



# VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

## FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

## ENERGETICKÝ ÚSTAV

ENERGY INSTITUTE

## KAVITACE ZA PORÉZNÍ PŘEPÁŽKOU

CAVITATION BEHIND POROUS ORIFICE

### BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

BACHELOR'S THESIS

### AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Tomáš Livora

### VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

doc. Ing. Pavel Rudolf, Ph.D.

BRNO 2024

# Zadání bakalářské práce

Ústav: Energetický ústav  
Student: **Tomáš Livora**  
Studijní program: Základy strojního inženýrství  
Studijní obor: Základy strojního inženýrství  
Vedoucí práce: **doc. Ing. Pavel Rudolf, Ph.D.**  
Akademický rok: 2023/24

Ředitel ústavu Vám v souladu se zákonem č.1111/1998 o vysokých školách a se Studijním a zkušebním řádem VUT v Brně určuje následující téma bakalářské práce:

## Kavitace za porézní přepážkou

### Stručná charakteristika problematiky úkolu:

Hydrodynamická kavitace není pouze negativním jevem (např. ve formě kavitační eroze), ale lze ji i užitečně využít v oblasti čištění a úpravy vody.

Zajímavou možností pro přípravu kavitačního mraku, který lze dále využít pro procesy čištění vody je využití porézního materiálu.

### Cíle bakalářské práce:

Student provede rešerši vzniku kavitace u clonek s jedním a více otvory a v porézní přepážce, srovná parametry a výhody, resp. nevýhody jednotlivých řešení.

V další části navrhne experiment pro ověření vzniku a vizualizace hydrodynamické kavitace v clonce s porézní strukturou a zrealizuje a vyhodnotí experiment.

### Seznam doporučené literatury:

FRANC, Jean-Pierre a MICHEL, Jean-Marie. Fundamentals of Cavitation. Springer, 2006. ISBN 978-1-4020-2233-3.

KUBINA, D. Kavitujuce prúdenie v perforovanom disku. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2016. 80 s. Vedúci bakalárskej práce doc. Ing. Pavel Rudolf, Ph.D.

YU, F.; ZHANG, Y.; LIU, H. a ZHOU, Q. Experimental and numerical investigation of cavitation control with porous material on the hemisphere cylinder. Ocean Engineering. 2022, roč. 266, č. 3.



Termín odevzdání bakalářské práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2023/24

V Brně, dne

L. S.

---

doc. Ing. Jiří Pospíšil, Ph.D.  
ředitel ústavu

---

doc. Ing. Jiří Hlinka, Ph.D.  
děkan fakulty

## Abstrakt

Tato bakalářská práce se zabývá rešerší a experimentálním ověřením vzniku kavitace v porézním médiu. Rešeršní část se zabývá vznikem kavitace na clonce s jedním a více otvory a vznikem kavitace na porézní přepážce. V rámci této části je stanoveno několik geometrických parametrů, na základě kterých lze porovnávat porézní materiály. Nastíněn je i jejich vliv na vznik kavitace. V experimentální části je na základě těchto parametrů navrženo a vyrobeno několik clonek s porézní strukturou, jejichž vlastnosti jsou následně měřeny v hydraulickém okruhu. Z vyhodnocených dat je určen vliv jednotlivých parametrů na vznik a průběh kavitace.

## Klíčová slova

Kavitace, porézní clonka, tlakové pulzace, kavitační číslo, ztrátový součinitel

## Summary

This bachelor's thesis deals with the research and experimental verification of cavitation in a porous medium. The research part addresses the inception of cavitation on an orifice plate with one or more holes and the inception of cavitation on a porous structure. In this section, several geometric parameters are established, based on which porous materials can be compared. Their influence on the inception of cavitation is also outlined. In the experimental part, several orifice plates with a porous structure are designed and manufactured based on these parameters, and their properties are subsequently measured in a hydraulic circuit. The evaluated data determine the impact of individual parameters on the inception and course of cavitation.

## Keywords

Cavitation, orifice with porose structure, pressure pulsation, cavitation number, loss coefficient

## Bibliografická citace

LIVORA, Tomáš. *Kavitace za porézni přepážkou* [online]. Brno, 2024 [cit. 2024-05-24]. Dostupné z: <https://www.vut.cz/studenti/zav-prace/detail/158150>. Bakalářská práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, Energetický ústav. Vedoucí práce Pavel Rudolf.

## **Čestné prohlášení autora**

Čestně prohlašuji, že jsem bakalářskou práci vypracoval samostatně a použil jen literaturu, kterou uvádím v seznamu.

V Brně dne 24.května 2017

.....  
Tomáš Livora

## Poděkování

Rád bych poděkoval panu doc. Ing. Pavlu Rudolfovi, Ph.D. za ochotu a odborné rady při vypracování této bakalářské práce. Také bych chtěl poděkovat panu Ing. Martinu Hudcovi a Bronislavu Kusému za pomoc s experimentální částí.

# Obsah

1 Úvod .....	9
2 Kavitace .....	10
2.1 Kavitační jádra .....	11
2.1.1 Homogenní Kavitace .....	11
2.1.2 Heterogenní kavitace .....	11
2.2 Vývoj bubliny .....	12
2.3 Růst bubliny .....	13
2.4 Kavitační číslo .....	14
2.5 Typy kavitací .....	14
2.6 Zánik kavitační bubliny .....	16
2.7 Využití kavitace .....	17
2.7.1 Čištění odpadních vod od mikrobiálního znečištění [7] .....	17
2.7.2 Úprava potravin [8] .....	17
2.7.3 Petrochemický průmysl [9] .....	18
3 Porézní materiál .....	18
3.1 Kavitace v porézním materiálu .....	19
4 Simulace .....	21
5 Experimentální stanovení hydraulických charakteristik clonek .....	23
5.1 Clonky .....	23
5.2 Měřicí technika .....	24
5.3 Měřicí trať .....	25
5.4 Postup měření .....	26
5.5 Kalibrace tlakových snímačů .....	27
5.6 Porovnávací veličiny .....	28
5.6.1 Hydraulické veličiny .....	28
5.6.2 Dynamické veličiny .....	28
5.7 Chyba měření .....	30
6 Výsledky měření .....	31
6.1 Zkratky použité v grafech .....	32
6.2 Porovnání clonek .....	48
6.2.1 Tlakové pulzace .....	48
6.2.2 Ztrátový výkon .....	50
6.2.3 Obrazový záznam .....	50
6.2.4 Ztrátový součinitel .....	51
7 Závěr .....	52
Seznam zkratk .....	53
Citace .....	55

# 1 Úvod

Kavitace je jev, se kterým se setkáváme v každodenním životě, například při „prokřupnutí“ kloubů. Avšak jeho chování není stále ještě dostatečně probádáno.[3] Teoreticky je tento jev vyskytující se v kapalinách známý již od poloviny 18. století, ale v technické praxi se s ním poprvé setkáváme až na konci 19. století při testování lodních šroubů.[1]

Inženýry je kavitace vnímána spíše jako negativní jev. To proto, že v místě kolapsu kavitačních bublin dochází k silné degradaci materiálu, může výrazně zhoršovat výkonost hydraulických strojů a vyvolává oscilaci proudu, což způsobuje vibrace zařízení.[3] V poslední době však dochází i k aplikaci jejích pozitivních vlastností v řadě výrobních odvětví. Kavitace se například využívá při čištění odpadních vod, v potravinářském průmyslu nebo v petrochemickém průmyslu. [3]

Jednou z oblastí, kde kavitace není dostatečně popsána, je její vznik a průběh při průtoku kapaliny porézním materiálem. Proto cílem této bakalářské práce je navrhnout a zrealizovat experiment pro ověření vzniku a vizualizaci hydrodynamické kavitace ve clonkách s porézní strukturou. Výsledkem experimentu bude zhodnocení průběhu kavitace pro jednotlivé clonky, které se budou lišit geometrickým charakterem porézní části. Geometrie clonek bude specifikována různými parametry, zejména světlostí a geometrií otvorů. U kavitujícího proudění bude měřena změna tlaků před a v různých vzdálenostech za clonkou v závislosti na rychlosti proudění v hydrodynamickém okruhu. Dále budou snímány tlakové pulzace v různých vzdálenostech od clonky a akustická emise v místě vložení clonky. Navíc kavitující proudění bude snímáno vysokorychlostní kamerou, jejíž záznam pomůže zachytit možné formování různých hydrodynamických vzorů.

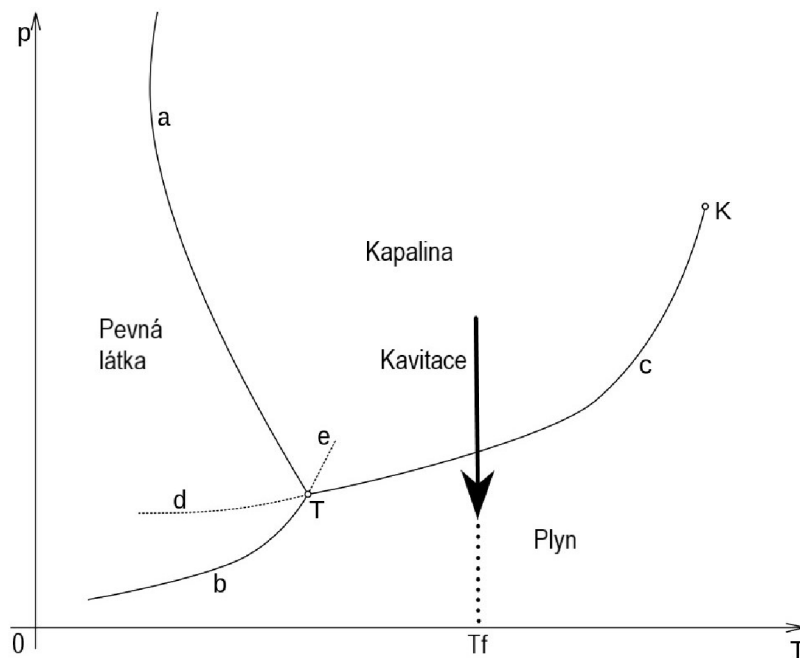
## 2 Kavítace

Kavítace je děj, při kterém dochází k přeměně látky z kapalného skupenství na plynné. Na rozdíl od varu k tomu však dochází za konstantní teploty díky poklesu tlaku kapaliny pod tlak syté páry  $p_v$ . Hodnotu tlaku syté páry  $p_v$  pro konkrétní stav kapaliny lze určit pomocí úpravy Clausius-Clapeyronovy rovnice

$$p_v = p_0 \cdot \exp \left[ \frac{a}{R_m \cdot T_0} \left( 1 - \frac{T_0}{T_v} \right) \right] \cdot \left( \frac{T_0}{T_v} \right)^{\frac{c_w - c_p}{R_m}} \quad (2.1)$$

Kde  $p_v$  a  $T_v$  je teplota a tlak syté páry,  $p_0$  a  $T_0$  je teplota a tlak syté páry v určitém známém bodě,  $R_m$  je univerzální plynová konstanta,  $c_w$  je měrná tepelná kapacita kapaliny,  $c_p$  je měrná tepelná kapacita syté páry za konstantního tlaku a  $a$  je integrační konstanta. [17] V případě kavítace lze nejnázorněji děj skupenské přeměny látky zobrazit pomocí p-T diagramu (Obr. 1). Na něm je vidět, že k přeměně dochází téměř izotermicky, avšak to není pravidlem (více kapitola růst bubliny) [3].

Poté co dojde k vytvoření bubliny, dochází k jejímu pohybu kapalinou, dokud nedorazí do místa s dostatečně velkým tlakem, kde se díky němu bublina začne zmenšovat, přičemž do ní začne vnikat kapalina, až dojde k jejímu zániku. Zánik bubliny probíhá ve velmi krátkém čase a dochází při něm k vytvoření proudu kapaliny směřujícího do středu bubliny o vysoké rychlosti a tlaku. Pokud dojde ke zborcení bubliny v jeho blízkosti pevného tělesa, pak tento proud má za následek poškození jeho materiálu. [1,3]



Obr 1: p-T fázový diagram [33]



## 2.1 Kavitační jádra

Jedná se o miniaturní bublinky nabývající rozměrů od jednotek po stovky mikrometrů, kdy za kavitační zárodek považujeme bublinku do 0,5 mm. [3] Většina kavitačních jader v neideální kapalině jsou tvořena sytými parami kapaliny a nerozpustnými plyny, které se v ní vyskytují. Kavitační zárodky fungují jako koncentrátoři napětí v kapalině a snižují její pevnost v tahu, proto z nich růst kavitačních bublin začíná. [3] Z toho důvodu je jedním ze způsobů, jak kavitaci předcházet natlakování vody. Tím dojde ke zborcení těchto malých bublinek a snížení hodnoty tlaku, při kterém kavitace začne vznikat.[6] Kavitační zárodky se nachází na stěnách nádoby, ve které je kapalina uzavřena, na mikroskopických částicích pevných látek se špatnou smáčivostí rozptýlených v kapalině nebo se v kapalině vyskytují volně v rámci jejího objemu. [1] Kavitační zárodky na povrchu pevných látek mají ze všech možných případů výskytu nejdélejší životnost, protože jsou pevnou látkou částečně chráněny proti výrazným tlakovým gradientům a difuzi plynu do kapaliny. Zároveň v realitě je jejich povrch často obalen vrstvou organické látky, který zmenšuje povrchové napětí a zabraňuje difuzi. Naopak kavitační zárodky volně vznášející se v kapalině mají velmi krátkou životnost z důvodu nestálosti vnějšího tlaku kapaliny a kvůli difuzi plynu. Tyto kavitační jádra mohou vznikat dvěma způsoby: homogenní, nebo heterogenní nukleací.

### 2.1.1 Homogenní Kavitace

Prvním způsobem vzniku kavitace je homogenní kavitace, která probíhá v kapalině bez nečistot a nerozpuštěných plynů. Počátkem jsou mikroskopické bublinky, které vznikají disipací energie dodané např.: kosmickým zářením. [1] Tato energie má za následek přeměnu miniaturního objemu látky z kapalného skupenství na plynné. Minimální hodnotu energie potřebné k tomu, aby se bublinka v kapalině zformovala vyjádřil Gibbs pomocí rovnice

$$E_{CR} = \frac{16 \pi S^3}{3(\Delta p_c)^2} \quad (2.2)$$

$E_{CR}$  představuje minimální množství energie,  $S$  je povrchové napětí bubliny a  $\Delta p_c$  je rozdíl mezi tlakem uvnitř bubliny a tlakem kapaliny

Tlakové síly působící na povrch takto vzniklého kavitačního zárodka jsou definovány rovnicí

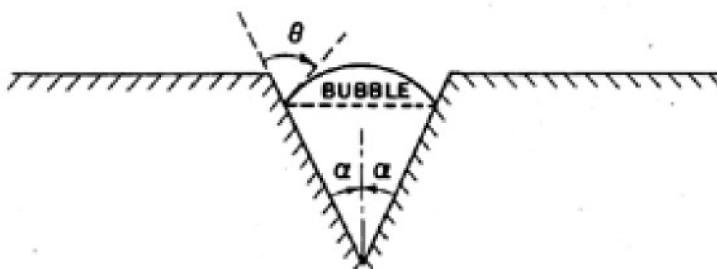
$$p_\infty = p_v - \frac{2S}{R} \quad (2.3)$$

Kde  $p_\infty$  je tlak vnější kapaliny,  $p_v$  je tlak par kapaliny v bublině,  $S$  je povrchové napětí bubliny a  $R$  je její poloměr. Pokud je hodnota tlaku vnější kapaliny  $p_\infty$  nad hodnotu  $p_v - \frac{2\sigma}{R}$  dojde ke zmenšení kavitačního jádra, až k jeho úplnému zmizení. Naopak pokud je  $p_\infty$  nižší, kavitační jádro začne růst. [4] Tento způsob vzniku kavitačních jader je však hraje v praxi naprosto minimální roli, protože se nikdy nesetkáme se zcela homogenní kapalinou bez nečistot a nerozpuštěných plynů.

### 2.1.2 Heterogenní kavitace

Nejčastějším druhem vzniku kavitačních jader je heterogenní kavitace. Jedná se o způsob tvorby kavitačních zárodků na rozhraní kapalně a pevné látky. Pevnou látkou bývá nejčastěji povrch tělesa, ve kterém je kapalina uzavřena nebo mikroskopické částice prachu a nečistot běžně se vyskytující v kapalinách. Pokud budeme uvažovat podnět ke vzniku zárodka stejný jako v případě homogenní nukleace, pak následný růst mikroskopické bublinky je daleko jednodušší na povrchu pevného tělesa.

To je z důvodu, že při růstu bublinky na povrchu pevného tělesa je povrchové napětí bublinky rovno  $\frac{2 \cdot S \cdot \sin \theta}{R}$  kde  $\theta$  vyjadřuje úhel dotyku mezi pevnou látkou a bublinkou, což způsobí, že hodnota tlaku uvnitř zárodku  $p_v$  potřebná pro jeho růst je menší jak v případě homogenní nukleace. Navíc platí, že čím je povrch členitější a čím má horší smáčivost, tím víc se úhel  $\theta$  blíží hodnotě  $\frac{\pi}{2}$  a tím menší celkové povrchové napětí je (viz. obr.2). [4]. V případě porézního materiálu bude tento druh vzniku kavitace hrát hlavní roli z důvodu vysoké členitosti struktury materiálu.



Obr. 2 – heterogenní nukleace pro nerovný povrch [4]

## 2.2 Vývoj bubliny

Uvažujme kavitační jádro, tvořené sytými parami kapaliny a nerozpuštěným plynem v kapalině, které se volně vznáší v kapalině a je v klidovém stavu, tzn.: nedochází ke změně poloměru ani vnitřního a vnějšího tlaku. Proto, aby takto mohlo existovat musí být splněny dvě podmínky. Zaprvé musí platit silová rovnováha na povrchu bubliny, která zajišťuje, že nedojde ke změně poloměru.

$$p_{\infty} = p_v + p_g - \frac{2S}{R_0} \quad (2.4)$$

Kde  $p_{\infty}$  je tlak vnáší kapaliny,  $p_v$  je tlak par kapaliny v bublině,  $p_g$  je tlak plynu v bublině,  $S$  je povrchové napětí bubliny a  $R_0$  je její poloměr. [3]

Zadruhé musí být zamezeno difuzi plynu do nebo z kapaliny. Tento stav lze popsat pomocí Henryho zákona, který vyjadřuje koncentraci plynu v kapalině v místě rozhraní kapaliny s daným plynem.

$$C_g = H \cdot p_g \quad (2.5)$$

Kde  $C_g$  je koncentrace plynu v kapalině  $[\frac{mol}{m^3}]$ ,  $H$  je Henryho konstanta a  $p_g$  je tlak plynu v kapalině. [3] Proto, aby byly tyto podmínky splněny, tzn. aby bylo zamezeno difuzi, musela by být koncentrace plynu v celém objemu kapaliny stejná, což je stav, který v realitě nedosažitelný. Proto u kavitačních bublin volně se vyskytujících v kapalině dochází ke konstantním změnám poloměru z důvodu fluktuace tlaku nebo díky difuzi. Změnu koncentrace částic nerozpuštěného plynu v čase popisuje druhý Fickův zákon.[3], který lze zapsat jako změnu koncentrace  $\varphi$  v čase  $t$ , tedy jako

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = D \cdot \nabla^2 \cdot \varphi \quad (2.6)$$

Kde  $D$  je difúzní koeficient a  $\varphi$  je koncentrace.

## 2.3 Růst bubliny

Pokud se kavitační bublina dostane do oblasti kapaliny, kde tlak  $p_\infty$  nevyhovuje rovnici silové rovnováhy, dojde ke změně jejího poloměru. Pro konkrétní druh plynu a kapaliny za dané teploty existuje minimální poloměr a tlak, při jehož dosažení kavitační zárodek přestane být v metastabilním stavu a začne růst. Tyto hodnoty jsou definovány.

$$R_c = R_0 \sqrt{\frac{3p_{g0} \cdot R_0}{2S}} \quad (2.7)$$

$$p_c = p_v - \frac{4S}{3R_c} \quad (2.8)$$

Z těchto kritických hodnot lze také odvodit energetickou bariéru, kterou je nutno překonat k tomu, aby zárodek mohl začít růst. Tato energie je definována jako

$$E_b = \frac{16\pi S^3}{3(p_v - p_\infty)^2} \quad (2.9)$$

Změna velikosti bubliny se odehraje buďto adiabaticky, nebo izotermicky v závislosti na rychlosti změny poloměru. K určení, o jaký typ termodynamického děje se jedná byl z 1. formy 1. Zákona termodynamiky odvozen tzv. charakteristický čas  $\Delta t_r$ , který se dá interpretovat jako minimální čas nutný k přenosu tepla. [3]

$$\Delta t_r = \frac{(\rho_g \cdot c_{vg} \cdot R)^2}{9 \cdot \rho_l \cdot \lambda_l \cdot c_w} \quad (2.10)$$

$c_w, c_g$  jsou měrné tepelné kapacity kapaliny a plynu,  $\rho_g, \rho_l$  jsou hustoty plynu a kapaliny,  $\lambda_l$  je teplotní vodivost kapaliny. [3] Charakteristický čas slouží k porovnání s časem  $\Delta t$  za který růst bubliny proběhl. Pokud je  $\Delta t_r \gg \Delta t$  pak děj růst proběhl adiabaticky, a naopak pokud  $\Delta t_r \ll \Delta t$  pak růst proběhl izotermicky, protože byl dostatečný čas k přenosu tepla.

