROZOV, V. P.: Eksperimentalnoe opredelenie otnošenija energii kavitacionovo šuma k energii puzyrkov. Akustičeskij žurnal, 20, 1974, č. 3, s. 409—414.

[12] VASILCOV, E. A. — ISAKOV, A. J.: Akustičeskij metod analyza kavitacionnych processov v peremeščivajuščich ustrojstvach. Naučnyje pribory, č. 5, 1974.

[13] ESIPOV, I. B. — NAUGOLNYCH, K. A.: O šumach kavitacii v zatoplennych strujach. Akustičeskij žurnal, 21, 1975, s. 654—656.

[14] ILIČEV, V. I. — LESUNOVSKIJ, V. P.: O spektrach šuma pri gidrodynamičeskoj kavitacii. Akustičeskij žurnal, 9, 1963, č. 1, s. 32—36.

[15] MOROZOV, V. P.: Kavitacionnyj šum kak posledovatelnost akustičeskich impulsov, voznikajuščich v slučajnye momenty vremeni. Akustičeskij žurnal, 14, 1968, č. 3, s. 435—440.

[16] LJAMŠEV, L. M.: K teorii gidrodynamičeskovo kavitacionnovo šuma. Akustičeskij žurnal, 15, 1969, s. 572—578.

[17] LEVKOVSKIJ, J. L.: Energetičeskij spektr kavitacionnovo šuma. Trudy akustičeskovo instituta, 1969, s. 104—114.

[18] BOGUSLAVSKIJ, J. J. — IOFFE, A. I. — NAUGOLNYCH, K. A.: Izlučenie zvuka kavitirujuščej oblastju. Akustičeskij žurnal, 16, 1970, s. 20—24.

[19] MINIOVIČ, I. J. — PERNIK, A. D. — PETROVSKIJ, V. S.: Gidrodynamičeskie istočniki zvuka. Sudostroenie, Leningrad 1972.

[20] BAJIČ, B.: O spektrima kavitacionog šuma. Elektrotechnika, 1972, č. 1, s. 34—45.

[21] ESIPOV, I. B.: O statističeskoj modeli kavitacii v turbulizovannych potokach. Akustičeskij žurnal, 21, 1975, č. 2, s. 298—300.

[22] PUDOVKIN, A. A.: Ob izlučenii šuma kavitacionnoj oblastju grebnovo vinta. Akustičeskij žurnal, 22, 1976, č. 2, s. 271—277.

[23] TARABA, O. — VOKURKA, K.: Autokorelační funkce kavitačního šumu. Výzkum kavitace II, ČSVTS - FEL, Praha 1979, s. 43—47.

[24] VOKURKA, K.: Zákon měřítka a zákon podoby pro volné kmity bubliny. Výzkum kavitace II, ČSVTS - FEL, Praha 1979, s. 23—32.

[25] VOKURKA, K.: Příspěvek k rozboru některých fyzikálních procesů v kapalném médiu pomocí studia emitovaných ultrazvukových vln. [Kandidátská disertační práce]. ČVUT, FEL, Praha 1979.
[26] VOKURKA, K.: Experimentální studium pulsu bubliny. 7. konf. čs. fyziků, Praha 1981, referát 09-07.
[27] VOKURKA, K.: Power Spectrum of the Periodic Group Pulse Process. Kybernetika, 16, 1980, č. 5, s. 462—471.
[28] VOKURKA, K.: Výkonové spektrum součinu periodické funkce a Poissonova impulsového procesu. Slaboproudý obzor, 40, 1979, č. 7, s. 315—318.
[29] VOKURKA, K.: Impulsní náhodné procesy v elektrotechnice. [Habilitační práce]. VŠSE v Plzni, Plzeň 1980. Připravuje se rovněž k publikaci v časopisech.
[30] COLE, R. H.: Underwater Explosions. Princeton Press, New Jersey, 1948.
[31] NAUGOLNYCH, K. A. — ROJ, N. A.: Električeskie razrjady v vode. Nauka, Moskva 1971.
[32] LAUTERBORN, W.: Kavitation durch Laserlicht. Acustica, 31, 1974, č. 2, s. 51—78.
[33] FLYNN, H. G.: Physics of Acoustic Cavitation. Physical Acoustics, editor: Mason, W. P., Academic Press, New York 1964, Vol. IB.
[34] SAMEK, L.: Kavitace. Čs. časopis pro fyziku, 30A, 1980, s. 454—468.
[35] KNAPP, R. T. — DAILY, J. W. — HAMMIT, F. G.: Cavitation. McGraw-Hill, New York 1970.
[36] NOSKIEVIČ, J.: Kavitace. Academia, Praha 1969.
[37] PLESSET, M. S.: Bubble Dynamics and Cavitation Erosion. Finite-amplitude wave effects in fluids, editor: Björno, L., Copenhagen 1973.
[38] SAMEK, L.: Sonoluminiscence. Čs. časopis pro fyziku, 30A, 1980, s. 511—513.
[39] ZÍTEK, F.: Ztracený čas. Academia, Praha 1969.
[40] BRDIČKA, M. — SAMEK, L. — TARABA, O.: Kavitace. SNTL, Praha 1981.