Pokud budeme uvažovat změnu poloměru bubliny jako adiabatickou pak rovnice její tlakové rovnováhy na povrchu bude mít tvar

$$p_\infty(R, t) = p_v + p_{g0} \left(\frac{R_0}{R}\right)^{3\kappa} - \frac{2S}{R} \quad (2.11)$$

$p_{g0}, R_0$  je tlak a poloměr kavitačního zárodku,  $\kappa$  je poissonova konstanta. K určení velikosti poloměru bubliny  $R(t)$  v závislosti na známém tlaku kapaliny  $p_\infty(t)$  byla z upraveného 2. Newtonova zákona pro kapaliny (Navier-Stokesovy rovnice)

$$\left(\frac{dv}{dt} + u \frac{dv}{dr}\right) = -\rho \frac{dp}{dr} \quad (2.12)$$

odvozena Rayleigh-Plessetova rovnice.

$$[p_v - p_\infty(t)] + p_{g0} \left(\frac{R_0}{R(t)}\right)^{3\kappa} - \frac{2S}{R(t)} - \frac{4\mu}{R(t)} \frac{dR(t)}{dt} = \rho_l \left[ R(t) \frac{d^2 R(t)}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR(t)}{dt}\right)^2 \right] \quad (2.13)$$

Člen  $\rho_l \frac{4\mu}{R} \frac{dR}{dt}$  vyjadřuje viskozitu kapaliny, bránící pohybu v kapalině, člen  $\frac{2\sigma}{R}$  vyjadřuje povrchové napětí bubliny a  $p_v + p_{g0} \left(\frac{R_0}{R}\right)^{3\kappa} - p_\infty(t)$  určuje změnu mezi tlaky v bublině a tlakem kapaliny. Na pravé straně je vyjádřeno zrychlení změny poloměru bubliny krát hustota kapaliny. [3,4]

Kromě členů uvedených v Rayleigh-Plessetově rovnici rychlost růstu poloměru ovlivňuje i teplota vody ve které se Kavitace odehrává. To je z důvodu, že k fázové přeměně kapaliny na plyn je nutné kapalině dodat latentní teplo, což je energie nutná k uskutečnění děje. Takto odebrané teplo způsobí snížení teploty uvnitř bubliny, což má za následek snížení tlaku sytých par v bublině  $p_v$ . Pokles hodnoty  $p_v$  sníží rozdíl mezi  $p_v$  a  $p_\infty$ , což má za příčinu snížení rychlosti růstu bubliny. V opačném případě teplota vody zároveň snižuje rychlost zmenšování poloměru bubliny. Čím je teplota vody vyšší, tím výraznější roli tento jev hraje. V našem případě se pokus odehrává při teplotě vody nepřesahující 20 °C, proto rozdíl mezi teplotou vody a parami uvnitř bubliny  $\Delta T$  nebude vyšší než 0,85 K, což způsobí pouze zanedbatelnou změnu v rychlosti růstu. [3]

## 2.4 Kavitační číslo

K posouzení, zda v konkrétním místě hydraulického systému dojde ke vzniku kavitace byla definována bezrozměrná veličina označovaná jako kavitační číslo. To má více tvarů v závislosti na známých veličinách. Dvě nejpoužívanější verze jsou zaprvé

$$\sigma = \frac{p_r - p_v(T)}{\Delta p} \quad (2.14)$$

kde  $p_r$  je tlak v referenčním bodě  $p_v(T)$  je tlak syté páry pro danou teplotu a  $\Delta p$  je rozdíl mezi tlaky charakterizující danou část systému. V případě Venturiho trubice je  $\Delta p$  rozdíl mezi tlakem před zúžením a za zúžením trubice.[3] Druhá forma kavitačního čísla je definovaná jako

$$\sigma = \frac{p_r - p_v(T)}{\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v^2} \quad (2.15)$$

kde  $W$  je rychlost tekutiny ve zkoumaném místě. V případě Venturiho trubice je  $v$  hodnota rychlosti v nejužším místě.[2]

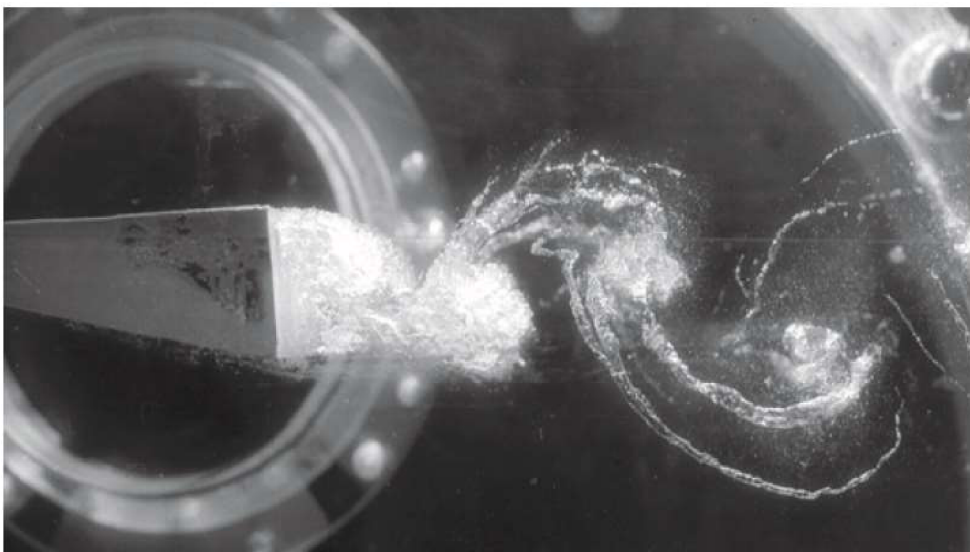
Pro kavitační číslo obecně platí, že kavituující proudění vzniká při nízkých hodnotách kavitačního čísla. To je způsobeno tím, že tlak syté páry se přiblíží hodnotě tlaku v dané oblasti, nebo tím že v daném místě dochází k výraznému poklesu statického tlaku. Pro počátek kavitace je určena hodnota  $\sigma_i$ . Pokud dojde ke snižování  $\sigma_v$  pod hodnotu  $\sigma_i$  dochází k růstu kavitační oblasti. [3]

## 2.5 Typy kavitací

Pokud dochází ke vzniku kavitace v proudící kapalině rozlišujeme několik typů kavitačních oblastí. Ty dělíme na základě tvaru a velikosti, místu výskytu a stálosti jednotlivých částí. Prvním typem je vláknová kavitace. Projevuje se jako sled po sobě jdoucích bublin, které jsou unášeny proudem, ve kterém mizí po vstupu do oblastí s dostatečně vysokým tlakem. Vznikají nejčastěji ve vírovém vlákně na konci lopatek lodních šroubů nebo turbín.[2]

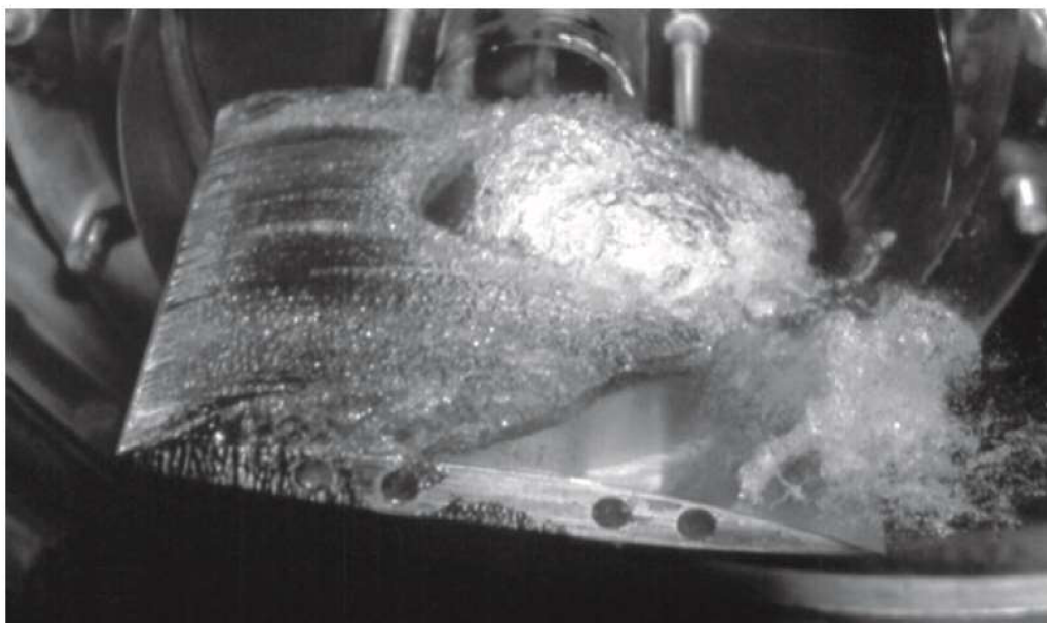
Druhým typem je kvitující turbulentní proudění. Zde dochází k růstu kavitačních bublin ve středech turbulentních vírů, kde nastává výrazný pokles tlaku. Tento typ kavitace se nejčastěji vyvine v oblasti

úplavu za obtékaným tělesem (např.: Kármánova vírová stezka) (obr.3), na odtokové hraně profilu lopatky nebo v turbulentním proudění na konci špičky lopatek.



Obr. 3 – kavituující turbulentní proudění v úplavu za tělesem [2]

Třetím typem je plošná (také kapsovitá) kavitační oblast. Vyskytuje se v oblastech se střední hodnotou kavitačního čísla. To je nejčastěji na površích těles v místech s nejnižším tlakem. Jedná se například o náběžné hrany lopatek, oblasti odtržení proudu nebo místo zúžení Venturiho trubice. Vyznačuje se tím, že shluk kavitačních bublin vyplňuje určitý prostor (obr. 4). [1] Nejnižší tlak se vyskytuje uprostřed kavitační oblasti. To způsobuje re-entrant jetu směřujícího proti proudu do středu kavitační kapsy, který ji částečně odděluje od povrchu, což má za následek periodickou oscilaci oblasti. U menších rozměrů plošné kavitace dochází k relativně laminárnímu obtékání jejího povrchu, což rozrušuje tento zpětný proud, a proto její oscilace je minimální. S rostoucí velikostí kavitační oblasti se už proudnice nejsou schopné udržet povrchu, proto zpětný proud není rozrušen a může být dostatečně velký, aby se dostal až na úroveň začátku kavitace. To zapříčiní periodicky se opakující oddělování celé kavitační oblasti od povrchu.



Obr. 4 – plošná kavitace na náběžné hraně profilu lopatky [2]

V případě pevného tělesa, které je celé obtékáno proudem dochází s poklesem kavitačního čísla ke spojení kavitační oblasti, až dojde k vytvoření superkavitace. Superkavitace je jev, při kterém dojde k uzavření celého tělesa do kavitační bubliny. Veškerý povrch tělesa je pokrýván pouze plyny uvnitř kavitace, nikoliv kapalinou. Pokud ke superkavitaci dojde u obtékáných profilů lopatek má to za následek pokles generovaného vztlaku a vzrůst hydrodynamického odporu.

## 2.6 Zánik kavitační bubliny

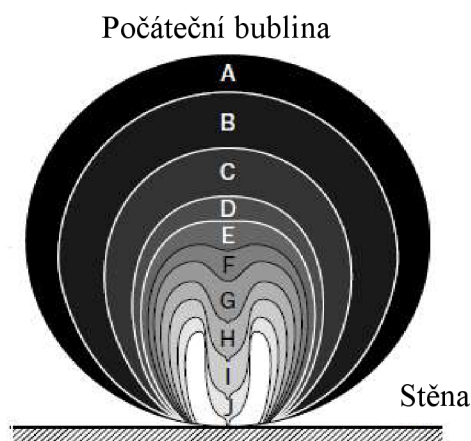
Pokud se kavitační bublina dostane do oblasti kde  $p_\infty$  je větší než  $p_v$  dochází k jejímu zániku. Ten se odehrává ve velmi krátkém čase, za vysokého tlaku a teploty uvnitř bubliny. Podmínky vzniklé tímto zánikem se projevují vysokou hlučností a může dojít k poškození materiálu, nacházejícího se v blízkosti kolapsu bubliny. K zániku bubliny dochází v řádu jednotek milisekund. K určení přeného času, za kterého k tomu dojde, byl odvozen tzv. Rayleighho čas definovaný jako

$$\tau = 0,915R_0 \sqrt{\frac{\rho}{p_\infty - p_v}} \quad (2.14)$$

Z takto krátkého času kolapsu bubliny vyplývá i velmi vysoká rychlost zmenšování poloměru. Její hodnotu lze vypočítat jako

$$\frac{dR}{dt} = - \sqrt{\frac{2}{3} \cdot \frac{p_\infty - p_v}{\rho} \cdot \left[ \frac{R_0^3}{R^3} - 1 \right]} \quad (2.15)$$

Rychlost snížení poloměru běžně nabývá hodnot okolo poloviny hodnoty rychlosti zvuku v dané kapalině.[3] Kolaps bubliny probíhá tak, že ve chvíli, kdy se zvýší hodnota  $p_\infty$  dojde k vytvoření proudu kapaliny směřujícího do středu bubliny. Vysoká rychlost tohoto proudu je způsobena nízkým tlakem uvnitř bubliny a zároveň platným předpokladem zachování objemu plynů uvnitř bubliny, který koncentruje proud kapaliny do stále se zmenšujícího prostoru. Díky tomu dochází k adiabatické kompresi plynů uvnitř bubliny, což má za následek vzrůst teploty [3] a tlaku na hodnotu kolem  $10^9 Pa$ . [1] Pokud se bublina během svého kolapsu nachází v blízkosti pevného tělesa dojde ke zformování dostředného proudu na opačné straně, než se těleso nachází (obr.5). Což je způsobeno tím, že pevné těleso ovlivňuje tlakové pole kolem bubliny a v oblasti mezi ním a bublinou je tlak nižší. To má za následek náraz zpětného proudu do tělesa, což způsobí jeho poškození. [2]



Obr. 5 – zobrazení jednotlivých stádií zániku kavitační bubliny na povrchu pevného tělesa [3]



## 2.7 Využití kavitace

Jak již bylo zmíněno v úvodu, kavitace se v poslední době začala uplatňovat v řadě odvětví. Využívá se především vysokého tlaku a teplota generované i během zániku kavitační bubliny. Kavitace v různých typech tekutin našla uplatnění například v medicínské praxi k léčbě srdečních nemocí, rakoviny nebo očních vad nebo v chemickém průmyslu při výrobě biopaliv, kde pomáhá uvolnit molekuly cukru z biomasy. Vzhledem k charakteru pokusu je dále uvedeno několik způsobů využití hydrodynamické kavitace, kde by poznatky z měření mohli být uplatněny.

### 2.7.1 Čištění odpadních vod od mikrobiálního znečištění [7]

Hydrodynamická kavitace se využívá jako efektivní a energeticky nenáročný způsob čištění odpadních vod od molekul biologického původu. Konkrétně se jedná o odstraňování mikrobů, buněčných struktur, mikroorganismů a organických barviv. K tomu slouží hned několika jevů, ke kterým dochází při rozpadu kavitační bubliny. Prvním je vysoká teplota vzniklá stlačením plynů při zániku bubliny. Ta poškodí buněčnou stěnu, čímž dojde k zahubení buňky a zároveň dokáže rozštěpit buněčné vazby u organických molekul. Dalším jevem je vysoký tlak a tlaková vlna. Vysoký tlak, konkrétně vysoká hodnota smykového tření mezi molekulami vody dokáže stejně jako vysoká teplota poškodit buněčnou stěnu mikroorganismů, čímž je zahubí. Posledním efektem je rozpad molekul vody díky teplotě a tlaku v místě zániku kavitační bubliny. Tím vzniknou hydroxylové radikály – OH a hydrogen-peroxidové radikály - OH<sub>2</sub>, které díky své vysoké reaktivitě jsou schopny rozložit organické molekuly. Ke generování kavitace v čistíčkách vod vyžívající popsaný princip čištění, dochází ve Venturiho trubiciích, na hydraulických clonkách nebo pomocí rotujícím zařízení speciálně upraveném k tvorbě kavitace. To je ze tří jmenovaných možností nejefektivnější. [7]

### 2.7.2 Úprava potravin [8]

Stejně jako v případě čištění odpadních vod i v potravinářském průmyslu se využívá vysokého tlaku i teploty vzniklého při rozpadu kavitačních bublin. Kavitace se například využívá při sterilizaci potravin jako jsou různé druhy džusů. Vytvořením kavitace v dané potravíně dochází k zahubení nežádoucích organismů, jako jsou různé druhy kvasinek snižující její životnost.

Další způsob využití kavitace je při získávání molekul proteinu živočišného původu. Při vytvoření suspenze vody a masové směsi, ve které následně proběhne kavitace dojde k rozložení myofibrilárních buněk masa, které jsou normálně ve vodě nerozpustitelné. Tím se získá velké množství stabilního myofibrilárního proteinu.

Dále je možné využít kavitaci při výrobě piva. Jednou z fází výroby piva je proces tzv. rmutování, ve kterém dochází k rozložení enzymů ze sladu na různé typy sacharidů. K tomu dochází ve vodě zahřáté na teplotu okolo 50°C. Pokud je v této fázi ve vodě vytvořena kavitace, dojde k rozpadu enzymů za nižší teploty a snížení obsahu lepku v pivě. Dalším benefitem je zahubení nežádoucích mikroorganismů a energetická úspora až o 30 % oproti postupu bez kavitace. [8]

## 2.7.3 Petrochemický průmysl [9]

Dalším odvětvím, kde se kavitace využívá je petrochemický průmysl. Jedním z příkladů použití je její aplikace při oxidačním odsíření nafty. Síra po spálení paliva v motoru vytvoří nežádoucí sloučeniny, které způsobují korozi na kovových součástech a zároveň jsou škodlivé pro životní prostředí a člověka. Při zániku kavitační bubliny v palivu dochází k vytvoření hydroxylových radikálů, hydrogen-peroxidových radikálů a kyseliny mravenčí, které na sebe dokážou navázat atomy síry a vytvořit tak sulfoxidové sloučeniny, které jsou následně z paliva odstraněny. Tímto způsobem lze dosáhnout odsíření až z 60 %. Pokud před vytvořením kavitace přidáme do paliva peroxid vodíku, je možné dosáhnout odsíření až z 90 %.

Dalším ze způsobů využití je při zušlechťování těžkých topných olejů. Ty se vyznačují vysokou hustotou, viskozitou a vysokým obsahem nežádoucích prvků, jako například asphaltanu. Zde se opět využívá vzniku – HO<sub>x</sub> radikálů při zániku kavitace ke štěpení dlouhých uhlíkových řetězců na kratší, čímž dochází ke snížení viskozity oleje. V porovnání s ostatními metodami zušlechťování topných olejů je kavitační metoda jednou z nejspornějších a neúčinnějších, kdy pouze vytvořením kavitace v oleji jsme schopni dosáhnout snížení jeho viskozity až o 20 %.

Kavitace nachází uplatnění také při výrobě bionafty. Ta se vyrábí smícháním alkoholu s živočišným nebo rostlinným tukem v poměru 1:3 a silnou kyselinou nebo zásadou sloužící jako katalyzátor reakce. Tím dojde k reakci zvané transesterifikace, při které vznikne bionafta a glycerol jako vedlejší produkt. Při tomto procesu výroby kavitace slouží k urychlení transesterifikační reakce. K tomu dojde při zániku kavitační bubliny, kdy se vytvoří urychlený proud alkoholu, který napomáhá reakci tuku s alkoholem. Ve všech třech případech se experimentuje s využíváním hydrodynamických clonek různých tvarů, včetně děrovaných clonek, k vyvolání kavitace. [9]

## 3 Porézní materiál

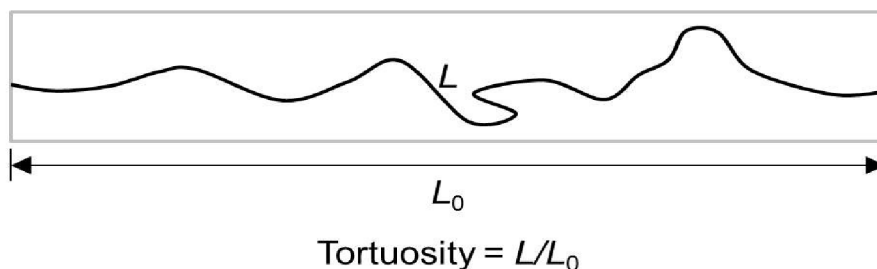
Porézní materiály jsou hojně využívány v inženýrské praxi například k čištění vody, ve spalovacích turbínách, kde se skrze póry pumpuje vzduch k chlazení, nebo k absorpci vibrací. Využívá se jejich poměrně velké pevnosti ale zároveň nízké hustoty a tím pádem i nízké váhy. Porézní materiál je materiál, který obsahuje otvory (tzv. póry) různých rozměrů v celém svém objemu. Rozmístění a velikost otvorů bývá zpravidla nahodilá. Charakter porézního materiálu se dá definovat pomocí řady parametrů, které popisují charakter pórů v materiálu.

Hlavními parametry jsou:

- pórovitost (porozita)  $\phi = \frac{\text{Objem dutin v tělese}}{\text{Objem tělesa}}$  (3.1)

- tortuosita  $t = \frac{\text{délka křivky mezi dvěma body}}{\text{přímka mezi dvěma body}}$  (3.2)

Kdy tortuosita slouží k popisu charakteru průchozích pórů (obr.6) a permeabilita, popisuje schopnost porézního materiálu propustit kapalinu.



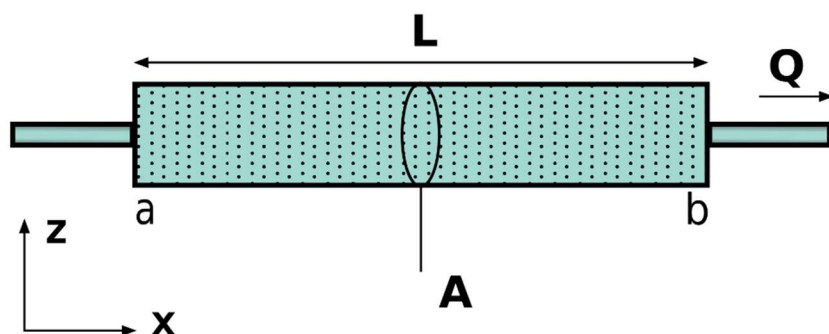
Obr. 6 – Zobrazení toruosity [18]



Permeabilita je definována pomocí Carman-Kozeného zákona jako  $k = \frac{\phi^3}{c \cdot t^2 \cdot S^2}$ , kde S je smáčená plocha póru, a c je tvarový koeficient póru a vyjadřuje, jak snadno může kapalina proudit daným materiálem. [14] Permeabilitu lze také zjednodušeně definovat jako  $k = c \cdot \phi \cdot r^2$ , kde r je poloměr póru, v praxi se však nejčastěji přistupuje k experimentálnímu zjištění hodnoty. [15] Průtok kapaliny porézním médiem je popsán pomocí Darcyho zákona (obr.7)

$$Q = A \cdot \frac{k}{\mu \cdot L} \cdot \Delta p \quad (3.3)$$

Kde k je permeabilita,  $\mu$  dynamická viskozita, L délka porézního média, A je příčný průřez materiálem,  $\Delta p$  je tlakový rozdíl před a za materiálem a Q je objemový tok kapaliny v  $m^3/s$ . [14] Tato rovnice platí zejména pro laminární proudění, při turbulentním proudění dochází k větším odchylkám.



Obr. 7 – Zobrazení Darcyho zákona [19]

### 3.1 Kavitace v porézním materiálu

Poměrně malé množství studií se do současné chvíle věnovalo prouděním kapalin porézním materiálem ve spojení s kavitací. Vzhledem však k hojnému využití kavitace, jako urychlovače chemických reakcí a homogenizačních procesů, proběhla řada výzkumů zabývajících se určením vlivu geometrických parametrů hydrodynamických clonek na vznik a průběh kvitujícího proudění. Z toho je možné vycházet i pro náš výzkum, protože hydrodynamická clonka s velkým počtem děr může posloužit jako dobrá aproximace porézního média. K popisu geometrických charakteristik clonek bylo použito několik parametrů. Dle vědeckých prací [10,11] a bakalářské práce [12] byly parametry stanoveny jako

$$\bullet \quad \alpha = \frac{\Sigma \text{obvodů děr}}{\text{světlost clonky}} [m^{-1}] \quad (3.4)$$

$$\bullet \quad \beta = \frac{\text{světlost clonky}}{\text{plocha clonky}} [-] \quad (3.5)$$

$$\bullet \quad \gamma = \frac{\text{aritmetický průměr průměru děr}}{\text{průměr clonky}} [-] \quad (3.6)$$

Kde světlost clonky je definovaná jako plocha clonky nevyplněná materiálem. [12] Z měření [11] vyplývá, že s rostoucí hodnotou  $\alpha$  je možné dosáhnout nižšího kavitačního čísla pro stejný vstupní tlak. Dle měření [10] je možné dosáhnout výrazně většího množství kavitačních bublin pro clonku s vysokou hodnotou parametru  $\alpha$  a zároveň nízkou hodnotu parametru  $\gamma$ . Dále z něho vyplývá, že optimální clonka, co do množství vytvořených kavitačních bublin, by měla mít vysokou hodnotu parametrů  $\alpha$ ,  $\beta$  a nízkou hodnotu parametru  $\gamma$ . Proto by clonka s požadavkem vytvoření velkého množství kavitačních bublin měla obsahovat velké množství malých otvorů, s co největším možným obvodem. Zároveň z měření [12] plyne, že pro clonku s těmito parametry je možné dosáhnout nejnižšího kavitačního čísla při dané hodnotě ztrátového činitele. Podobné hodnoty parametrů by splňoval i porézní materiál, z čehož lze usuzovat chování a vzhled jím vyvolaného kavitačního proudění.

Možné výhody při použití porézního materiálu k vyvolání kavitace se dají odvodit z článku [13], který se zabývá kavitací vody v půdě, což je materiál s hodně nízkou hodnotou pórovitosti a permeability. Při vzniku kavitace v půdě navíc mají významný vliv Van der Waalsovy síly mezi pevnou látkou a kapalinou, ty však v našem případě nebudou hrát roli. Z článku vyplývá, že naprostá většina začátku kavitace, ke které dojde v porézním materiálu, bude heterogenní, což znamená nižší hodnotu energetické bariéry, kterou je nutné překonat při začátku růstu kavitační bubliny.

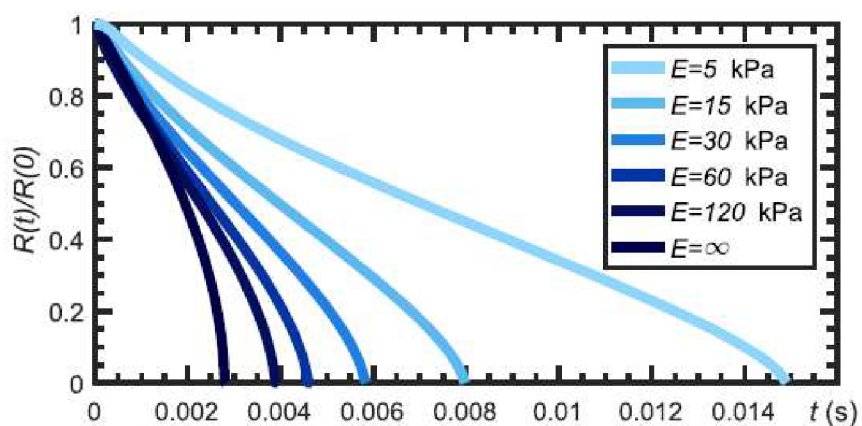
Na velikost energetické bariéry má velký vliv i hydrofilní, nebo hydrofobní charakter materiálu pevného tělesa. Materiál, který byl použit pro výrobu clonek je považován za hydrofilní, proto by měl tvorbě kavitace pomáhat. Hydrofilnost materiálu ovlivňuje úhel mezi povrchem a vznikající bublinou. Hodnota energetické bariéry pro proudění v půdě je definována jako

$$E_{b-het} = \frac{16\pi S^3}{3(p_v - p_\infty)^2} \cdot g(\theta) \quad (3.7)$$

$$\text{Kde } g(\alpha) = \frac{2+3 \cos \theta - \cos \theta^3}{4} \quad (3.8)$$

Úhel  $\theta$  je rovnovážný úhel mezi kavitačním zárodkem a pevným tělesem.

Vliv na průběh a zánik kavitační bubliny má také Youngův modul pružnosti porézního materiálu. Experimentálně bylo zjištěno, že houževnatý porézní materiál zpomaluje rychlost zmenšování poloměru bubliny při jejím zániku [5]. Jak již bylo popsáno, před tím, než dojde k implozi bubliny je nutné, aby se v kapalině, v okolí jejího povrchu, vytvořil dostatečně velký tlak. Pokud k zániku dochází v blízkosti pevného tělesa stejný tlak působí i na něj. V případě houževnatého materiálu dojde k jeho deformaci, čímž se nárůst tlaku zpomalí. (obr.8)



Obr. 8 – Rychlost zániku kavitační bubliny v závislosti na Youngově modulu pružnosti materiálu [13]

## 4 Simulace

V rámci bakalářské práce proběhl pokus o simulaci proudění clonkou s porézní strukturou. Simulace proběhla v programu Ansys, konkrétně v jeho verzi pro simulování proudění kapalin Ansys Fluent. K simulaci byla vybrána clonka s obdélníkovými otvory bez dutiny z důvodu její nejnižší tvarové náročnosti.

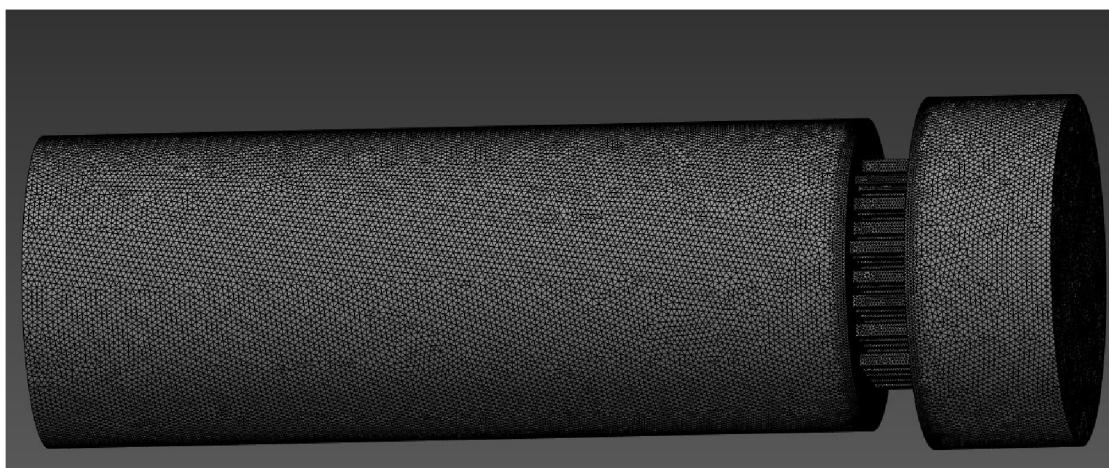
Geometrie clonky byla nakreslena v programu Autodesk Inventor, kde byla následně začleněna do sestavy, kde na její vstup a výstup byl připevněn model potrubí (Obr. 9).



Obr 9: Sestava clonky a potrubí

Sestava byla následně importována do programu Ansys Discovery, kde byl pomocí nástroje Volume extract získán 3D model volného prostoru v potrubí.

Takto získaná geometrie vnitřního objemu sestavy byla nahrána do programu Ansys Mesh. Zde byla v objemu modelu vytvořena tetrahedrální síť, u které byla upravena velikost prvků, z důvodu zpřesnění výpočtu. Dále byla upravena její hustota v okolí stěn. Hustota sítě a velikost prvků v okolí povrchu je jedním z klíčových parametrů ovlivňující přesnost výpočtu proudění. To je z důvodu nutnosti zohlednit vliv smykového napětí v mezní vrstvě na proudění tekutiny. Velkou roli hraje zejména u simulací proudění kapalin z důvodu jejich vysoké viskozity. K určení charakteru sítě v oblasti mezní vrstvy slouží bezrozměrný parametr  $y^+$ , který klesá se zmenšujícími se rozměry prvků. [30] Použitá tetrahedrální síť obsahovala přibližně 3 500 000 prvků (Obr. 10).



Obr 10: tetrahedrální síť objemu sestavy

Vytvořená síť byla nahrána do programu Ansys Fluent. Zde byla tetrahedrální síť přetvořena na síť polyhedrální. Výhoda polyhedrální sítě oproti tetrahedrální je v její schopnosti lépe se přizpůsobit složitým tvarům, navíc vyžaduje menší počet prvků k dosažení stejné přesnosti jako síť tetrahedrální.[31]

Při výpočtu byl použit model turbulence k-epsilon Realizable, z důvodu geometrické náročnosti modelovaného tělesa. Výhoda modelu turbulence k-epsilon je v tom, že je schopen poměrně dobře podchytit proudění v mezní vrstvě a dodává poměrně přesné hodnoty výpočtů i pro složitější geometrie. Zároveň vykazuje vyšší stabilitu výpočtu a nižší výpočetní náročnosti ve srovnání například s nejpoužívanějším modelem k-omega. [32] Dále hodnoty prostorové diskretizace modelu řešiče byly nastaveny na first order upwind, čímž došlo ke zjednodušení výpočtové náročnosti.

Vstupní hodnoty byly nastaveny pro nekavitující proudění, kvůli vysoké náročnosti simulace vícefázového proudění. Vstupní podmínky byly nastaveny na vtoku (inlet) - rychlost proudění 0,65 m/s a podmínka na výstupu byla nastavena jako výtok kapaliny do atmosférického tlaku (pressure outlet 0 Pa).

Přestože numerická simulace byla nastavena tímto způsobem, nepodařilo se dosáhnout uspokojivých hodnot konvergence výpočtu, kdy se hodnoty jednotlivých residualů nepodařilo dostat pod hodnotu  $10^{-3}$ . Proto i vypočtené hodnoty neodpovídají naměřeným datům, kdy v oblasti před clonkou by se měl tlak pohybovat okolo hodnoty 126 kPa, avšak hodnota získaná ze simulace dosahuje hodnoty 156 kPa, což je poměrně značný rozdíl. (Obr. 11)

**Ansys**  
2024 R1

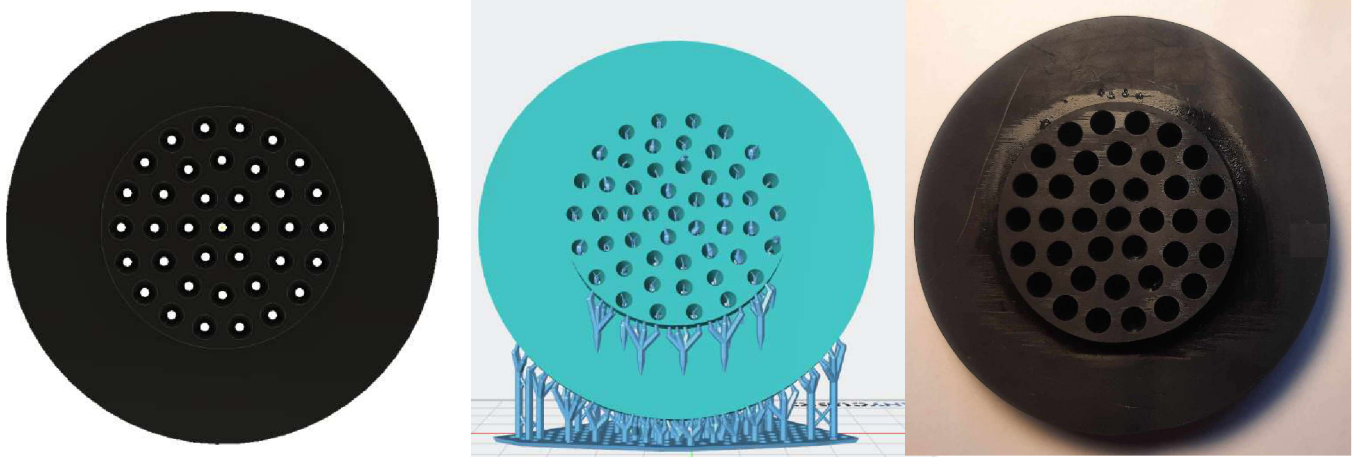


Obr 11: Contour plot statického tlaku získaný simulací



## 5 Experimentální stanovení hydraulických charakteristik clonek

### 5.1 Clonky



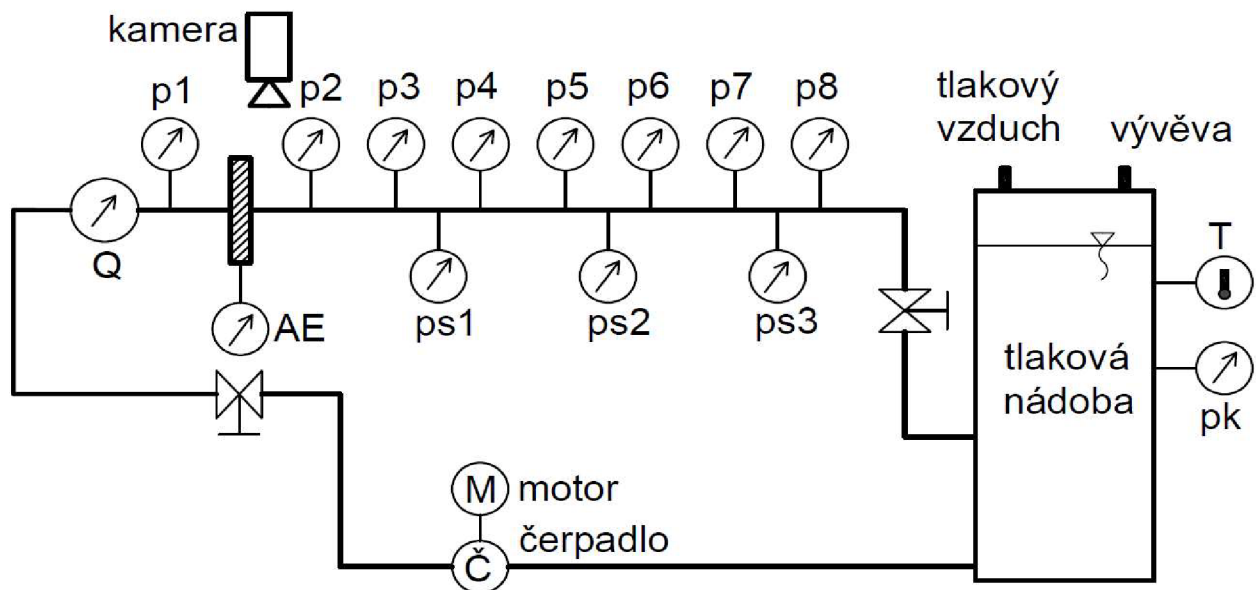
Obr 12: Zobrazení výroby clonky – vlevo náčrtek v CAD, uprostřed příprava pro 3D tisk, vpravo vyrobená clonka

Geometrie jednotlivých typů clonek byla nakreslena v programu Autodesk Inventor (Obr. 12), odkud byla exportována do sliceru Anycubic Photon Workshop. V něm proběhla úprava geometrie a nastavení specifikací pro 3D tisk. Každá clonka zvlášť byla tisknuta metodou SLA na 3D tiskárně Anycubic Photon Mono 4K. Metoda SLA byla zvolena z důvodu nejvyšší přesnosti ze všech metod 3D tisku, kdy výrobcem udávaná přesnost použité 3D tiskárny je 0,05mm. [23] Dalším důvodem volby tohoto způsobu tisku byla geometrická náročnost clonek, kdy dutina uprostřed těla clonky by byla jinou metodou velice obtížně vytisknutelná. Navíc struktura materiálu vytisknutého metodou SLA je ze všech 3D tištěných materiálů nejméně porézní. Vysoká poréznost povrchu materiálu by ovlivnila experiment tím, že by mohlo dojít k nasávání vzduchu z okolí skrze póry na povrchu clonky do hydraulického okruhu, což by znehodnotilo naměřená data. K tisku byl použit Prusament Resin Tough Black, jehož modul pružnosti v tahu udávaný výrobcem je přibližně 0,6 GPa. [24] Tím bylo zajištěno, že vysoká plasticita materiálu neovlivní vznik kavitace. Vyhodnocení geometrických parametrů (uvedených v kapitole 3–3.1) proběhlo v programu Autodesk Inventor.

## 5.2 Měřicí technika

1. Průtok(Q)-indukční průtokoměr od firmy Ela Brno, typ MQI 99-SN, velikost DN50, třída přesnosti 0,3% z měřené veličiny pro rozsah průtoků 10-100% max. průtoku, více zde: <https://www.elabrno.cz/cs/mqi-99-s/>
2. snímač tlaku p1 – BD Sensors, typ DMP331, rozsah 16 bar A, výstup 4-20 mA, TP 0,25% z rozsahu, <https://www.bdsensors.cz/tlak/snimace-tlaku/detail/produkt/dmp-331>
3. snímač tlaku p3 – BD Sensors, typ DMP331, rozsah 10 bar A, výstup 0-20 mA, TP 0,25% z rozsahu
4. snímač tlaku p4 – BD Sensors, typ DMP331, rozsah 10 bar A, výstup 0-20 mA, TP 0,25% z rozsahu
5. snímač tlaku p5 – BD Sensors, typ DMP331, rozsah 10 bar A, výstup 0-20 mA, TP 0,25% z rozsahu
6. snímač tlaku p6 – BD Sensors, typ DMP331, rozsah 10 bar A, výstup 0-20 mA, TP 0,25% z rozsahu
7. snímač tlaku p7 – BD Sensors, typ DMP331, rozsah 10 bar A, výstup 0-20 mA, TP 0,25% z rozsahu
8. snímač tlaku p8 – BD Sensors, typ DMP331, rozsah 10 bar A, výstup 0-20 mA, TP 0,25% z rozsahu
9. snímač tlaku pk – BD Sensors, typ DMP331, rozsah 10 bar A, výstup 4-20 mA, TP 0,25% z rozsahu
10. snímač teploty T – RAWET, typ PTP55, rozsah -5 °C až 50 °C, výstup 4-20mA, TP 0,3% z rozsahu, <https://www.rawet.cz/produkt/264?categoryId=2>
11. piezo-snímač tlaku ps1 – PCB, typ 113B28, rozsah 50 psi, výstup IEPE, <https://www.pcb.com/products?m=113b28>
12. piezo-snímač tlaku ps2 – PCB, typ 113B28, rozsah 50 psi, výstup IEPE, <https://www.pcb.com/products?m=113b28>
13. piezo-snímač tlaku ps3 – PCB, typ 113B28, rozsah 50 psi, výstup IEPE, <https://www.pcb.com/products?m=113b2>
14. snímač akustické emise AT – DAKEL, MDK13-AS, 30dB, <http://www.dakel.cz/index.php?pg=prod/sens/mdk13>
15. zesilovač signálu akustické emise, DAKEL, bez uvedení typu, frekvenční rozsah 50 Hz - 50 kHz, napět'ový výstup
16. měřicí karty napět'ové NI 9215 a NI 9222, umístěné v ethernetové sběrnici NI cDAQ 9185, rychlé kanály měřeny pomocí měřicí ústředny NI PXIe-1078, měřicí karta pro IEPE NI PXIe-4492

## 5.3 Měřicí trať



Obr. 13 – schéma měřícího okruhu

Okruh, na kterém bylo měření provedeno se nachází v laboratoři oboru Fluidního inženýrství Viktora Kaplana na fakultě strojního inženýrství univerzity Vysoké učení technické v Brně.

Trať (obr.13) se skládá z tlakové nádoby, ve které se uchovávala voda k experimentu a cirkulačního okruhu. Nádoba byla osazena teploměrem k měření teploty vody, tlakovým ventilem a vývěvou, pomocí nichž bylo možné korigovat podtlak nebo přetlak v nádobě a tím i v okruhu.

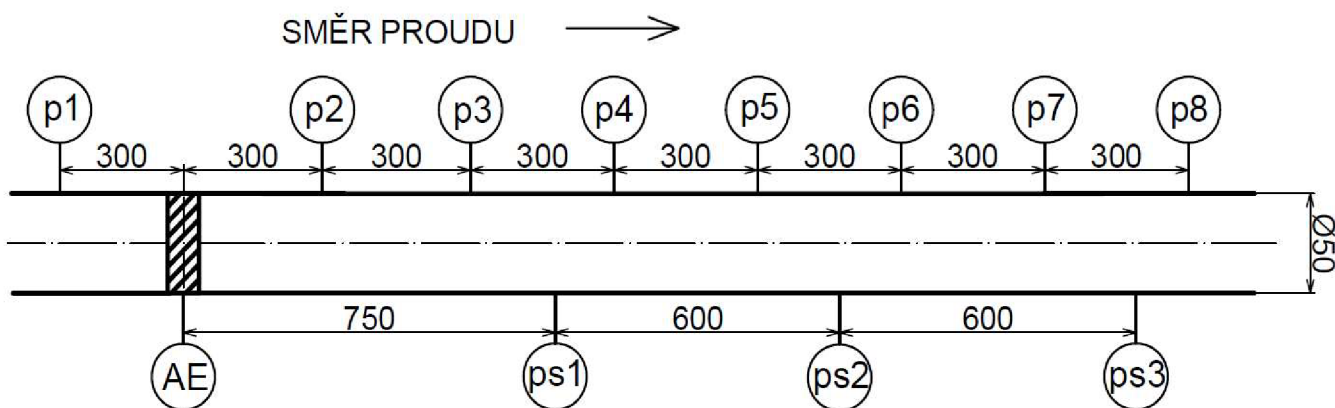
K dodání kinetické energie kapalině bylo do okruhu připojeno odstředivé čerpadlo s elektromotorem a frekvenčním měničem. Pomocí něj bylo možné nastavovat průtok vody okruhem na základě změny otáček čerpadla dle afinního vztahu:

$$Q_2 = Q_1 \cdot \left(\frac{n_2}{n_1}\right) \quad (5.1)$$

Kde  $Q_2$  a  $Q_1$  značí nový a původní průtok,  $n_1$  a  $n_2$  jsou předchozí a nově nastavené otáčky čerpadla [20]. Hodnoty průtoku na trati byly měřeny magneticko-indukčním průtokoměrem (Q). Tlaky před a za clonkou byly snímány membránovými tlakovými čidly (p1-p8) a dynamické tlakové pulzace za clonkou pomocí piezo-snímačů tlaku (ps1-ps3).

Akustická emise byla měřena na povrchu potrubí v místě clonky (AE). Část potrubí za měřenou clonkou je vyrobena z průhledného plexiskla, což umožnilo pořízení nahrávky vzniklé kavitace na vysokorychlostní kameru. (Obr.13)

Tlakové senzory byly rozmístěny s rozstupem 30 cm, kdy do prostoru mezi senzory p3-p4, p5-p6, p7-p8 byly umístěny snímače dynamických pulzací tlaku. (Obr. 14)



Obr. 14 – Schéma měřicí sekce trati

## 5.4 Postup měření

Měření hydraulických charakteristik probíhalo v několika krocích. Nejprve před začátkem měření bylo třeba vodu tzv. „opracovat“. To se provádělo z důvodu odstranění vzduchových bublin z okruhu, které se do něj dostaly v důsledku demontáže potrubí při výměně clonek. Vzduchové bubliny by výrazně ovlivňovaly naměřené hodnoty, proto byly v trati nežádoucí. Opracování vody se provádělo tak, že v okruhu byl pomocí tlakového ventilu vytvořen podtlak a následně bylo zapnuto čerpadlo, přičemž rychlost proudění bylo nastaveno na takovou hodnotu, při které docházelo k plně vyvinuté kavitaci. V tomto stavu byl okruh ponechán přibližně 15 minut.

Poté co se minimalizovalo množství vzduchových bublin v trati, začala první fáze měření. V okruhu byl tlakovým ventilem nastaven konstantní tlak (absolutní) 50 kPa. Následně došlo ke kalibračnímu měření s vypnutým čerpadlem. Poté byla změřena první hodnota při minimálních otáčkách čerpadla. Pro každý další bod byl průtok vody zvýšen o 0,2 l/s a mezi jednotlivými body došlo k seřízení tlaku v okruhu na původní hodnotu. Měření podtlaku končilo ve chvíli, kdy se v měřené části okruhu vytvořila superkavitace natolik velká, že zasahovala až k piezo-snímači ps2. Ve fázi počátku a rozvoje superkavitace byla pořizována videa vysokorychlostní kamerou.

Následně byl pomocí otevření vývěvy tlak v okruhu srovnán s tlakem atmosférickým a měření proběhlo stejně jako v případě měření v podtlaku. Během měření v atmosférickém tlaku nebylo nikdy dosaženo stavu superkavitace. Proto měření končilo ve chvíli, kdy tlak před clonkou (na senzoru p1) dosáhl hodnoty 660 kPa, která byla stanovena jako maximální hodnota, při které bylo možné trať používat bez možného poškození.

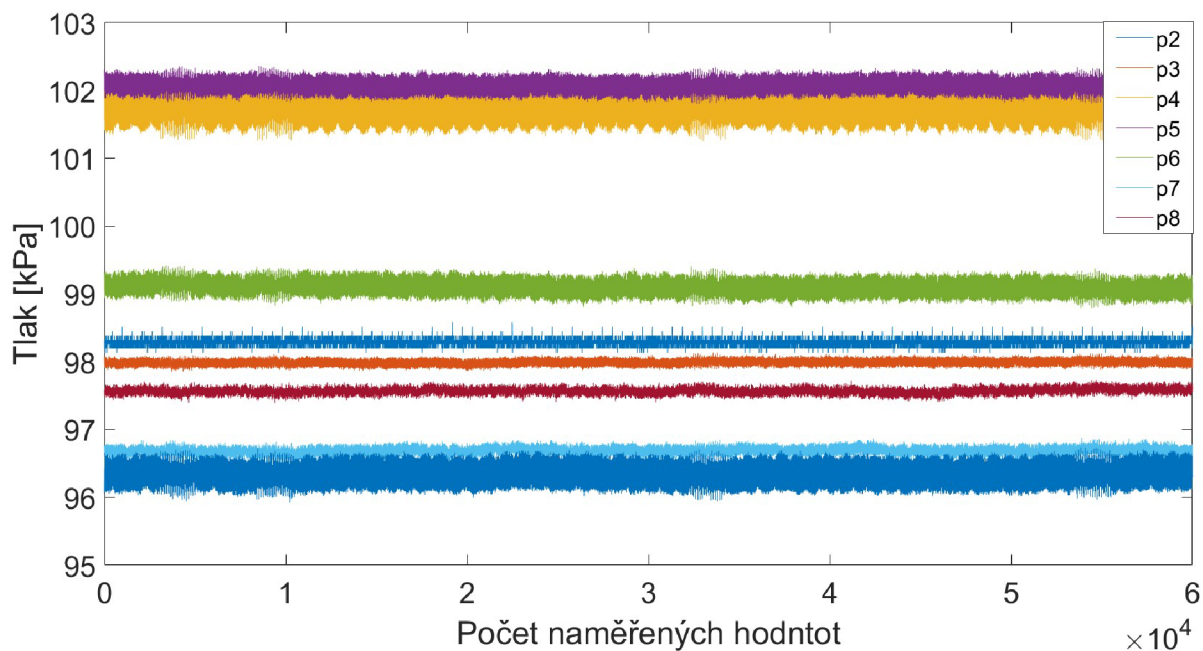
Poslední fází bylo měření v přetlaku, kdy byl okruh natlakován pomocí stlačeného vzduchu na 350 kPa. To se provádělo z toho důvodu, aby každá clonka byla proměřena ve stavu kdy lze bezpečně říct, že ke kavitaci nedochází. V tomto případě byl zpravidla průtok zvětšován o větší hodnotu než v předchozích případech. Měření opět končilo dosažením maximální bezpečné hodnoty tlaku před clonkou.

Následovalo závěrečné měření kalibračních hodnot s vypnutým čerpadlem a výměna clonky.



## 5.5 Kalibrace tlakových snímačů

Z důvodu nedokonalé rovnosti tratě a chybě jednotlivých senzorů bylo nutné pro každé nové měření clonky provést kalibrační měření. To se provádělo při vypnutém čerpadle, kdy okruhem neproudila voda a byla otevřena vývěva do okolí, čímž byl v okruhu stejný tlak jako byl atmosférický. V ideálním případě by měly v danou chvíli všechny snímače ukazovat stejnou hodnotu, což však v realitě neplatilo (obr. 15). Jako vztažná hodnota byl zvolen aritmetický průměr naměřených hodnot snímače p3. Ten byl vybrán z důvodu nejkonstantnější hodnoty mezi jednotlivými měřeními různých typů clonek. Od ostatních aritmetických průměrů snímačů byla odčítána konstanta rozdílu hodnoty daného snímače  $p_x$  a snímače p3. Tato konstanta byla následně přičtena i ke všem naměřeným hodnotám v jednotlivých bodech.