*Lektor: doc. ing. L. Samek, CSc*

---

**strojírenství**

**(Machinery)**

**Vol. 33, No. 5, May 1983**

DC 532.528

Vokurka, K.: **A Contribution to Interpretation of POWER ~~Output~~ Spectrum of Cavitation Noise in Hydrodynamic Cavitation**

Strojírenství, 33, 1983, No. 5, p. 268—275

The article deals with the POWER ~~output~~ spectrum of cavitation noise in hydrodynamic cavitation. Pulse random processes are used for mathematical models of cavitation noise. The article sums up contemporary results gained on the basis of the homogenous Poisson's pulse process. The expression for the POWER ~~output~~ spectrum is compared with measured spectrograms. A number of conclusions concerning the cavitation process are presented.

**strojírenství**

**(Машиностроение)**

**Год издания 33, № 5, Май, 1983 г.**

УДК 532.528

Вокурка, К.: **Интерпретация спектра мощности кавитационного шума при гидродинамической кавитации**

Strojírenství, 33, 1983, № 5, стр. 268—275

Исследуется спектр мощности кавитационного шума при гидродинамической кавитации. В качестве математических моделей кавитационного шума используются случайные импульсные процессы. Обобщаются результаты, полученные на базе гомогенного импульсного процесса Пуассона. Выражение для спектра мощности сравнивается с экспериментальными спектрограммами, в заключение делаютя выводы, касающиеся явлений кавитации.

**strojírenství**

**(Maschinenbau)**

**Band 33, Nr. 5, Mai 1983**

DK 532.528

Vokurka, K.: **Beitrag zur Auswertung des Leistungsspektrums des Kavitationsrauschens bei hydrodynamischer Kavitation**

Strojírenství, 33, 1983, Nr. 5, S. 268—275

Es wird das Leistungsspektrum des Kavitationsrauschens bei hydrodynamischer Kavitationserscheinung verfolgt. Als mathematische Modelle des Kavitationsrauschens werden zufällige Impulsprozesse angewendet. Es sind hier die bisherigen Ergebnisse zusammengefaßt, die aufgrund des homogenen Poissons Impulsprozesses erzielt wurden. Des Ausdruck für das Leistungsspektrum wurde mit gemessenen Spektrogrammen verglichen und einige, den Kavitationsvorgang betreffenden Schlußfolgerungen angeführt.

**strojírenství**

**Sv. 33, č. 5, květen 1983**

**Časopis federálního ministerstva hutnictví a těžkého strojírenství**

**Adresa redakce: Praha 1, Spálená 51**

DT 532.528

Vokurka, K.: **Příspěvek k interpretaci výkonového spektra kvitačního šumu při hydrodynamické kavitaci**

Strojírenství, 33, 1983, č. 5, s. 268—275

Sleduje se výkonové spektrum kvitačního šumu při hydrodynamické kavitaci. Jako matematické modely kavitačního šumu jsou použity impulsové náhodné procesy. Jsou shrnuty dosavadní výsledky, které byly získány na základě homogenního Poissonova impulsového procesu. Výraz pro výkonové spektrum je porovnán s naměřenými spektrogramy a jsou uvedeny závěry týkající se kavitačního děje.