Obr.15 – graf naměřených kalibračních hodnot

## 5.6 Porovnávací veličiny

### 5.6.1 Hydraulické veličiny

K vyhodnocení vlivu clonek na proudící kapalinu byly naměřené hodnoty použity pro výpočet dvou bezrozměrných parametrů. K popisu efektu clonky na vznik a průběh kavitace bylo použito kavitační číslo (viz. kapitola 2.4). Jeho výpočet byl realizovaný na základě vzorce [20]

$$\sigma_v = \frac{p_r - p_v(T)}{\Delta p} \quad (5.2)$$

Druhý parametr, na základě, kterého byly clonky porovnávány je ztrátový koeficient  $\xi$ . Ten popisuje ztrátu měrné energie, ke které dojde v důsledku vzniku víření při průchodu kapalinou clonkou. Získá se z Dracy-Weisbachova vztahu jako

$$Y_z = \xi \cdot \frac{v^2}{2} \quad (5.3)$$

Kde  $Y_z$  je ztrátová měrná energie a  $v$  je rychlost kapaliny procházející clonkou. [20] Ta se vypočte z rovnice kontinuity pro nestlačitelnou kapalinu

$$v = \frac{Q}{A} \quad (5.4)$$

Kde  $Q$  je objemový průtok potrubím a  $A$  je světlost clonky.

Dracy-Weisbachův vztah vyjadřuje množství měrné energie přeměněné na ztráty v důsledku vzniku víření při průchodu kapalinou clonkou. Tato ztráta se projeví poklesem tlaku za prvkem způsobujícím víření. Dosazením tohoto vztahu do Bernoulliho rovnice pro body před a za clonku se odvodí vztah pro ztrátový koeficient [20]

$$\xi = \frac{2 \cdot (p_1 - p_2)}{\rho \cdot v^2} \quad (5.5)$$

Clonky byly ještě porovnány na základě výkonu, který byla ztracena při průchodu kapalinou clonkou. Tato hodnota byla vypočtena ze vzorce

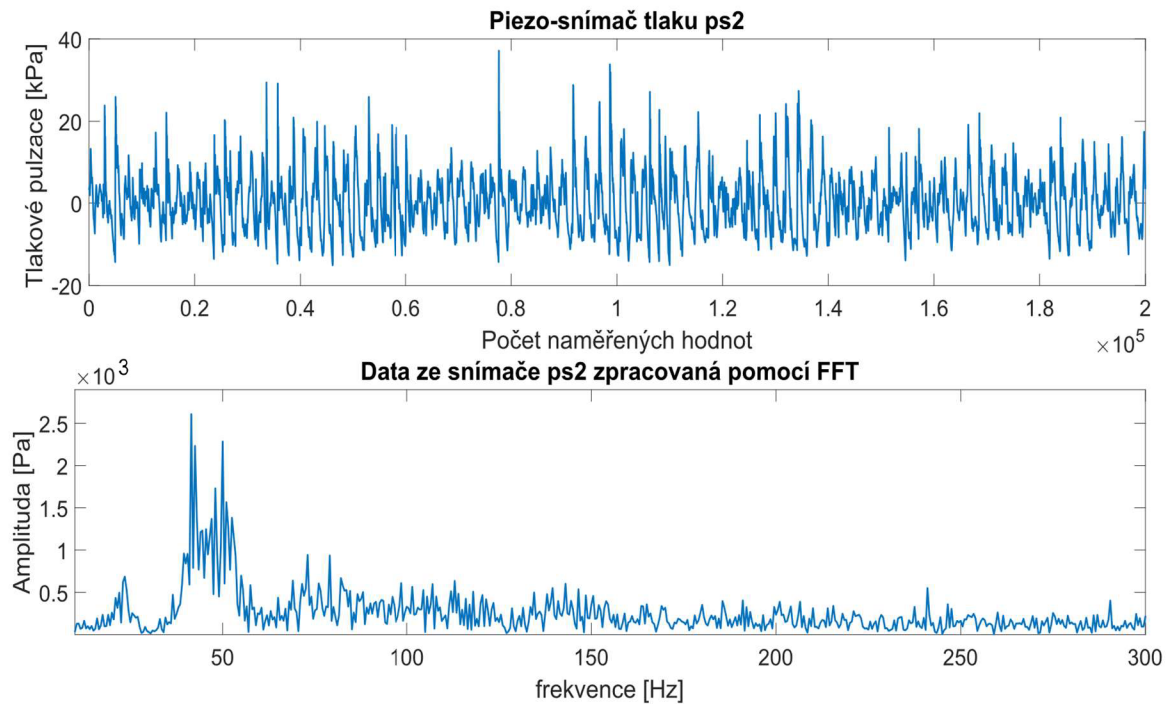
$$P = (p_1 - p_2) \cdot Q \quad (5.6)$$

Jako rozdíl hodnoty tlaku před clonkou a hodnoty tlaku naměřeného na posledním snímači v okruhu.

### 5.6.2 Dynamické veličiny

Vyhodnocení naměřených dynamických dat, tj. hodnoty naměřené snímači tlakových pulzací a snímačem akustické emise, bylo provedeno pomocí algoritmu rychlé Fourierovy transformace.

Jedná se o algoritmus, který počítá diskrétní Fourierovu transformaci naměřené sekvence dat. Diskrétní Fourierova transformace funguje na principu, že jakákoliv funkce se dá aproximovat lineární kombinací konečného počtu goniometrických funkcí. [26] Jedná se o integrální transformaci, která rozkládá vstupní funkci, nejčastěji jde o funkci času  $f(t)$ , na její frekvenční komponenty, tj. sinus a cosinus. Zjednodušeně řečeno rozkládá vstupní komplexně sdruženou funkci na jednotlivé frekvence a amplitudy goniometrických funkcí, kterými je vstupní funkce aproximována (Obr. 16).



Obr 16: analýza dat dynamických pulzací pomocí FFT

Tento rozklad je definován vztahem [25]

$$F(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)e^{-i2\pi f} dt \quad (5.7)$$

Rychlá Fourierova transformace (dále FFT) je efektivní algoritmus pro výpočet diskrétní Fourierovy transformace. Ten funguje na principu rozkladu matice diskrétní Fourierovy transformace na součin řídkých matic (obsahující zejména nulové prvky) [27], čímž redukuje počet aritmetických operací nutných k uskutečnění výpočtu z  $n^2$  na  $n \cdot \log(n)$ . Zároveň oproti výpočtu diskrétní Fourierovy transformace vykazuje vyšší přesnost.[28]

Při použití Fourierovy transformace na naměřený set dat (funkci v čase) je nutné zohlednit Nyquistův teorém, který říká, že přesná rekonstrukce spojitého, frekvenčně omezeného signálu z jeho vzorků je možná tehdy, pokud byla vzorkovací frekvence vyšší než dvojnásobek nejvyšší harmonické složky vzorkovaného signálu.“ [29]

V případě této práce to znamená, že amplitudy tlakových pulzací získané použitím algoritmu FFT lze uvažovat pouze pro frekvence, které jsou menší, než je polovina frekvence měření senzoru, která byla 100 000 Hz.

Při vyhodnocení dynamických dat se na hodnoty v každém bodu měření použil algoritmus FFT, ze kterého byla použita maximální hodnota amplitudy tlakových pulzací a její frekvence. Stejný postup byl použit i u vyhodnocení zvukové emise.

## 5.7 Chyba měření

Během měření jsou do naměřených hodnot vneseny dva druhy nejistot. První druh je způsoben okolními vlivy a přesná příčina se nedá jasně určit. Může být způsobena například působením prostředí, špatnou kalibrací přístrojů nebo nevhodným nastavením experimentu. Vznik této chyby je čistě nahodilý, a obecně lze její procentuální velikost popsat normálním rozdělením.

Její hodnota se dá vyjádřit jako

$$u_{xA} = \sqrt{\frac{\sum_{i=0}^n (x_i - \bar{x})^2}{n \cdot (n - 1)}} \quad (5.8)$$

Kde  $x_i$  je změřená hodnota,  $\bar{x}$  je aritmetický průměr naměřených hodnot a  $n$  je počet měření hodnoty. Dalším typem chyby je vnesena známou příčinou, ale pro zjištění její hodnoty je jen velmi málo informací. Jedná se zejména o chybu měřícího přístroje. U tohoto druhu chyby lze stanovit pouze horní a dolní hranici a velikost hodnoty chyby se pak vyskytuje v tomto intervalu. Její výskyt lze popsat rovnoměrným rozdělením. Tuto chybu lze spočítat jako

$$u_{xB} = \frac{\Delta z_{max}}{\chi} = \frac{\text{přesnost} \cdot \text{rozsah}}{\chi} \quad (5.9)$$

Kde  $\Delta z_{max}$  je maximální možná chyba měření, kterou vypočítáme jako přesnost přístroje udávanou výrobcem krát maximální možný měřitelný rozsah přístroje.  $\chi$  je koeficient určující přibližné rozdělení chyby, která má pro rovnoměrné rozdělení hodnotu  $\sqrt{3}$ . [21]

Pokud se z několika naměřených hodnot spočítá nepřímě měřená veličina, pak v našem případě zohlednění chyb měření bude mít pro kavitační číslo tvar

$$\delta_\sigma = \sqrt{\left(\frac{\partial \sigma}{\partial p_1} \cdot u_{p_1A}\right)^2 + \left(\frac{\partial \sigma}{\partial p_2} \cdot u_{p_2A}\right)^2} \quad (5.10)$$

$$v_\sigma = \sqrt{\left(\frac{\partial \sigma}{\partial p_1} \cdot u_{p_1B}\right)^2 + \left(\frac{\partial \sigma}{\partial p_2} \cdot u_{p_2B}\right)^2} \quad (5.11)$$

$$\delta_\sigma = \sqrt{\left(-\frac{p_2 - p_w}{(p_1 - p_2)^2} \cdot u_{p_1A}\right)^2 + \left(\frac{p_1 - p_w}{(p_1 - p_2)^2} \cdot u_{p_2A}\right)^2} \quad (5.12)$$

$$v_\sigma = \sqrt{\left(-\frac{p_2 - p_w}{(p_1 - p_2)^2} \cdot u_{p_1B}\right)^2 + \left(\frac{p_1 - p_w}{(p_1 - p_2)^2} \cdot u_{p_2B}\right)^2} \quad (5.13)$$

Dle stejného vzorce ztrátový koeficient bude mít tvar

$$\delta_\xi = \sqrt{\left(\frac{\partial \sigma}{\partial p_1} \cdot u_{p_1A}\right)^2 + \left(\frac{\partial \sigma}{\partial p_2} \cdot u_{p_2A}\right)^2 + \left(\frac{\partial \sigma}{\partial Q} \cdot u_{QA}\right)^2} \quad (5.14)$$

$$v_\xi = \sqrt{\left(\frac{\partial \sigma}{\partial p_1} \cdot u_{p_1B}\right)^2 + \left(\frac{\partial \sigma}{\partial p_2} \cdot u_{p_2B}\right)^2 + \left(\frac{\partial \sigma}{\partial Q} \cdot u_{QB}\right)^2} \quad (5.15)$$

$$\delta_{\xi} = \sqrt{\left(\frac{\pi^2 \cdot d^4}{8 \cdot \rho \cdot Q^2} \cdot u_{p_{1A}}\right)^2 + \left(\frac{-\pi^2 \cdot d^4}{8 \cdot \rho \cdot Q^2} \cdot u_{p_{2A}}\right)^2 + \left(\frac{\pi^2 \cdot d^4 \cdot (p_1 - p_2)}{\rho \cdot Q^3} \cdot u_{Q_A}\right)^2} \quad (5.16)$$

$$u_{\xi} = \sqrt{\left(\frac{\pi^2 \cdot d^4}{8 \cdot \rho \cdot Q^2} \cdot u_{p_{1B}}\right)^2 + \left(\frac{-\pi^2 \cdot d^4}{8 \cdot \rho \cdot Q^2} \cdot u_{p_{2B}}\right)^2 + \left(\frac{\pi^2 \cdot d^4 \cdot (p_1 - p_2)}{\rho \cdot Q^3} \cdot u_{Q_B}\right)^2} \quad (5.17)$$

Kde  $d$  je průměr potrubí v místě průtokoměru,  $\rho$  je hustota kapaliny a  $Q$  je objemový průtok. Následně celková odchylka pro kavitační číslo se vypočte jako

$$u = \sqrt{\delta_{\sigma}^2 + v_{\sigma}^2} \quad (5.18)$$

Stejným způsobem se vypočte i odchylka pro ztrátový koeficient. Velikost vypočtené chyby měření je rovna délce chybové úsečky v grafech. [22] Odchylka při měření teploty se zanedbává.

## 6 Výsledky měření

V této kapitole jsou prezentovány výsledky měření. Měření bylo realizováno celkem na sedmi následujících clonkách:

- Clonka s kruhovými otvory bez dutiny
- Clonka s kruhovými otvory s dutinou uprostřed
- Clonka s kruhovými otvory s dutinou uprostřed a s posunutými průřezy
- Clonka s Vetouriho dýzami
- Clonka se čtvercovými otvory bez dutiny
- Clonka se čtvercovými otvory s dutinou uprostřed
- Clonka se čtvercovými otvory s dutinou uprostřed a s posunutými průřezy

Pro každou clonku jsou uvedeny následující informace a výsledky měření:

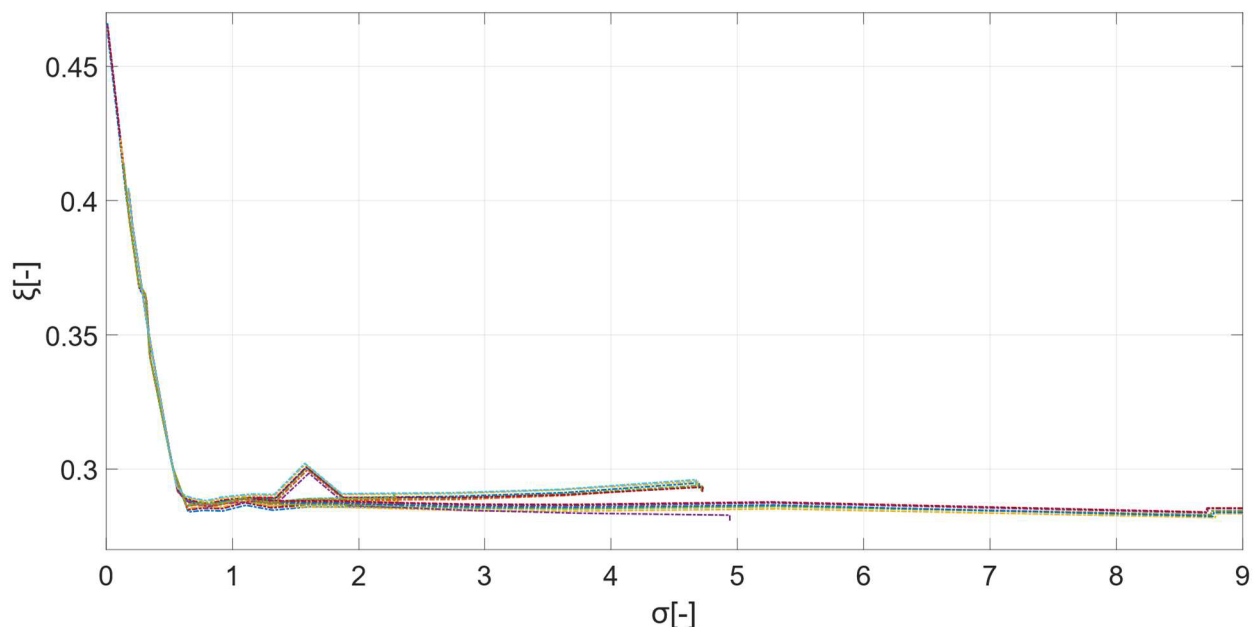
- Tabulka charakteristik konkrétní clonky včetně jejího zobrazení
- Graf průběhu maximálních hodnot amplitud tlakových pulzací a jejich frekvence na kavitačním čísle
- Fotografie zobrazující podobu kavitace v konkrétních bodech
- Graf průběhu hydraulických veličin napříč všemi třemi fázemi měření

Pro graf s porovnáním dynamických veličin byly zvoleny hodnoty měřené s otevřeným tunelem do atmosféry, z důvodu jejich nejširší škály hodnot popisovaných jevů na clonce, kdy je zachyceno chování jak nekavitujícího proudění, tak i značně pokročilé kavitace.

V grafu průběhu hydraulických veličin napříč všemi třemi fázemi měření je zároveň uvedena i maximální amplituda akustické emise v jednotlivých bodech, podle níž lze stanovit, kdy se kavitace začala více rozvíjet. Graf obsahuje vyznačené oblasti bez kavitace, s kavitací a oblast superkavitace, zároveň jsou jednotlivých částech uvedena čísla odpovídající číslům na fotografiích nad grafem. Graf hydraulických veličin byl vytvořen z rozdílu hodnot naměřených snímači  $p_1$  a  $p_2$ . Hodnoty naměřené ostatními

tlakovými čidly (p3-p8) se výrazně nelišily od hodnoty naměřené čidlem p2, proto nebyly do grafů výsledků měření zahrnuty.

Hodnoty naměřené čidly, které nebyly zahrnuty do výsledků prezentovaných v této bakalářské práci posloužili ke kontrole správnosti hodnot uvedených v grafech. Na obrázku 17 je patrné, že odchylky dat naměřené různými čidly se lišily minimálně.

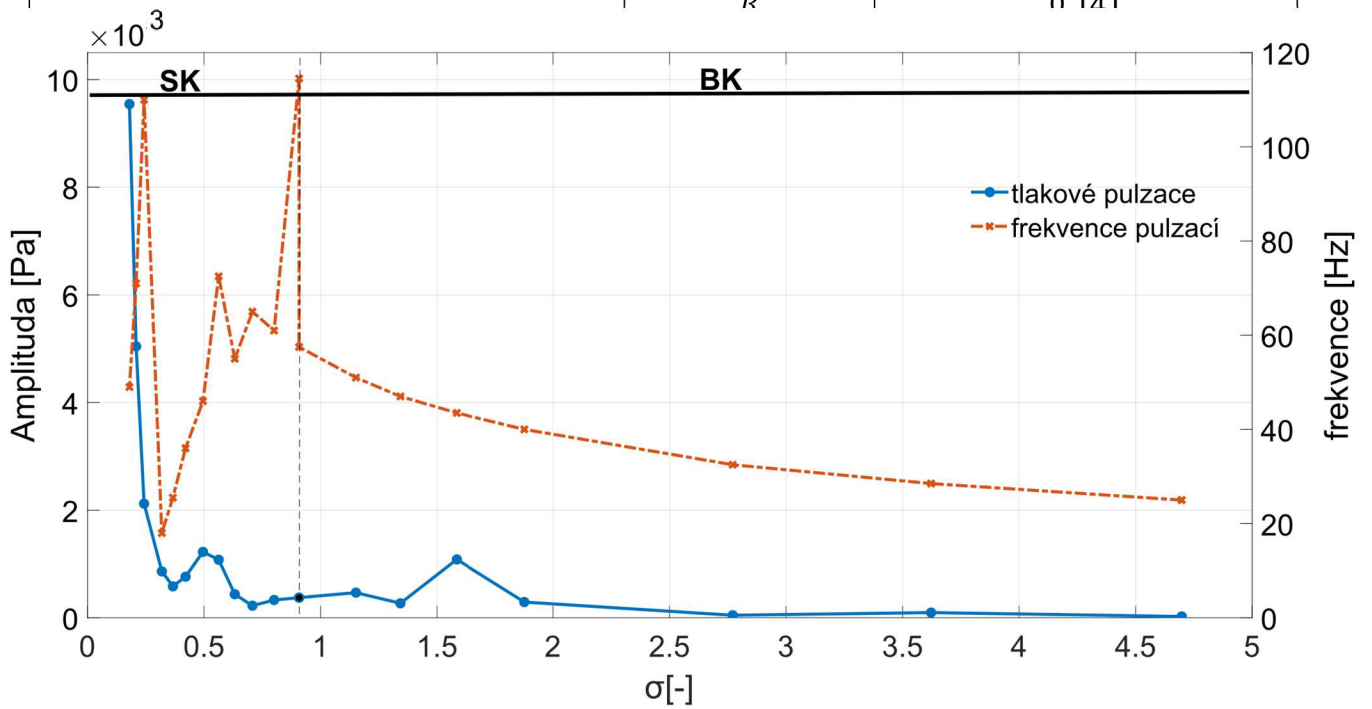
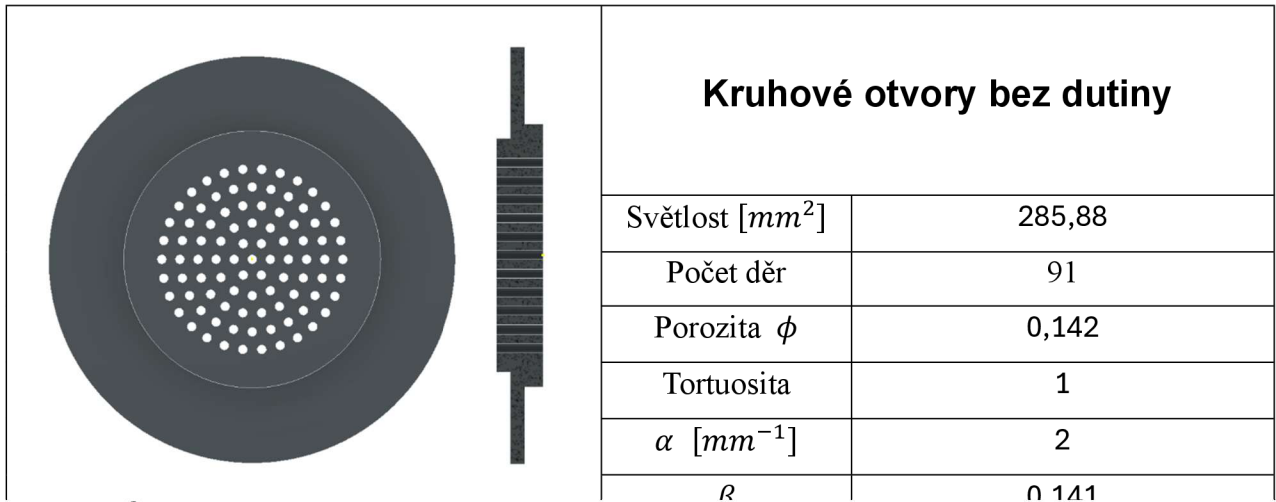


Obr 17: Graf s hodnotami naměřenými všemi senzory

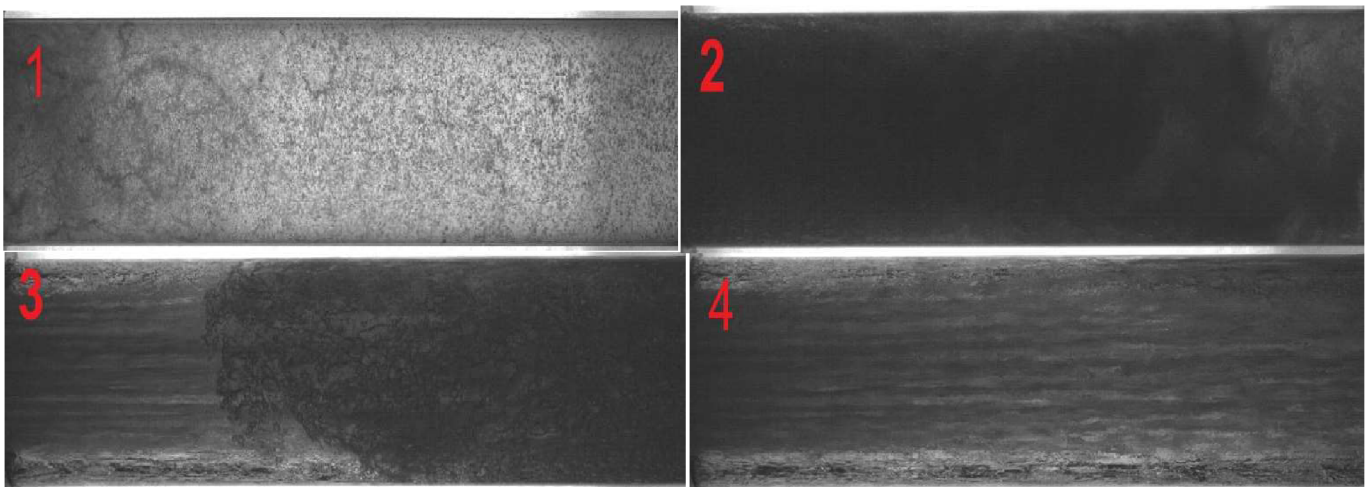
## 6.1 Zkratky použité v grafech

BK	oblast bez kavitace
KAV	oblast od začátku kavitace do chvíle rozvoje superkavitace
SK	oblast superkavitace
Podtlak	body měřené při podtlaku v měřícím okruhu
atm	body měřené při atmosférickém tlaku v měřícím okruhu
přetlak	body měřené při přetlaku v měřícím okruhu
tlakové pulzace	maximální amplituda tlakových pulzací
frekvence pulzací	frekvence tlakových pulzací
KRH DUT	clonka s kruhovými otvory a s dutinou uprostřed
KRH OB	clonka s kruhovými otvory bez dutiny
KRH PSN	clonka s kruhovými otvory, s dutinou uprostřed a posunutými průřezy
CTV DUT	clonka se čtvercovými otvory a s dutinou uprostřed
CTV OB	clonka se čtvercovými otvory bez dutiny
CTV PSN	clonka se čtvercovými otvory, s dutinou uprostřed a posunutými průřezy
VD	clonka s Ventouriho dýzami

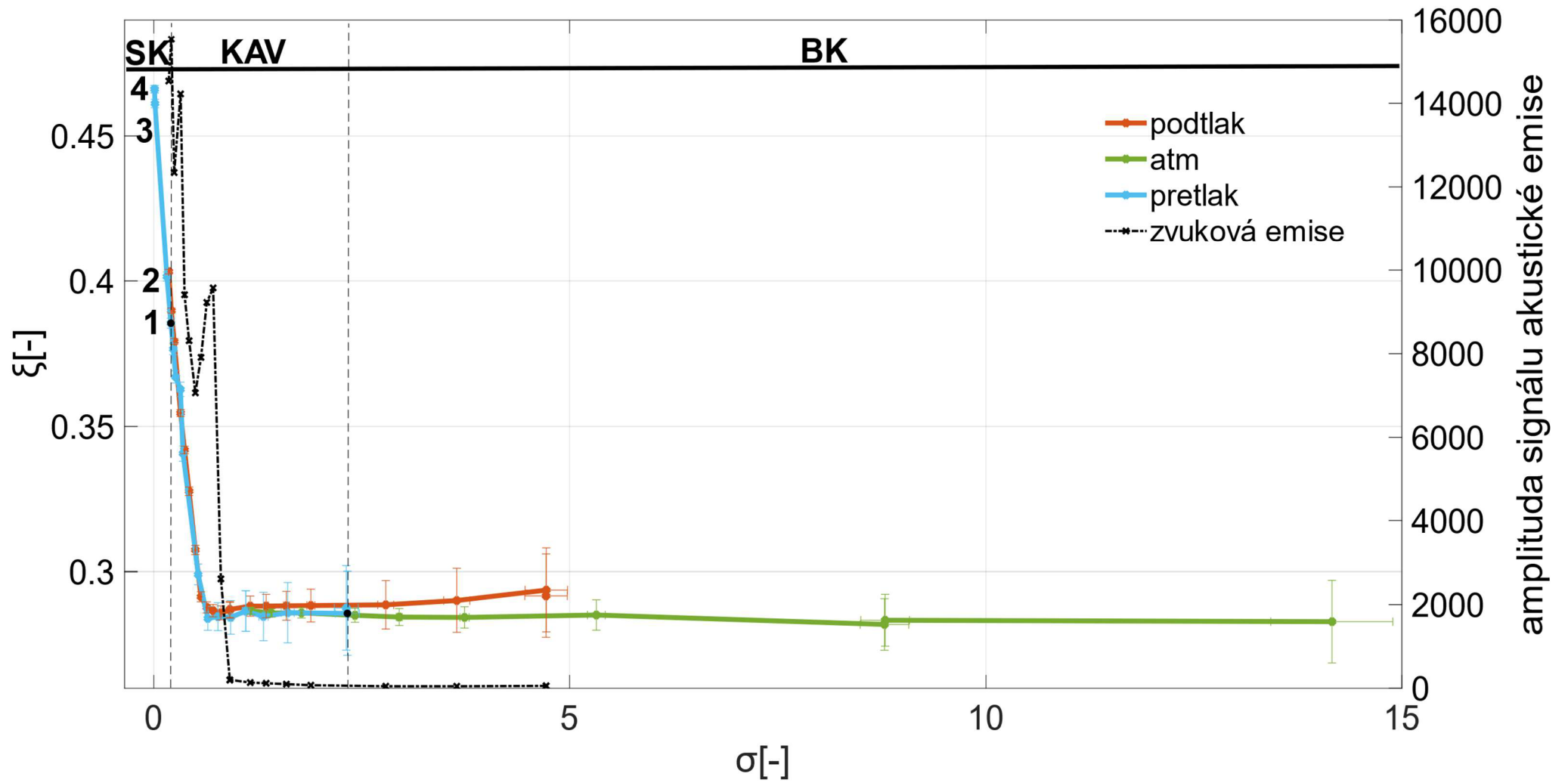
$\sigma_i$	hodnota kavitační číslo počátku kavítace
$\xi_i$	hodnota ztrátového součinitele počátku kavítace
$\sigma_k$	hodnota kavitační číslo počátku superkavítace
$\xi_k$	hodnota ztrátového součinitele počátku superkavítace



Graf 1: Senzor ps2

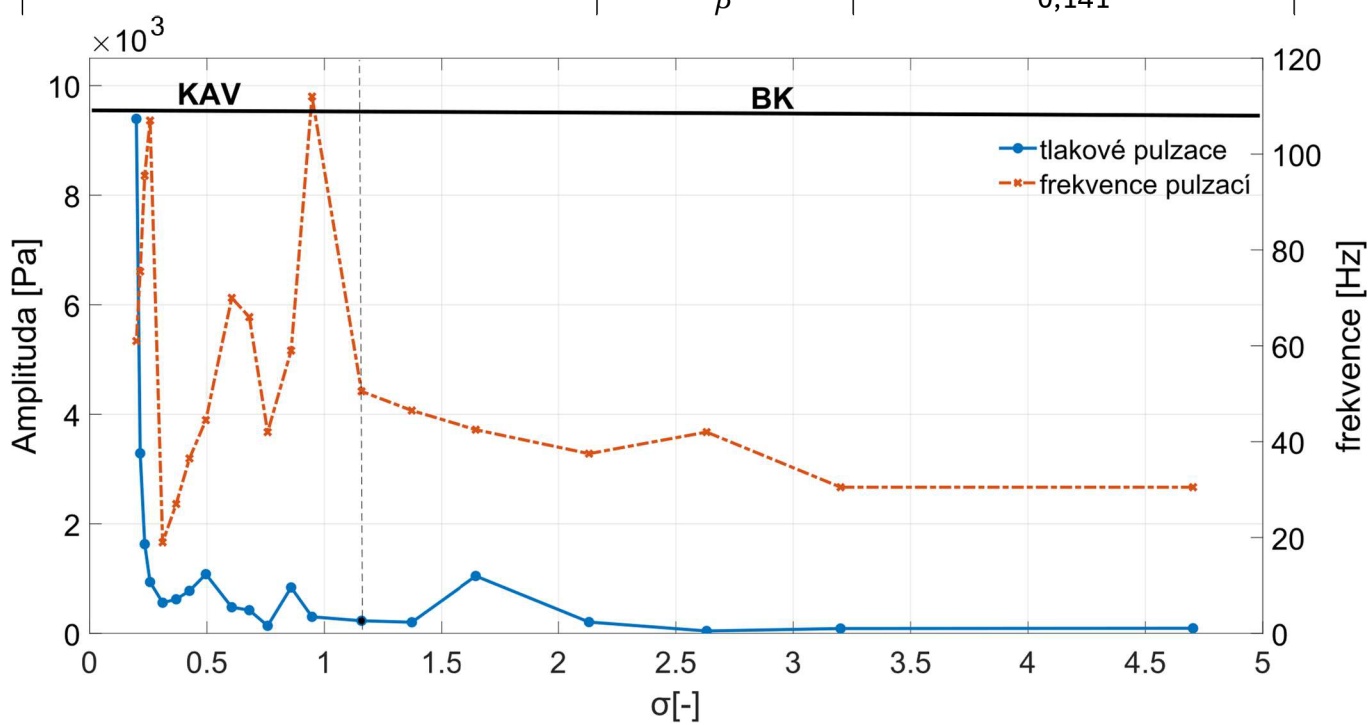
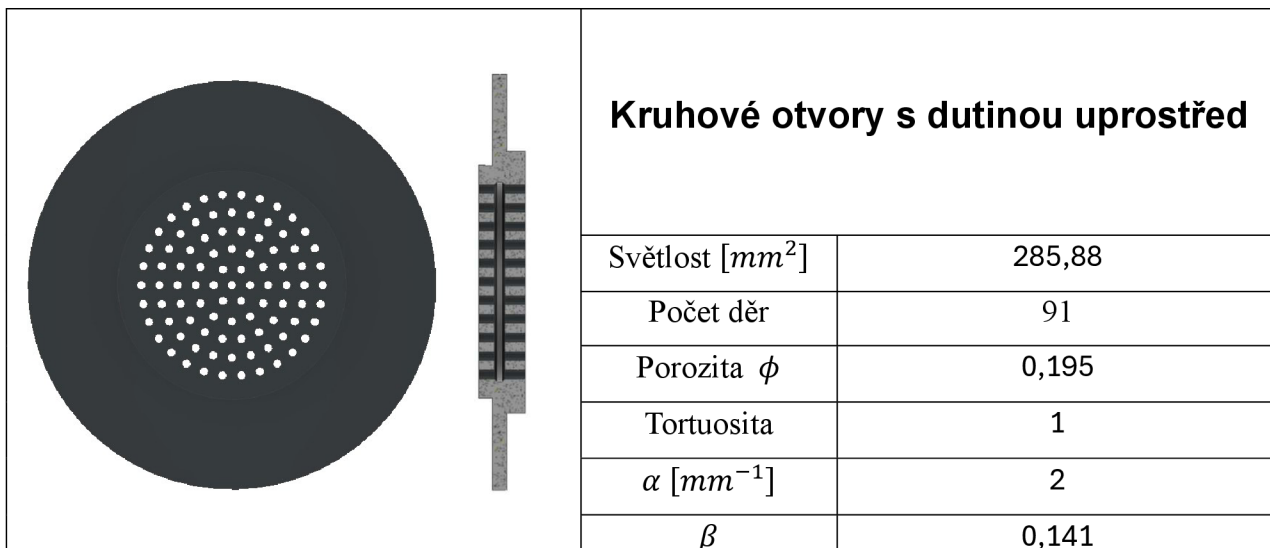




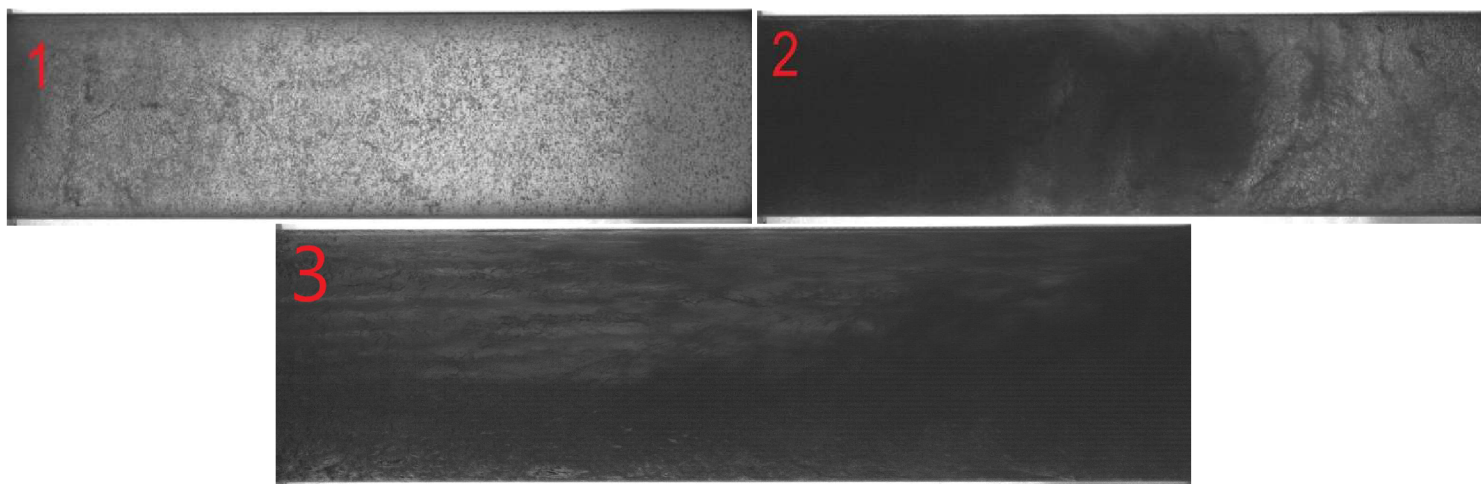


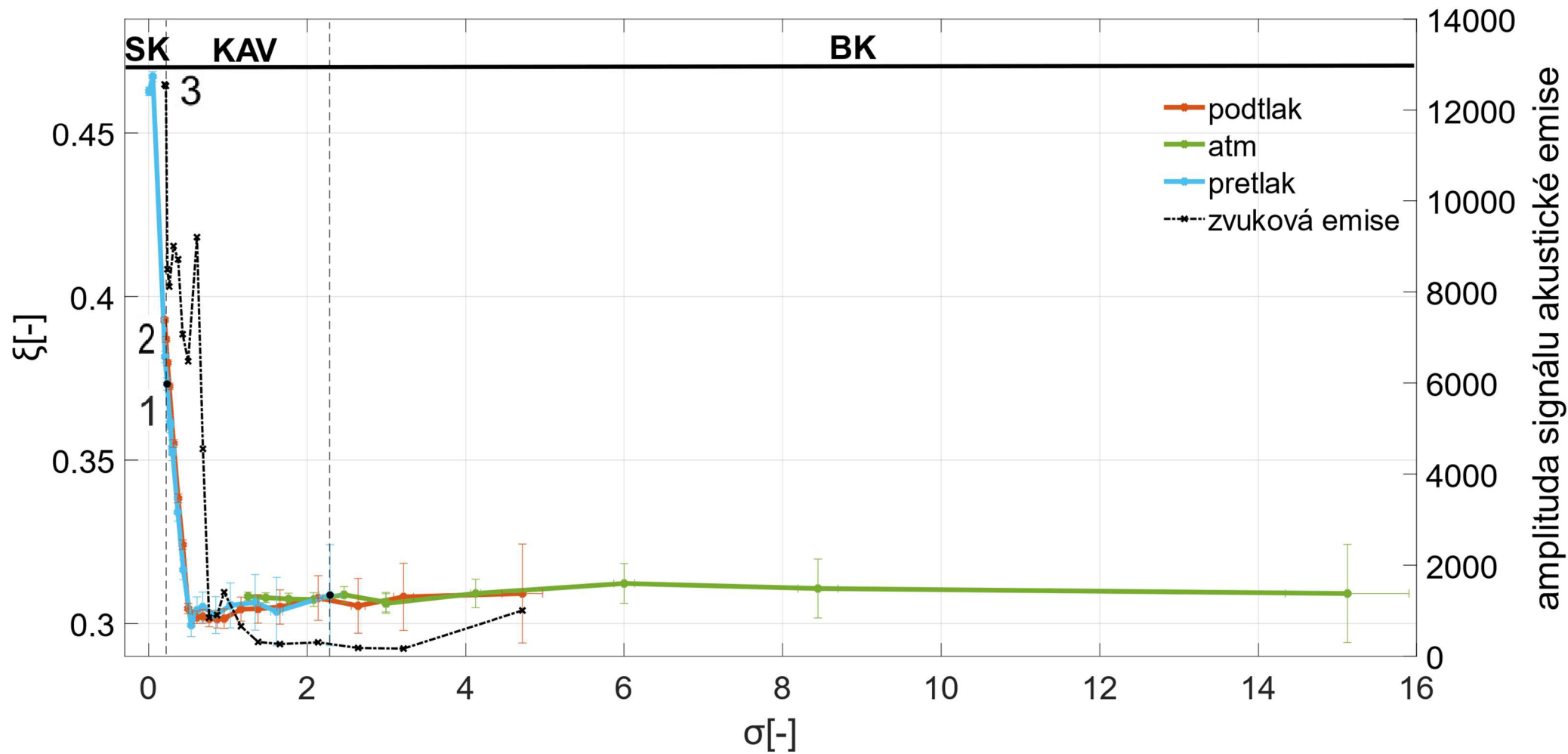
Graf 2: Senzor p2

$$\sigma_i = 2,33 \quad \xi_i = 0,29 \quad ; \quad \sigma_{SK} = 0,21 \quad \xi_{SK} = 0,39$$



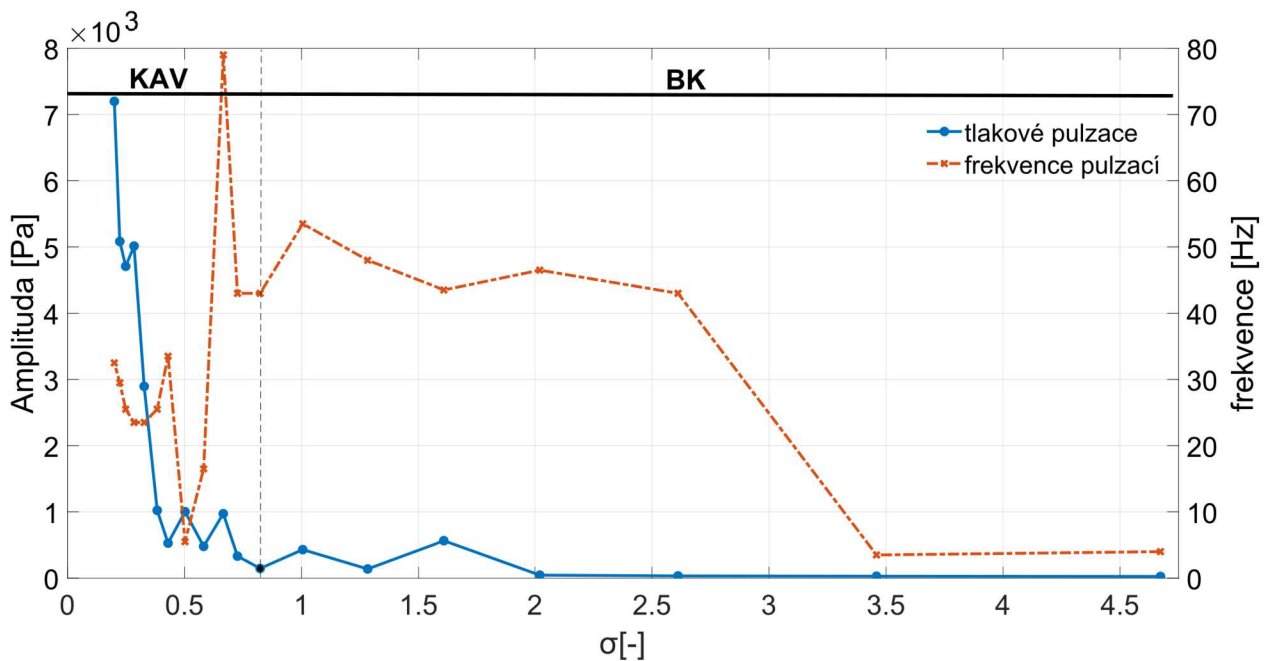
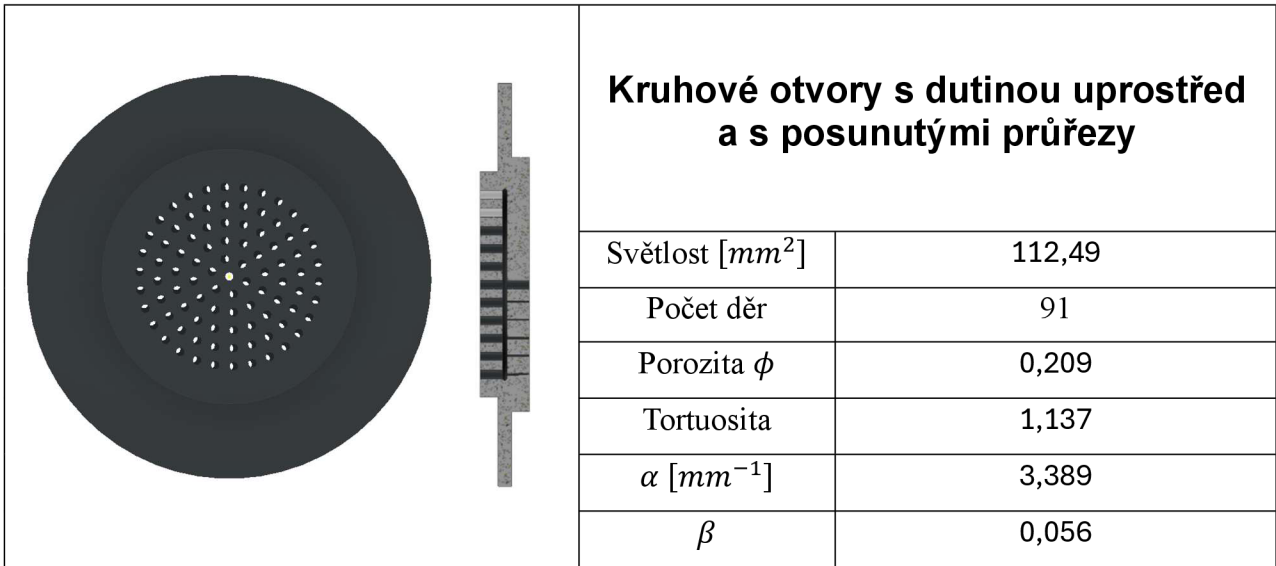
Graf 3: Senzor ps2



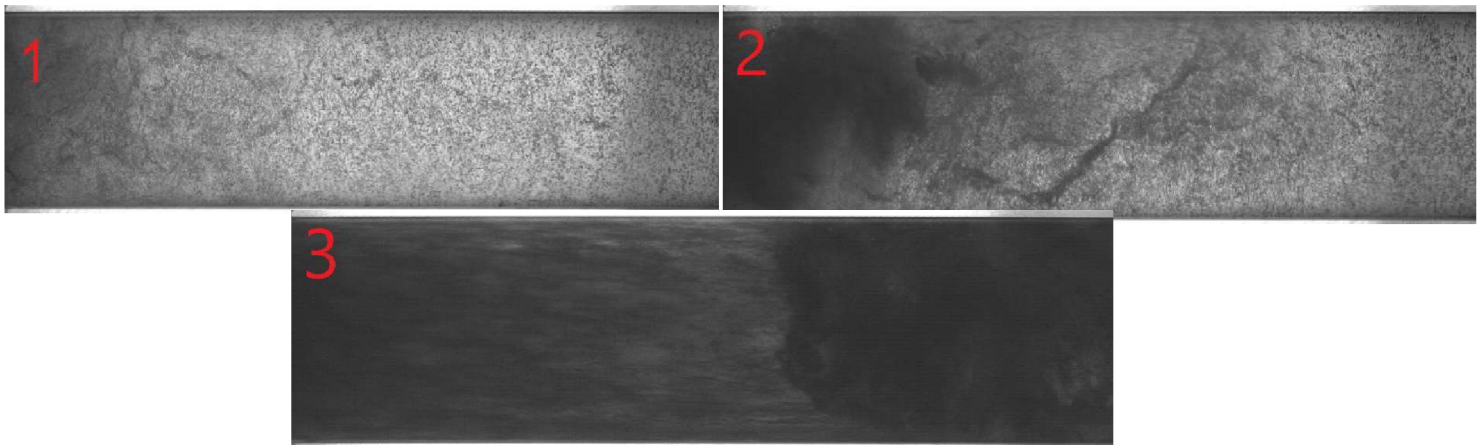


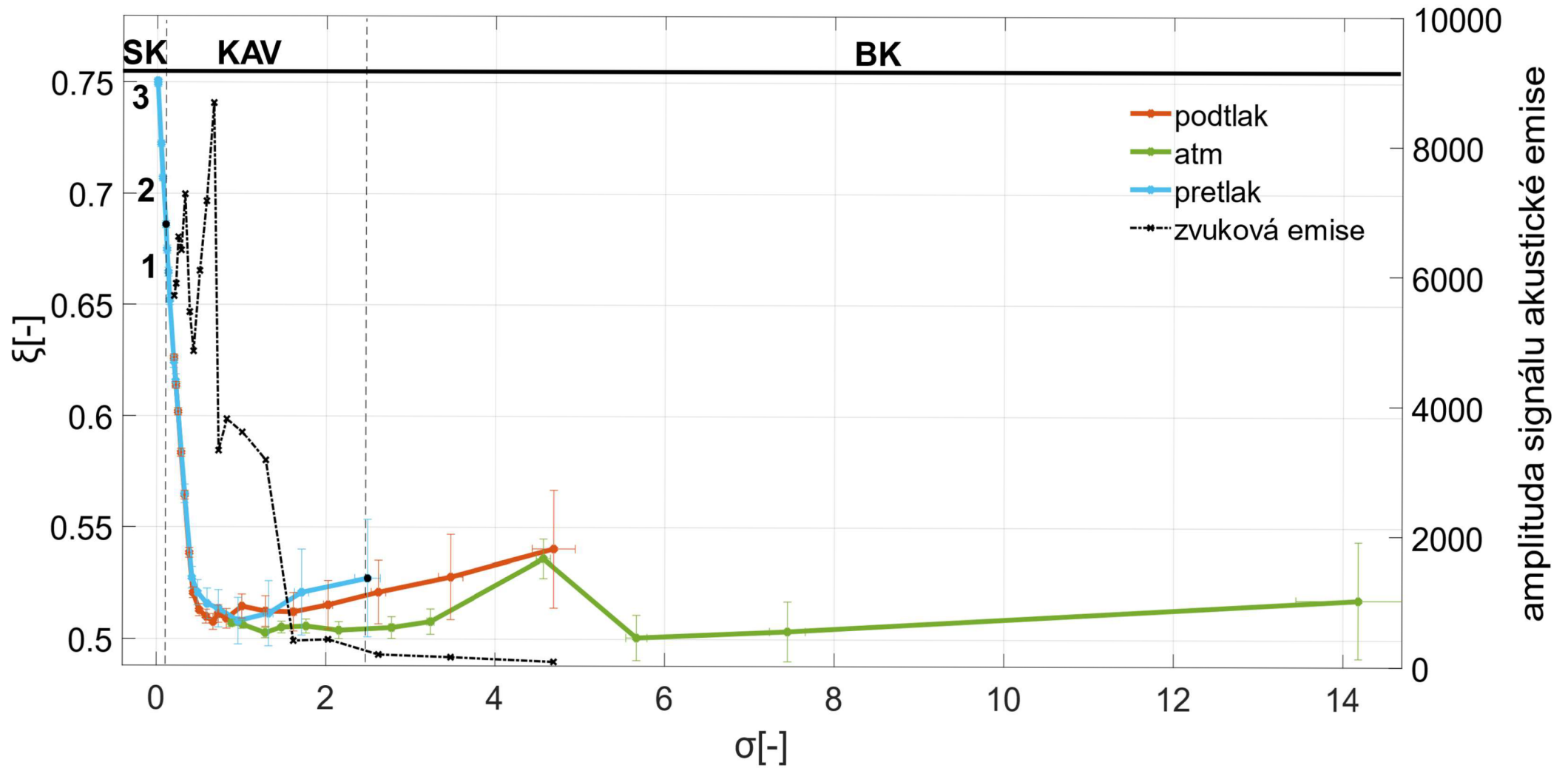
Graf 4: Senzor p2

$$\sigma_i = 2,29 \quad \xi_i = 0,3 \quad ; \quad \sigma_{SK} = 0,23 \quad \xi_{SK} = 0,37$$



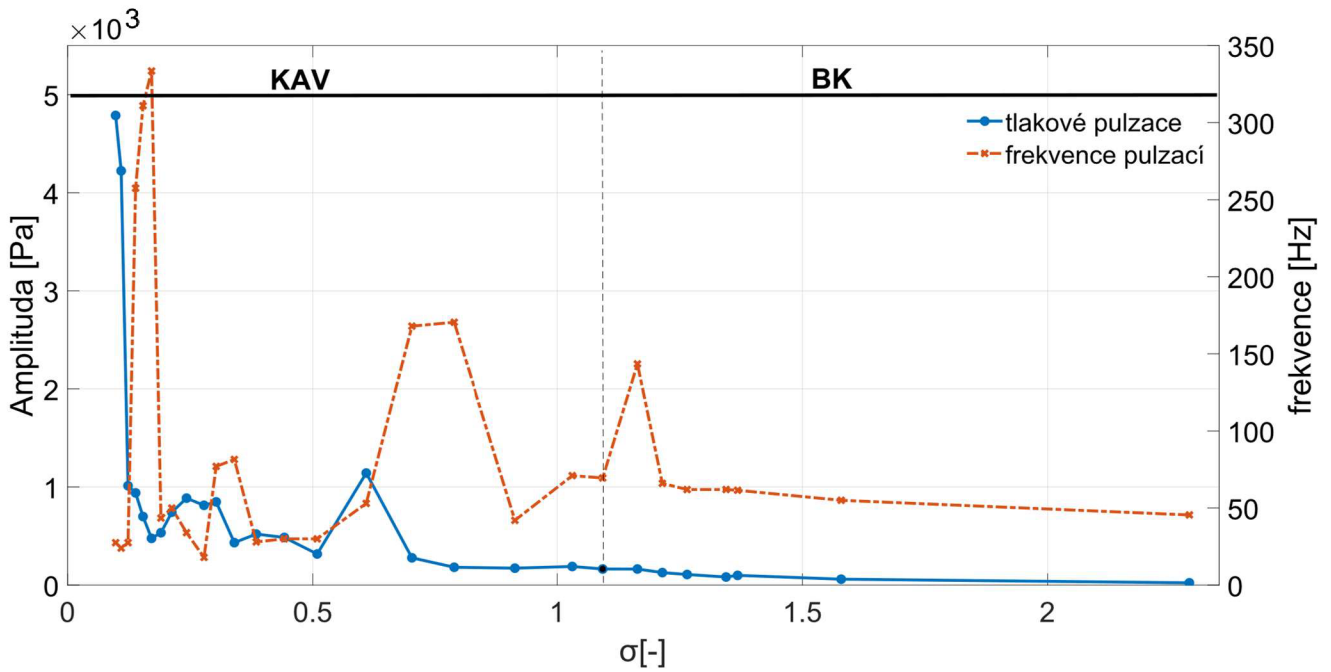
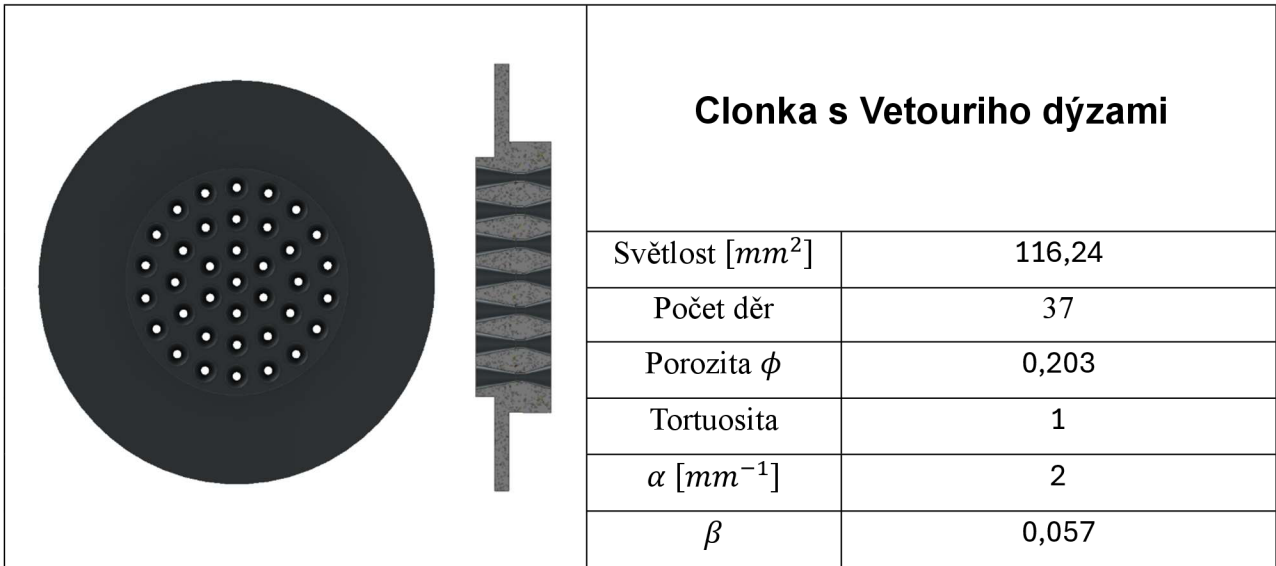
Graf 5: Senzor ps2



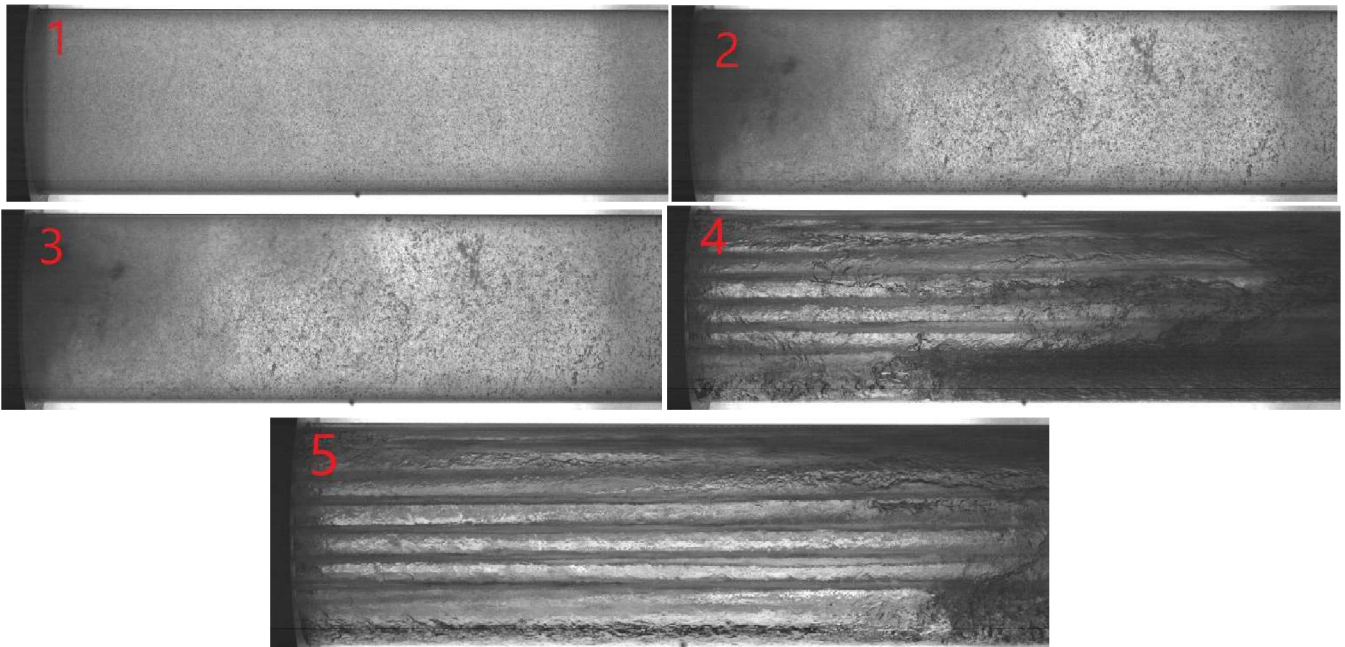


Graf 6: Senzor p2

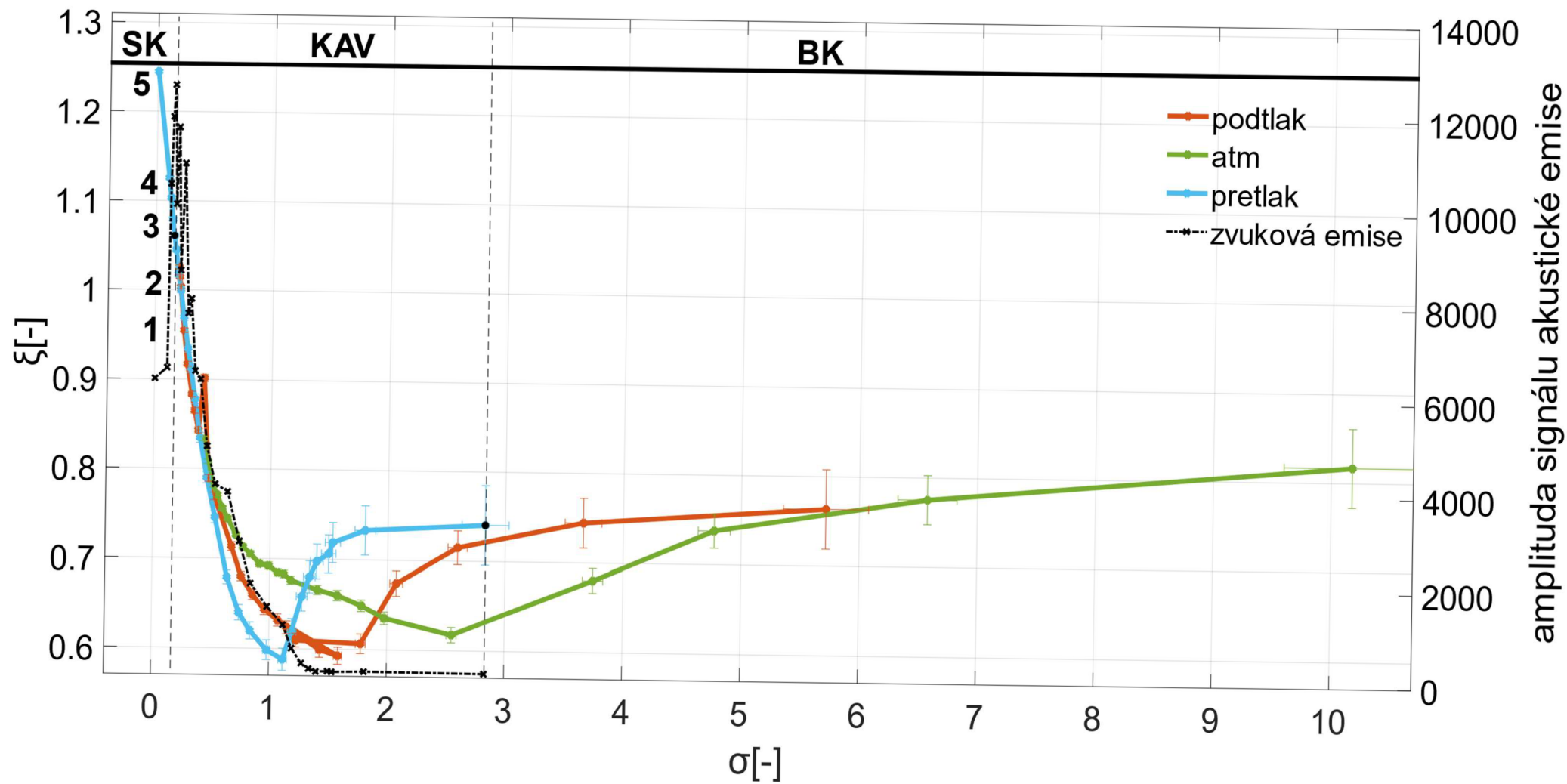
$$\sigma_i = 2,49 \quad \xi_i = 0,52 \quad ; \quad \sigma_{SK} = 0,12 \quad \xi_{SK} = 0,69$$



Graf 7: Snímač ps2

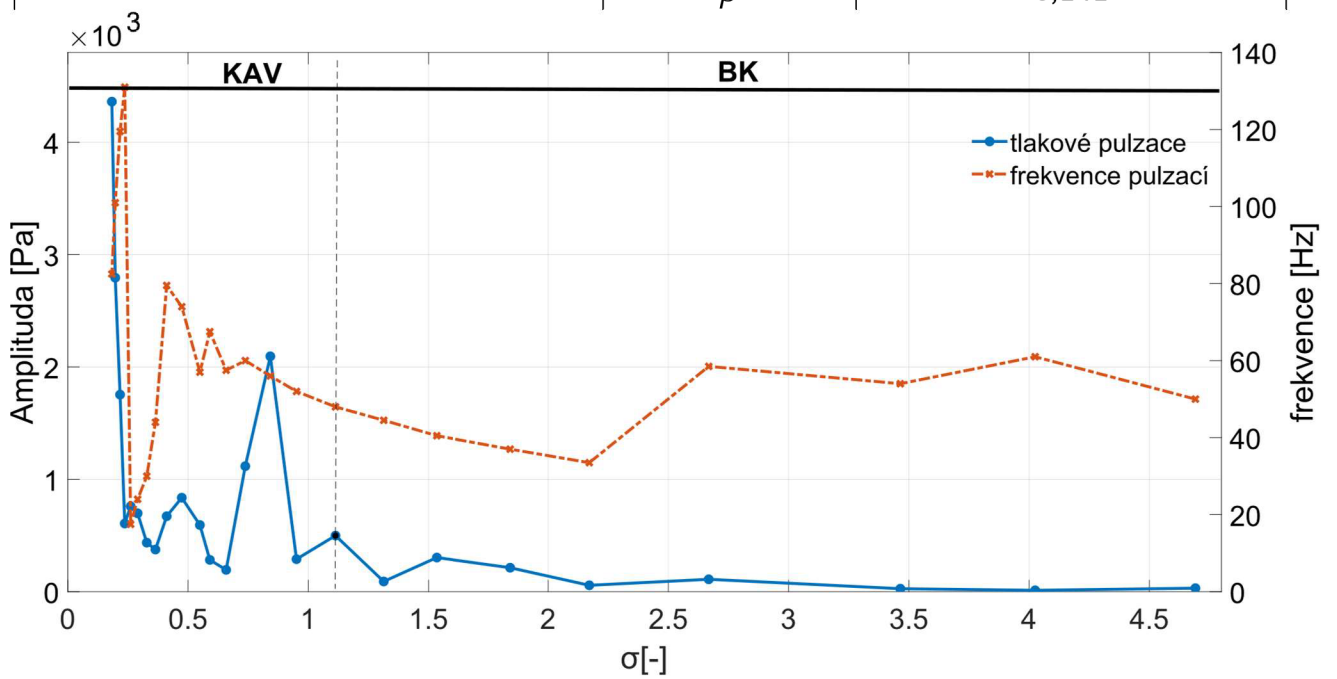
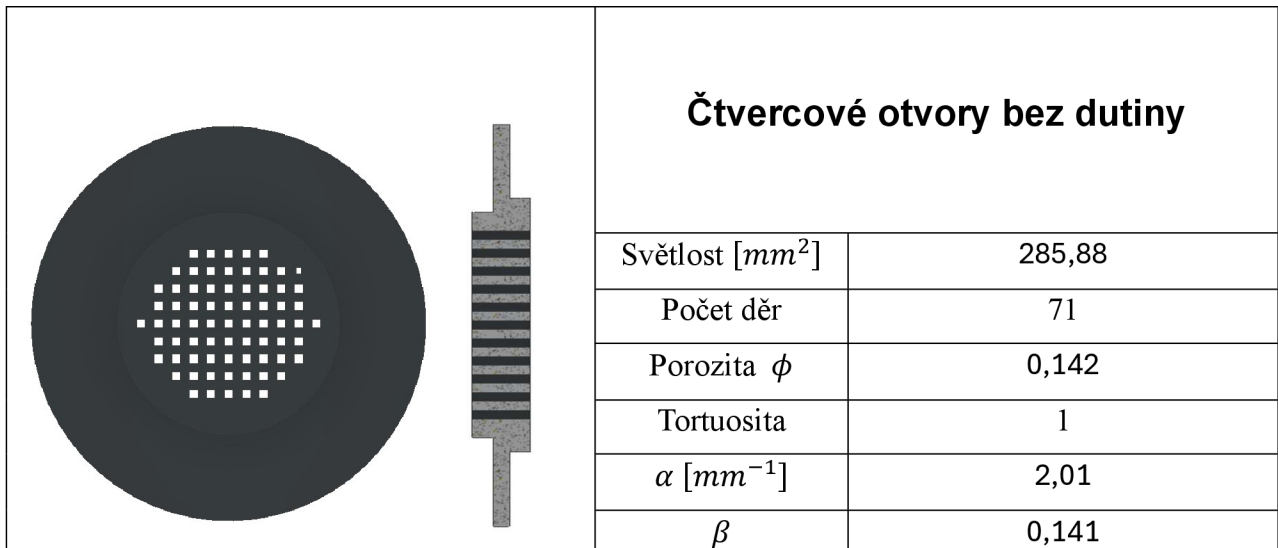




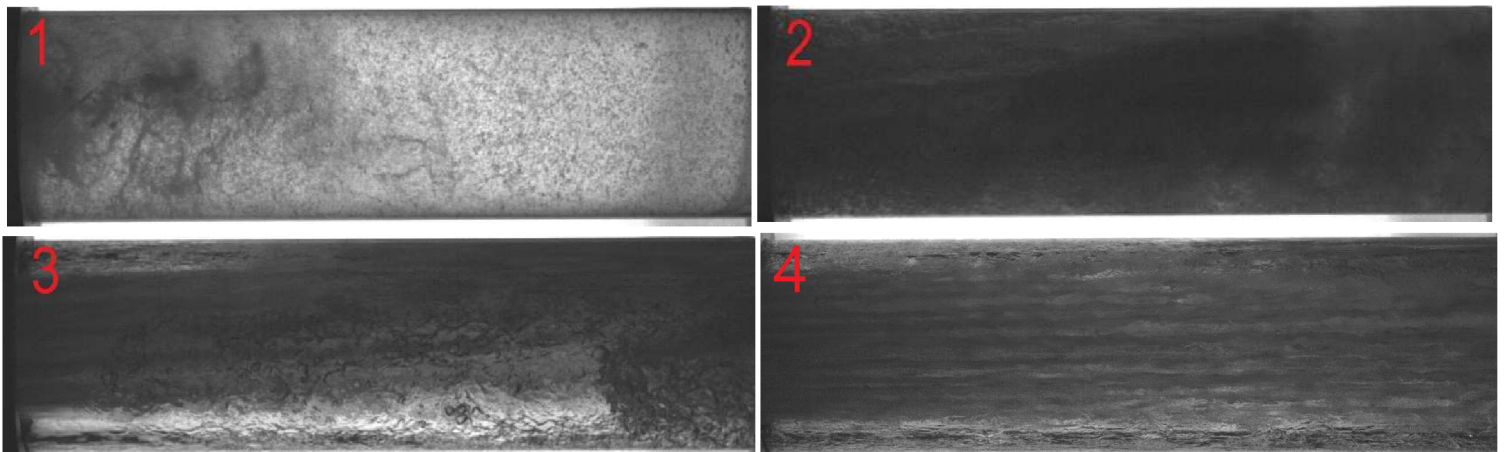


Graf 8: Senzor p2

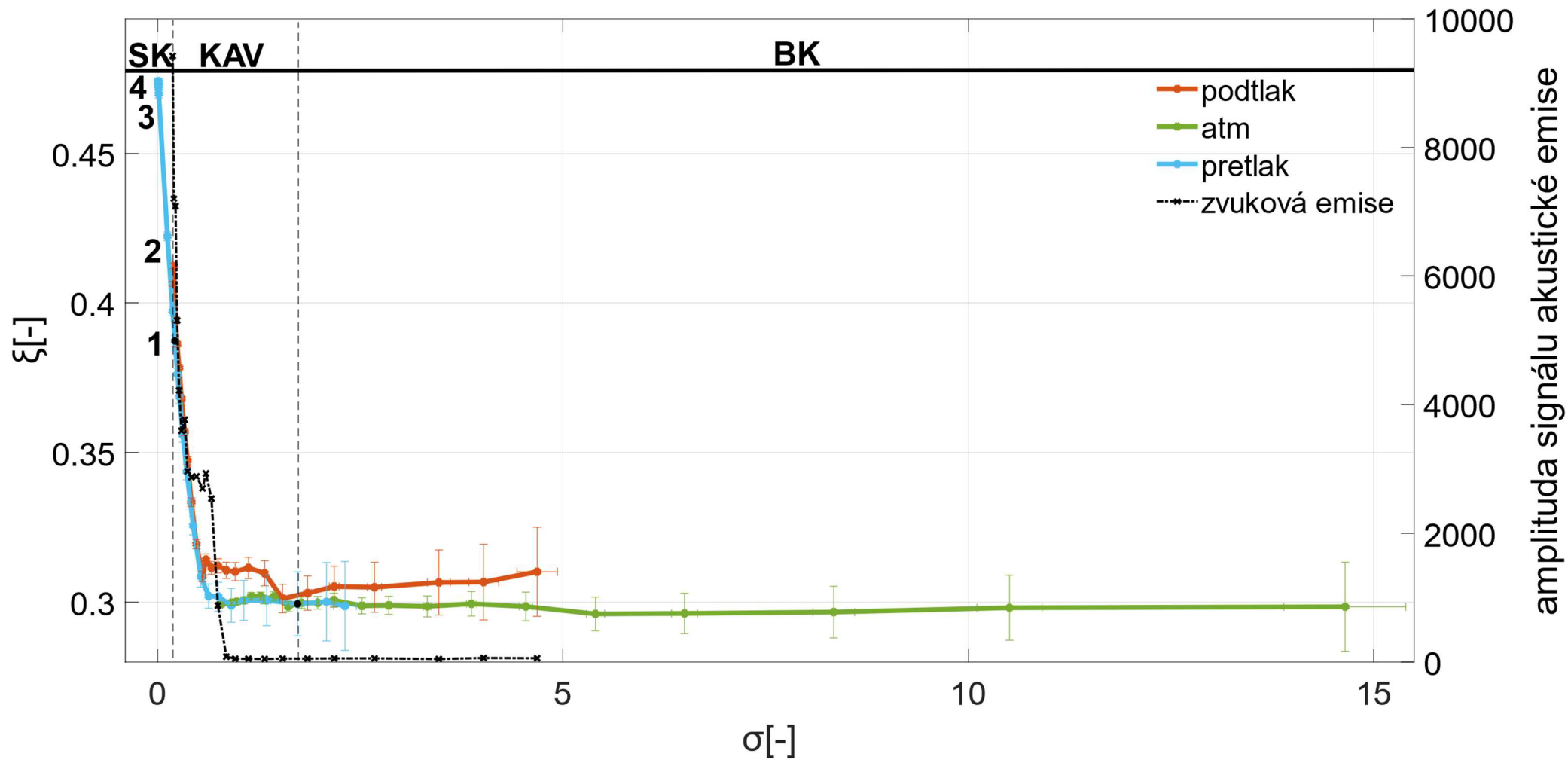
$$\sigma_i = 2,83 \quad \xi_i = 0,74 \quad ; \quad \sigma_{SK} = 0,17 \quad \xi_{SK} = 1,06$$



Graf 9: Senzor ps2

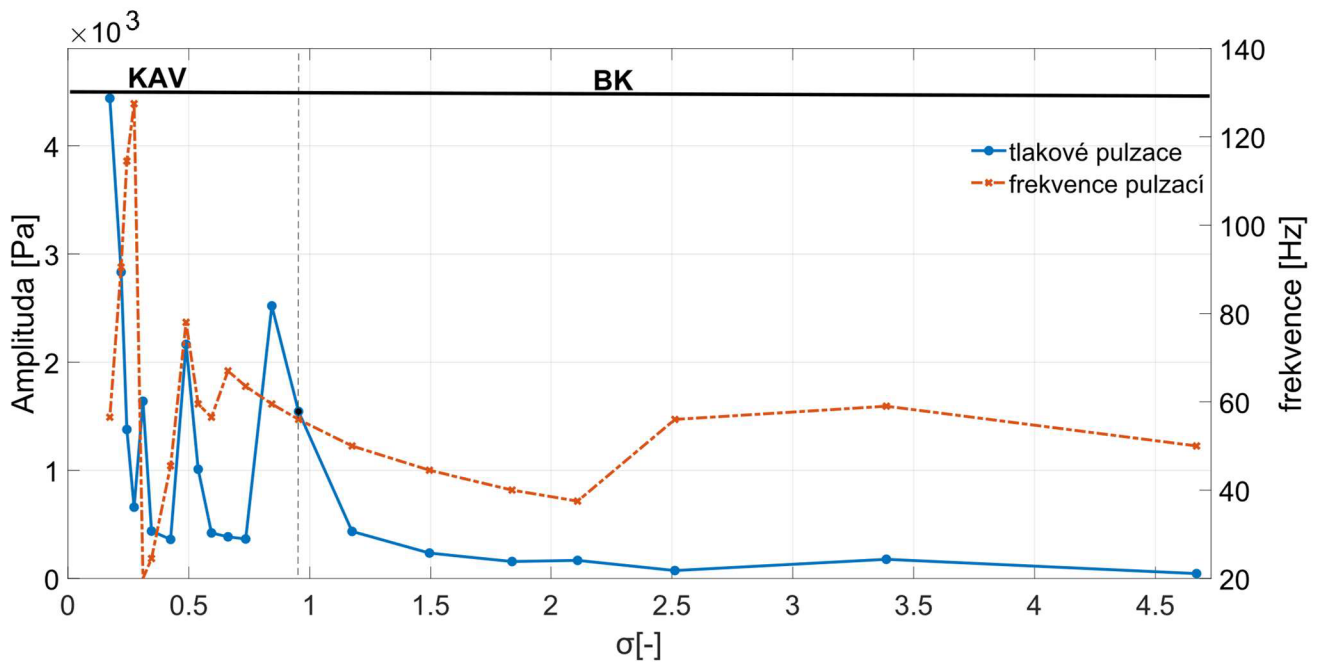
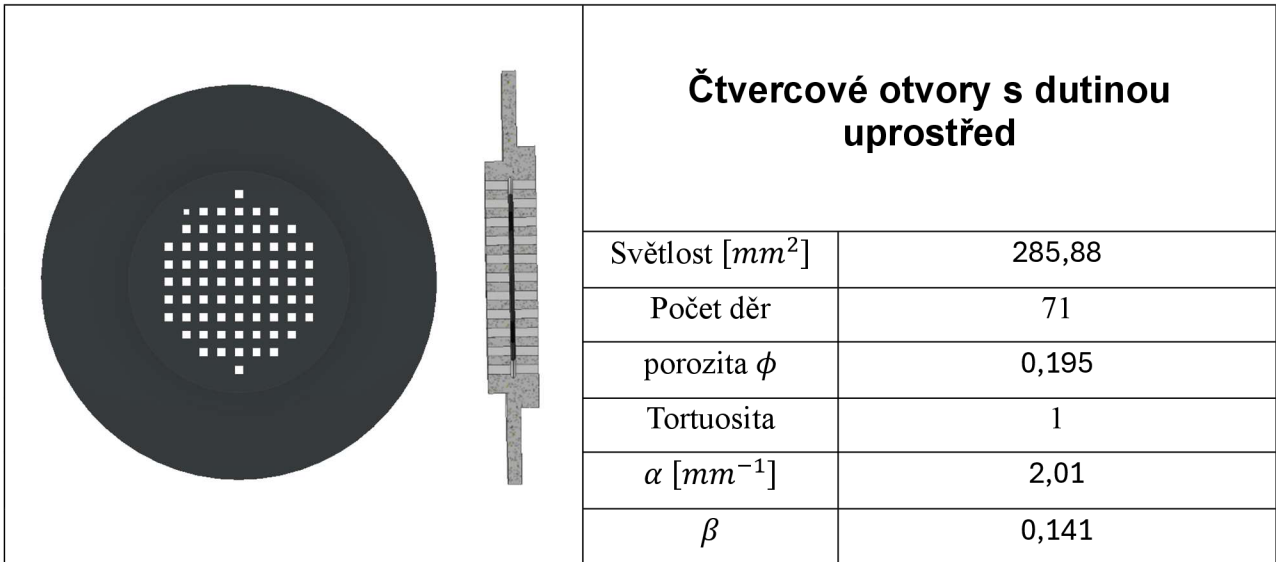




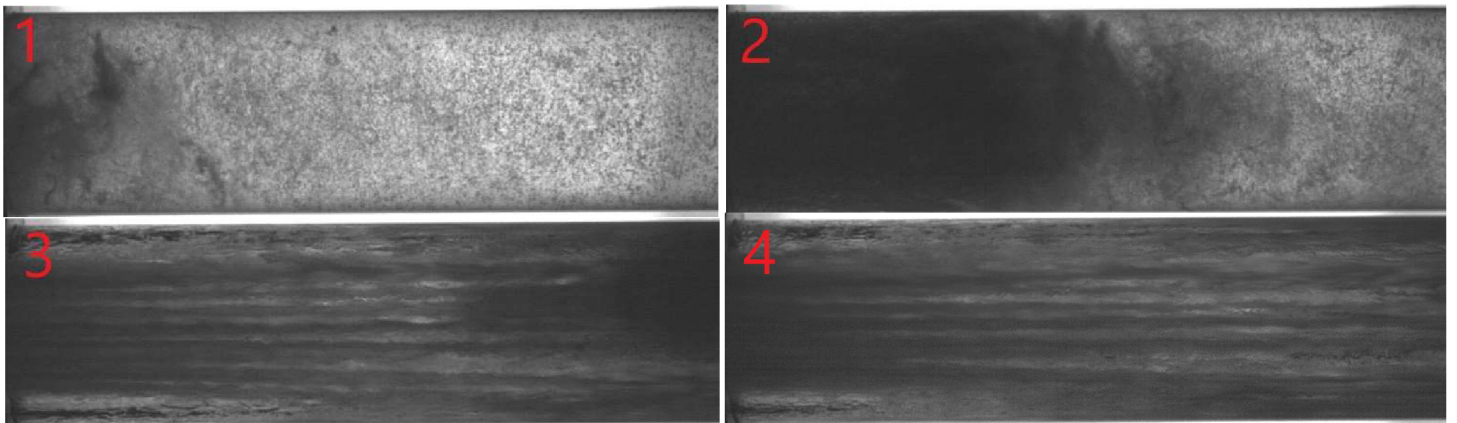


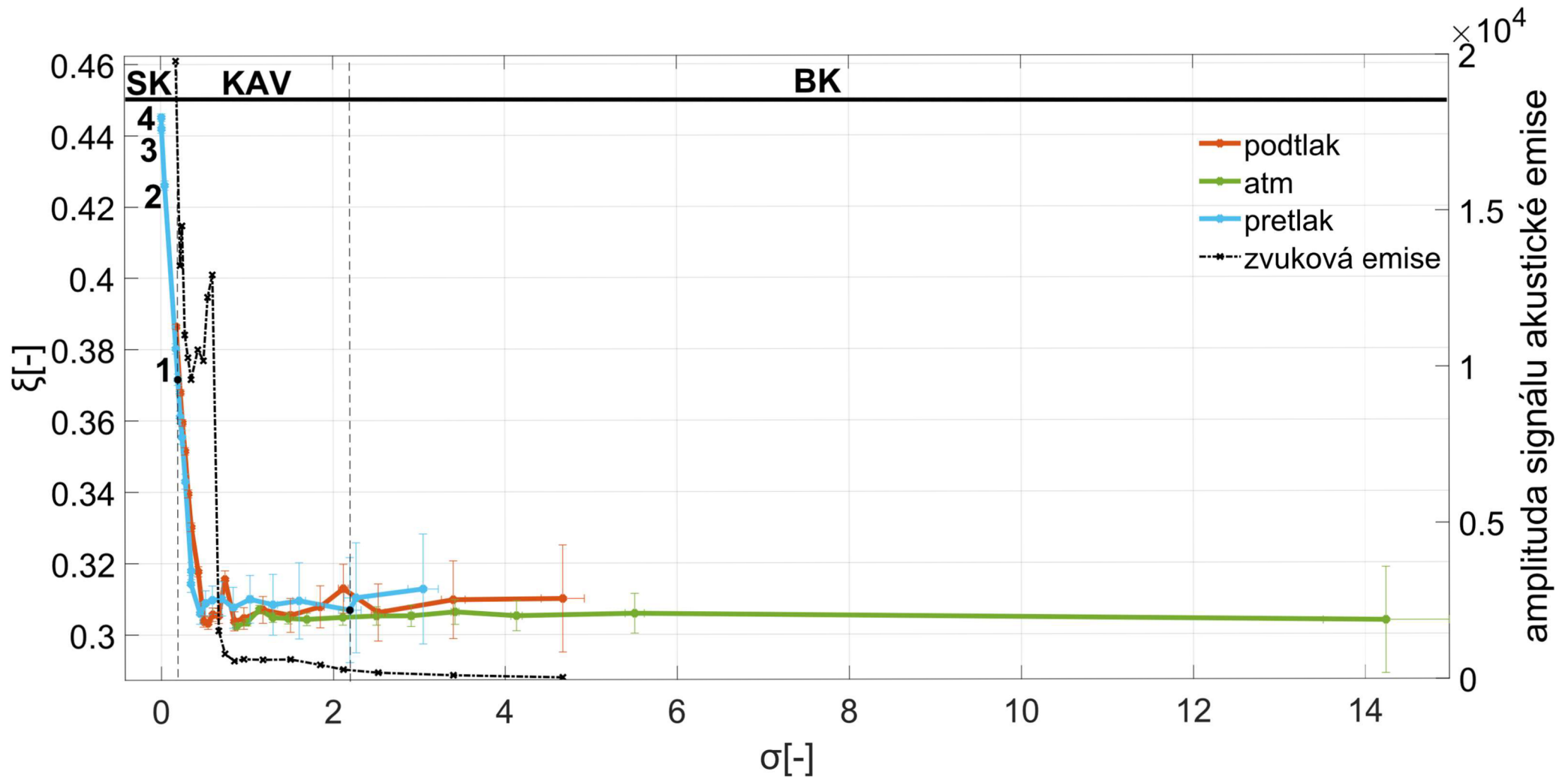
Graf 10: Senzor p2

$$\sigma_i = 1,72 \quad \xi_i = 0,3 \quad ; \quad \sigma_{SK} = 0,21 \quad \xi_{SK} = 0,39$$



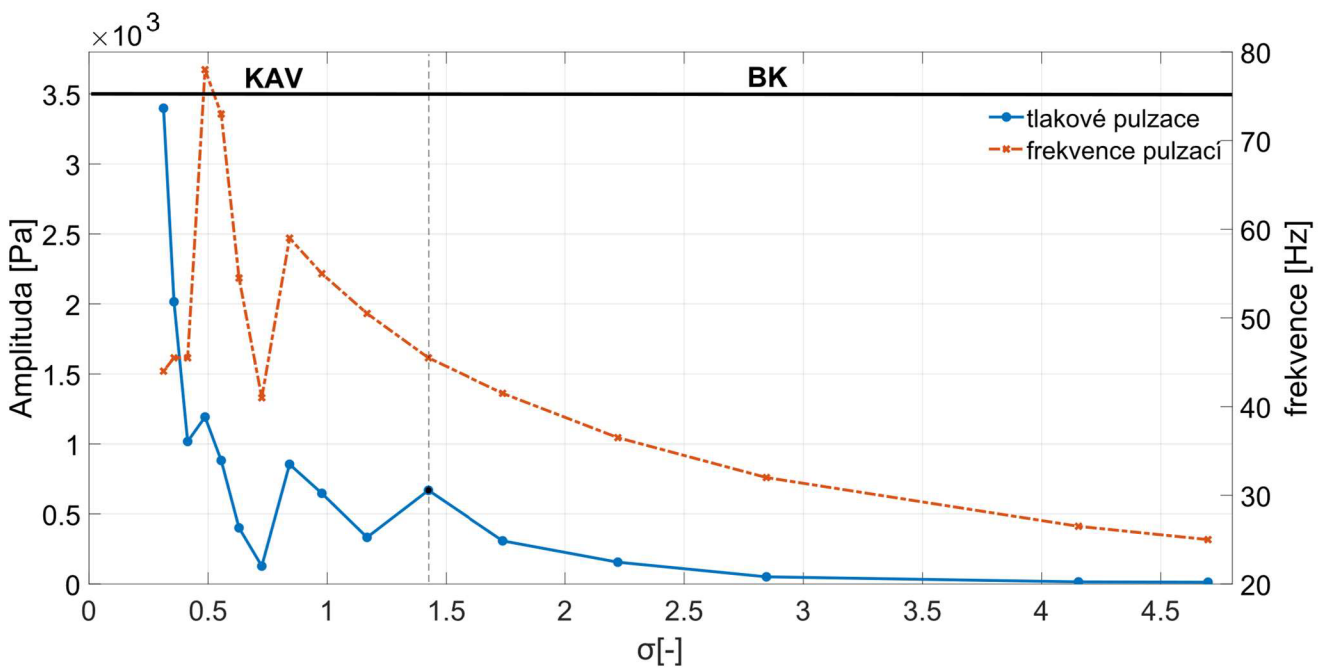
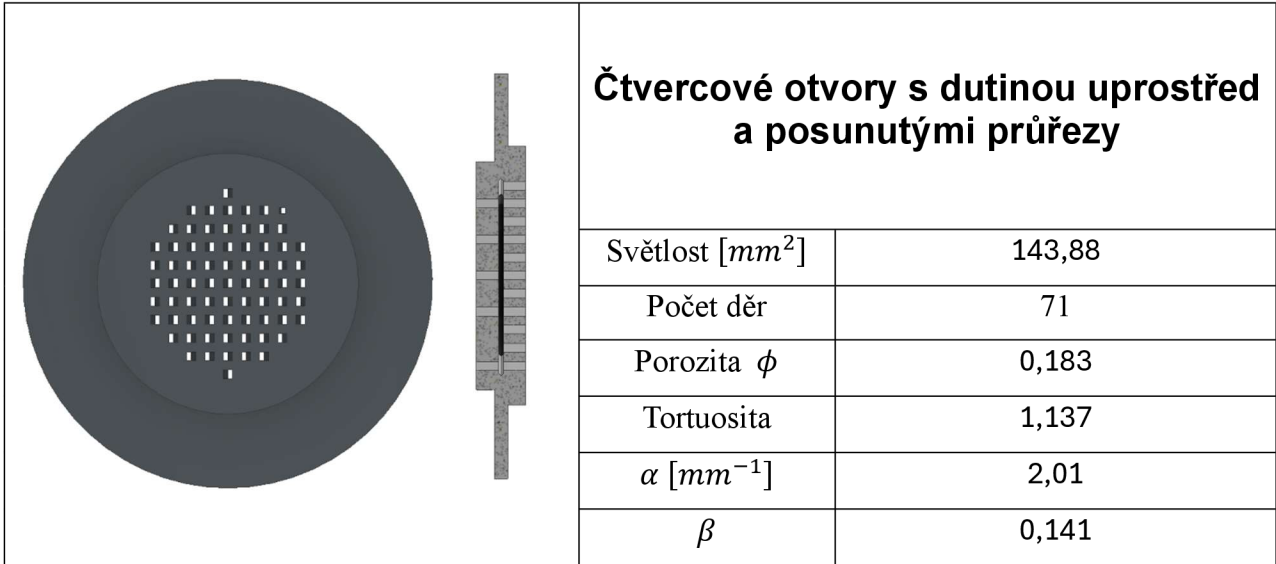
Graf 11: Senzor ps2



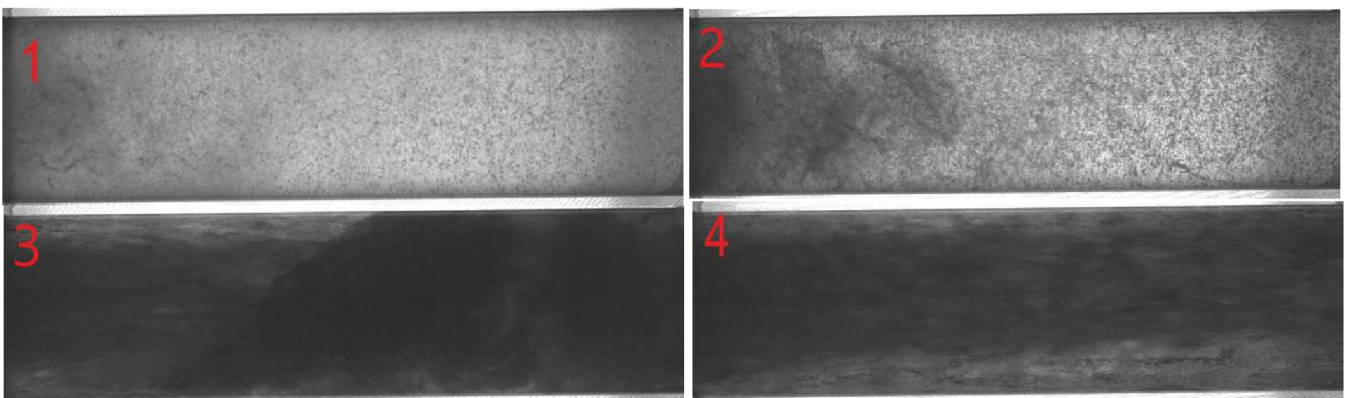


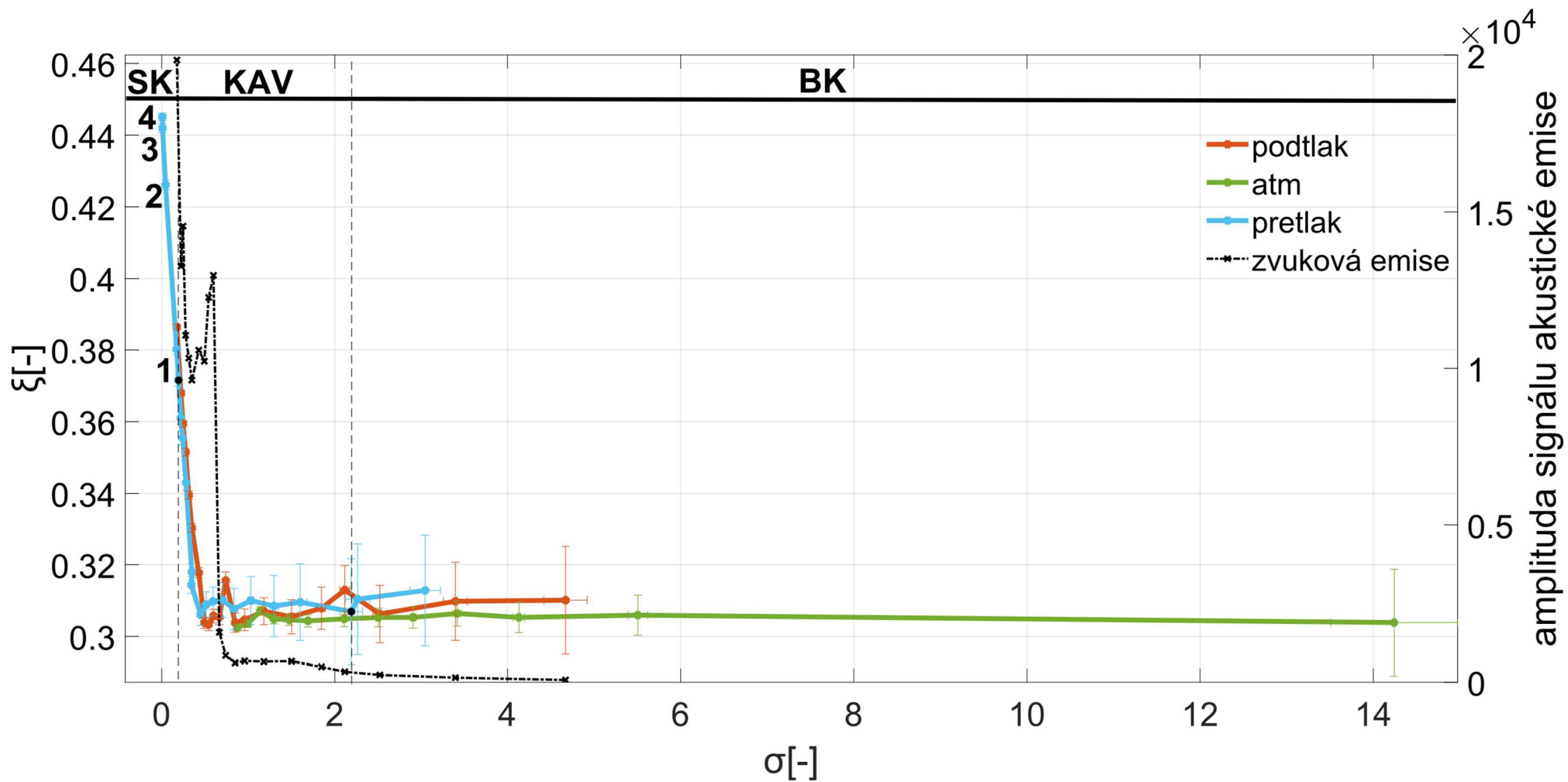
Graf 12: Senzor p2

Kritické hodnoty:  $\sigma_i = 2,19$   $\xi_i = 0,31$  ;  $\sigma_{SK} = 0,2$   $\xi_{SK} = 0,37$



Graf 13: Senzor ps2





Graf 14: Senzor p2

$$\sigma_i = 2,25 \quad \xi_i = 0,47 \quad ; \quad \sigma_{SK} = 0,14 \quad \xi_{SK} = 0,6$$

## 6.2 Porovnání clonek

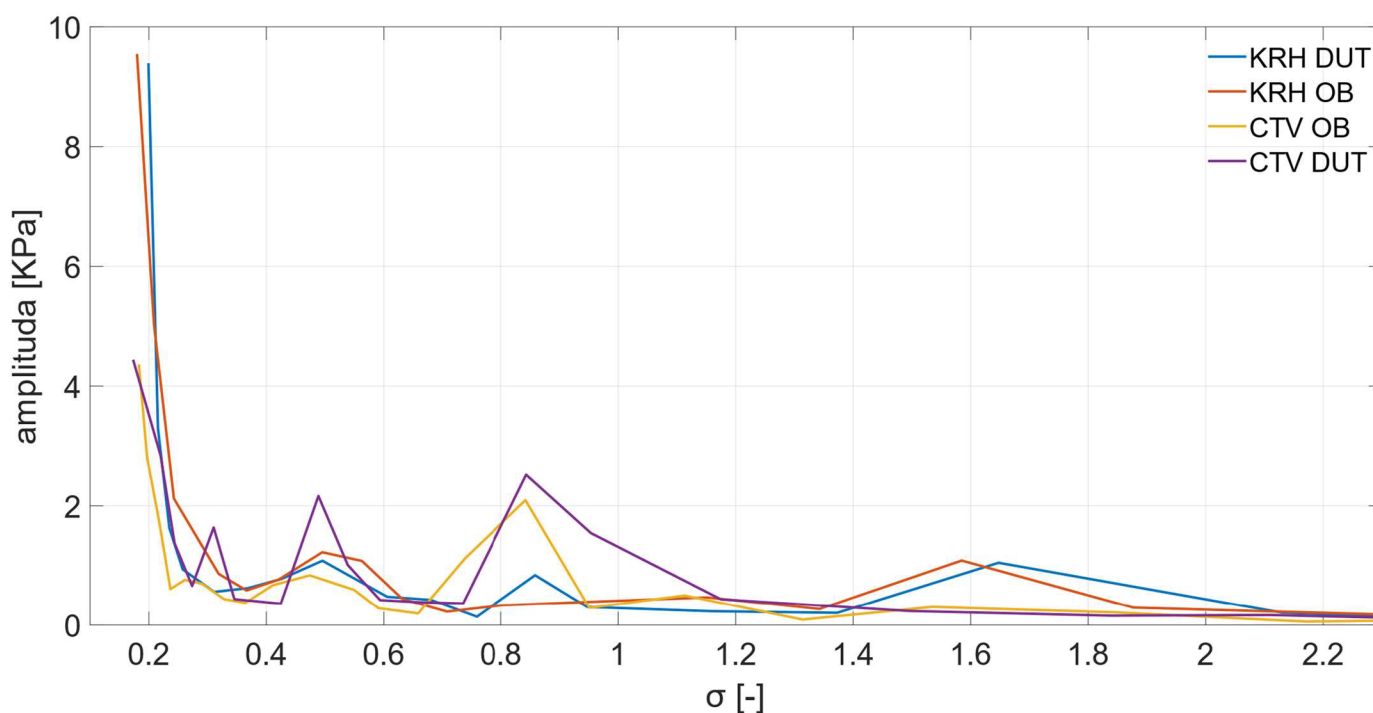
Clonky byly vzájemně porovnány na základě tří srovnávacích parametrů. Dynamická data byla porovnána na základě hodnoty maximálních amplitud pulzací ku kavitačnímu číslu. Hydraulická data byla porovnána závislostí ztrátového součinitele na kavitačním čísle a závislostí ztrátového výkonu na průtoku.

### 6.2.1 Tlakové pulzace

Tlakové pulzace clonek naměřené pomocí piezo-snímačů byly zpracovány pomocí FFT, přičemž byla vyhodnocena maximální hodnota amplitudy pulzací a její frekvence v každém bodu měření pro každou clonku. Vzájemné porovnání clonek bylo rozděleno na dvě části:

- porovnání clonek se stejnou světlostí
- porovnání clonek s rozdílnými světlostmi

Na prvním grafu (graf 15) se nachází porovnání tlakových pulzací clonek se stejnou světlostí měřených senzorem ps2 v atmosférickém tlaku.



Graf 15: Porovnání tlakových pulzací u clonek se stejnou světlostí

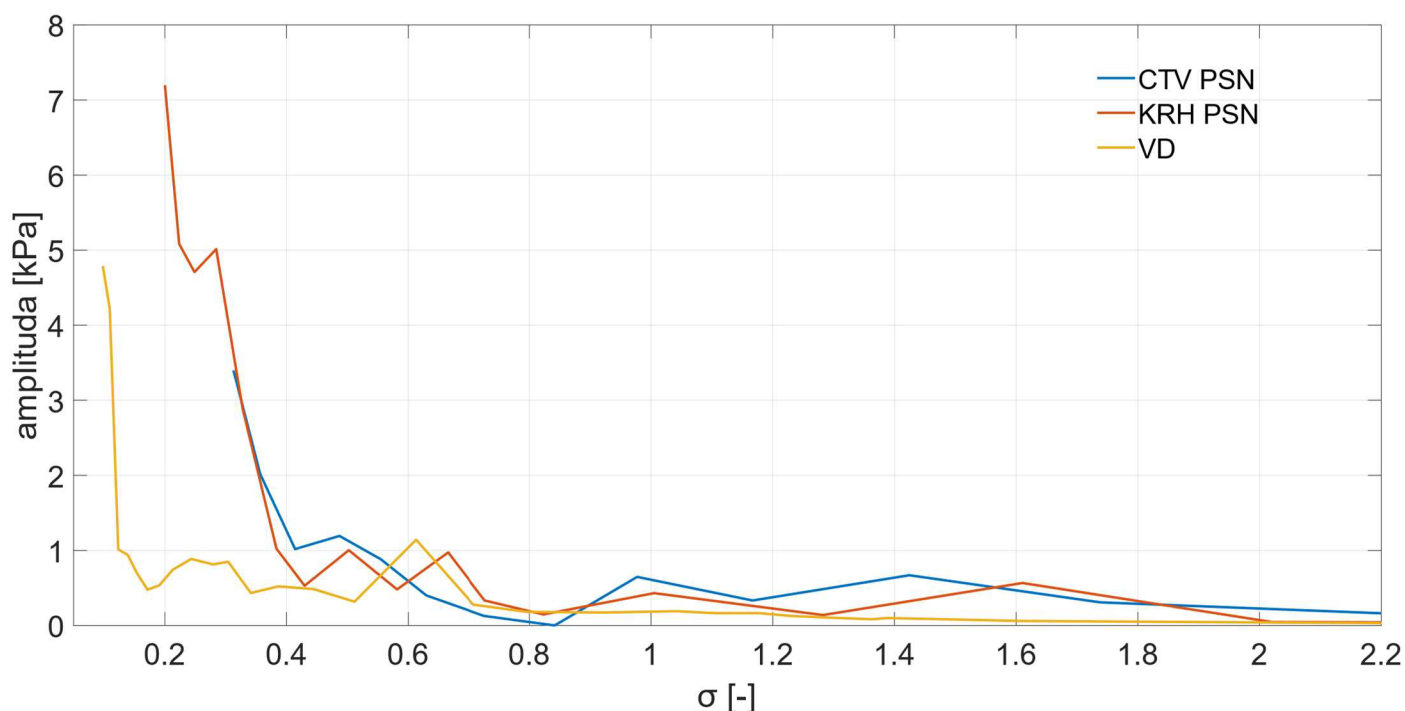
V grafu jsou zobrazeny hodnoty pulzací pro kavitační číslo od 0 do 2,3, protože pro vyšší hodnoty kavitačního čísla nebyly mezi clonkami žádné výrazné rozdíly. K počátku kavitace došlo u všech clonek v blízkosti hodnoty  $\sigma_i = 1$  (viz. grafy 2,4,10,12).

Z grafu je patrné, že mezi clonkami v rozmezí  $\sigma = 4,4 - 2,2$  není zásadní rozdíl. K nárůstu hodnot maximálních amplitud pulzací dochází přibližně pro stejné hodnoty kavitačního čísla, kdy clonka se čtvercovými otvory a dutinou uprostřed má vyšší hodnoty amplitud pulzací ve srovnání s ostatními clonkami. Zásadní rozdíl mezi nastává pro hodnoty kavitačního čísla  $\sigma = 0,4$  a nižší. V této oblasti vzkazují clonky s kruhovým průřezem výrazně vyšší hodnoty amplitud pulzací oproti clonkám

se čtvercovými průřezy. Rozdíly mezi clonkami, o stejném tvaru průřezu, s dutinou a bez ní jsou minimální.

Na druhém grafu (graf 16) se nachází porovnání clonek s rozdílnými světlostmi. Jedná se o clonky s posunutými osami otvorů a o clonku s Ventouriho dýzami. Pulzace byly opět měřeny pomocí snímače ps2 za atmosférického tlaku.

Hodnoty kavitačního čísla počátku kavitace se mezi clonkami výrazně liší. U clonky s posunutými čtvercovými otvory došlo k počátku kavitace pro  $\sigma_i = 1,4$ , u clonky s Ventouriho dýzami okolo hodnoty  $\sigma_i = 1,25$ . U clonky s posunutými kruhovými otvory okolo hodnoty  $\sigma_i = 0,8$ , což je nejnižší hodnota  $\sigma_i$  v atmosférickém tlaku ze všech clonek. Tyto hodnoty byly získány z grafů 5,7,13.



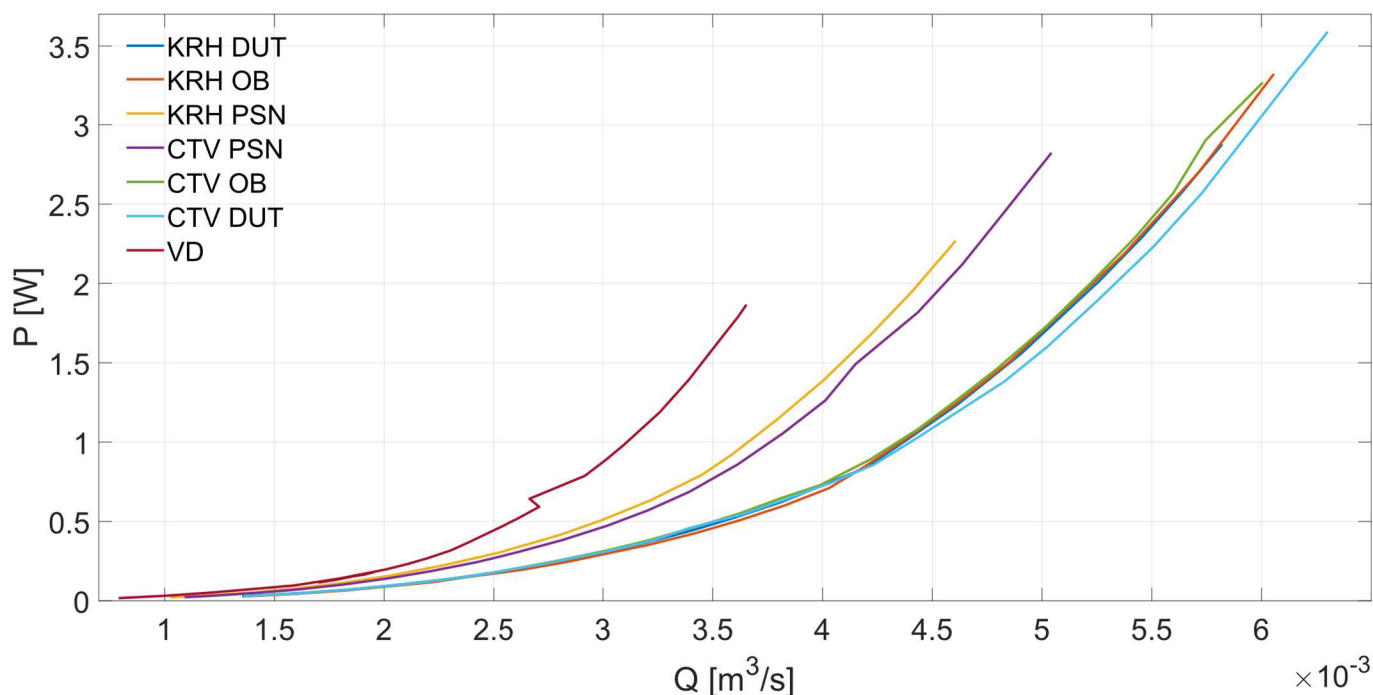
Graf 16: Porovnání tlakových pulzací u clonek rozdílnou světlostí

V grafu 16 jsou zobrazeny hodnoty pulzací pro hodnotu kavitačního čísla nižší než 2,5, pro vyšší hodnoty clonky mezi sebou nevykazují výrazné rozdíly. Hodnoty pulzací clonek se začínají výrazně lišit od hodnoty kavitačního čísla 0,6 a níže. V této oblasti má clonka s posunutými kruhovými otvory výrazně vyšší hodnoty tlakových pulzací oproti ostatním dvěma clonkám. Rozdílné je i chování clonky s Ventouriho dýzami u které dochází ke strmému nárůstu tlakových pulzací pro výrazně nižší kavitační čísla ve srovnání se zbylými dvěma clonkami.

Při celkovém porovnání všech clonek lze říct, že clonky s kruhovým tvarem otvorů, nezávisle na světlosti vykazují oproti ostatním výrazně vyšší hodnoty maximálních amplitud tlakových pulzací. Zároveň s klesající světlostí klesá i hodnota maximální dosažené hodnoty pulzací, avšak vliv geometrie otvoru má na hodnoty amplitud výrazně větší vliv než světlost clonek. K výše zmíněným rozdílům dochází pro nízké hodnoty kavitačního čísla, kdy je kavitace ve všech případech už plně vyvinuta. Pro vyšší hodnoty kavitačního čísla mezi clonkami výrazný rozdíl není.



## 6.2.2 Ztrátový výkon



Graf 17: Závislost ztrátového výkonu na průtoku

Ztrátový výkon byl získán z hydraulických dat jako součin průtoku s rozdílem hodnot na tlakovém snímači p1 a p8, kdy pro porovnání byly použity hodnoty naměřené v atmosférickém tlaku, z důvodu jejich nejširší škály pokrytí různých hodnot průtoků. Z grafu (Graf 17) ve kterém jsou porovnány všechny clonky, lze vyvodit, že zásadní vliv na hodnotu ztrátového výkonu má světlost, kdy na clonkách s její nižší hodnotou dochází k větší disipaci energie. Rozdílné chování v tomto směru vykazuje clonka s posunutými kruhovými otvory, jejíž průběh ztrátového výkonu se hodnotově blíží ztrátovému výkonu clonky s posunutými čtvercovými průřezy i přesto, že má ze všech clonek nejnižší světlost. Jako energeticky nejnáročnější vychází clonka s Ventouriho dýzami, která ve srovnání se skupinou clonek s největší světlostí má trojnásobnou hodnotu ztrátového výkonu a ve srovnání se clonkou s posunutými kruhovými průřezy má ztrátový výkon 1,5krát větší.

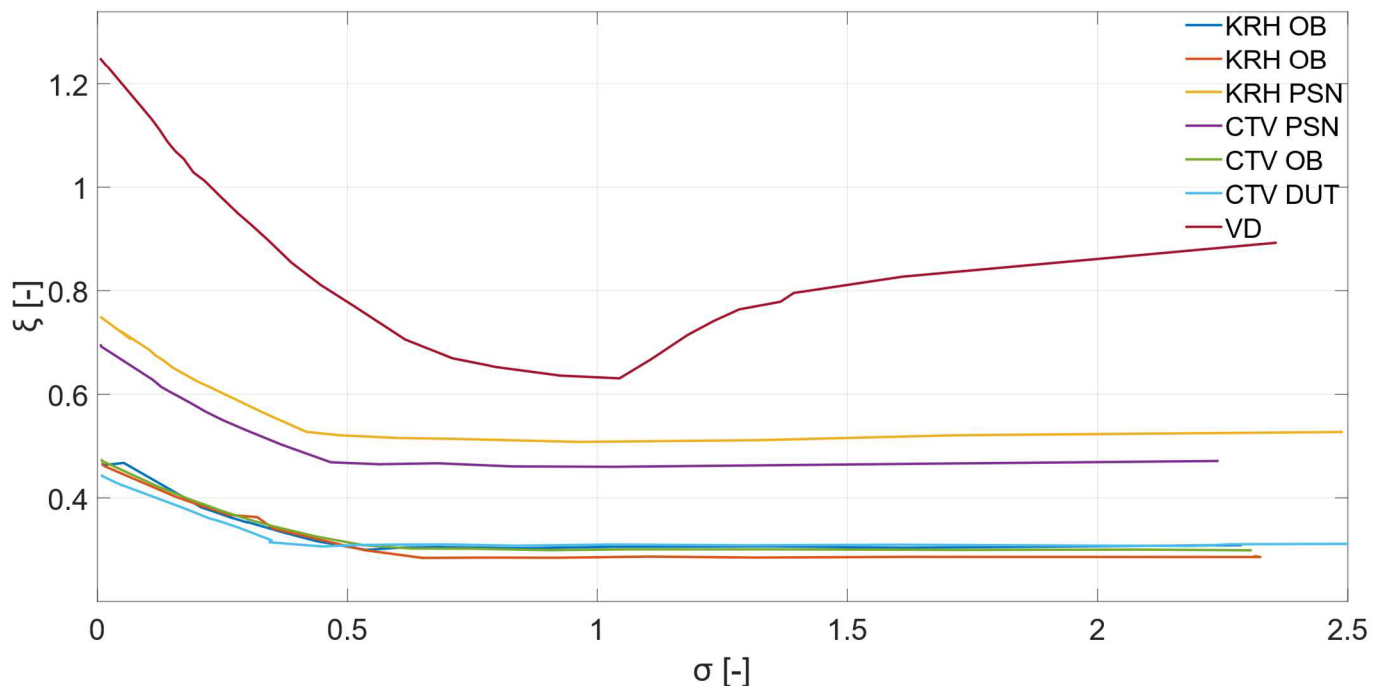
## 6.2.3 Obrazový záznam

Z obrazového záznamu lze vyzpozorovat, že v oblasti plně rozvinuté kavitace a v oblasti přechodu do superkavitace, není mezi clonkami zásadní rozdíl. Tato oblast je zobrazena na fotografiích, které jsou označeny číslicemi 1 a 2 u grafů s hydraulickými veličinami (grafy 2, 4, ..., 14). Pouze v případě clonky s Ventouriho dýzami (graf. 8- foto. 2) je hustota kavitačního mraku nižší, než je tomu u ostatních clonek. U všech clonek v této oblasti dochází k viditelnému periodickému odtrhávání vírových struktur z kavitačního mraku, který se nachází ve středu průřezu potrubí. Rozdílný charakter proudění za clonkou má pouze clonka s posunutými kruhovými otvory (graf 6. – foto.2), která svojí geometrií rozrotovává proud vody za ní. To má vliv na tvar trajektorie bublin v blízkosti povrchu potrubí, jejichž pohyb má charakter spirály.

V oblasti superkavitace (fotografie s číslem 3 případně 4/5 u grafů 2, 4, ..., 14) vykazují rozdílné chování clonky s posunutými otvory. Zatímco všechny ostatní clonky mají jasně viditelné od sebe oddělené proudy vody, tak proudy vody clonek s posunutými průřezy splývají do sebe a jeví se jako silně turbulentní.



## 6.2.4 Ztrátový součinitel



Graf 18: Závislost ztrátového součinitele na kavitačním čísle

Na základě Dracy-Weisbachova vztahu má průběh závislosti ztrátového součinitele na kavitačním čísle (graf 18) stejný charakter jako průběh ztrátového výkonu na průtoku, proto se vzájemné porovnání těchto dvou částí značně podobá. K porovnání byla vybrána data naměřená za podtlaku v měřícím okruhu. Clonka s Ventouriho dýzami má hodnotu ztrátového součinitele výrazně nejvyšší. Na jejím průběhu je nestandardní výrazný pokles hodnoty ztrátového součinitele v oblasti počátku kavitace (oblast hodnoty kavitačního čísla od 1,25 do 0,6 pro hodnoty měřené v podtlaku). Zároveň také při porovnání jednotlivých výsledků hodnot ztrátového součinitele pro clonku s Ventouriho dýzami ze všech tří fází měření (Graf 8) je chování této clonky v porovnání s ostatními značně nestandardní. Konkrétně tato clonka jako jediná byla měřena dvakrát a oba sety dat mají stejný průběh hodnot ztrátového součinitele.

Při porovnání clonek na základě světlosti se jako nejefektivnější jeví clonka s posunutými kruhovými otvory. Jedná se o clonku s nejmenší světlostí, a proto by se dalo očekávat, že hodnoty ztrátového součinitele by se měly podobat hodnotám clonky s Ventouriho dýzami. Avšak oproti ní má hodnotu  $\xi$  výrazně nižší. A blíží se clonce s posunutými obdélníkovými průřezy, která má větší světlost. Je však otázkou, zda a v jaké míře jsou hodnoty clonky s Ventouriho dýzami nestandardní.

Ztrátový součinitel clonky s posunutými čtvercovými otvory je vzhledem k její světlosti v poměru se ztrátovým součinitelem clonek s největší světlostí a žádné nestandardní chování nevykazuje.

Z grafu 18 lze také vyvodit, že vliv tvaru otvoru, nebo porozita nemá významný vliv na hodnotu ztrátového součinitele, kdy clonky se stejnou světlostí vykazují podobné průběhy hodnot i velikost ztrátového součinitele.

## 7 Závěr

Cílem bakalářské práce bylo provést rešerši, navrhnout clonky s porézní strukturou a následně experimentálně ověřit vznik a průběh kavitace. Rešerše byla provedena pro různé parametry pomocí kterých lze definovat strukturu porézního materiálu. Dále bylo navrženo celkem sedm clonek s různými tvary otvorů v příčném průřezu, světlostmi, různým počtem otvorů a různou vnitřní strukturou. Tisk clonek proběhl na SLA 3D tiskárně, která byla zvolena z důvodu nejvyšší přesnosti tisku, vysoké geometrické náročnosti clonek na výrobu.

Měření probíhalo v hydraulickém okruhu ve třech fázích, kdy každá z clonek byla proměřena nejprve při tlaku 50 kPa, následně při atmosférickém tlaku, a nakonec při tlaku 350kPa. Tím bylo dosaženo kompletního zaznamenání všech kavitujiících i nekavitujiících fází proudění. Každá z fází měření clonky začala při průtoku určeném volnoběžnými otáčkami čerpadla a následně se průtok zvyšoval o 0,2 l/s, až do dosažení maximálních možných tlaků v trati.

U každé z clonek byly vyhodnoceny hydraulické a dynamické veličiny a byl pořízen vizuální záznam vzniklé kavitace. Clonky byly mezi sebou porovnány na základě geometrie, kavitačního čísla, ztrátového součinitele, ztrátového výkonu a maximální hodnoty pulzací v jednotlivých bodech měření.

Předpokládaný průběh grafu ztrátového součinitele na kavitačním čísle by měl mít přibližně lineární průběh v oblasti bez kavitace, v oblasti částečně rozvinuté kavitace by se měl ztrátový součinitel mírně snížit. Následně s větším rozvojem kavitace by měl začít strmě růst, až do oblasti superkavitace, kdy by se měl jeho růst zastavit. Toto chování je splněno u všech clonek, jedinou odchylku v tomto smyslu vykazuje clonka s Ventouriho dýzami, kde oblast bez kavitace není lineární a pokles ztrátového součinitele v oblasti počátku kavitace je značně výrazný.

Hodnota ztrátového součinitele závisí zejména na světlosti clonek, kdy clonky s nejvyšší světlostí vykazují nejnižší hodnotu ztrátového součinitele, který roste s klesající světlostí. Z měření lze vyvodit, že kromě světlosti, žádný další srovnávací parametr nemá zásadní vliv na hodnotu ztrátového součinitele.

Hodnoty ztrátového výkonu přímo závisí na hodnotách ztrátového součinitele, proto závěry, které je možné vyvodit ze srovnání clonek na základě ztrátového výkonu, se shodují se závěry získanými porovnáním clonek na základě ztrátového součinitele. Tedy, že zásadní vliv na hodnotu ztrátového výkonu má světlost, přičemž ostatní charakteristiky významný vliv nemají.

Hodnoty maximálních amplitud tlakových pulzací jsou po většinu fází proudění pro všechny clonky stejné, rozdíly nastávají pro nízké hodnoty kavitačního čísla při vzniku plně rozvinuté kavitace. Nejvyšší hodnoty amplitud tlakových pulzací v této oblasti vykazují clonky s kruhovým tvarem otvorů. Zároveň pro clonky se stejným tvarem otvorů platí, že s klesající světlostí klesá i maximální dosažená hodnota tlakových pulzací. Z měření lze vyvodit, že na hodnotu maximálních tlakových pulzací v oblasti plně vyvinuté kavitace má zásadní vliv geometrický tvar otvorů a částečný vliv světlost. Ostatních porovnávací parametry charakterizující geometrii neměl žádný zásadní vliv na rozdílné charakteristiky mezi clonkami.

Z vizuálního záznamu lze poznat, že množství malých bublin při plně rozvinuté kavitaci je menší u clonky s Ventouriho dýzami v porovnání s ostatními clonkami. Rozdíly mezi ostatními clonkami v hustotě bublin sledovat nelze. Odlišné chování oproti ostatním clonkám vykazuje clonka s posunutými kruhovými průřezy, která mírně rozrotovává proud vody a bublin za ní. Clonky s posunutými průřezy se dle vizuálního záznamu liší v oblasti superkavitace, kdy oproti ostatním clonkám mají nejasně oddělené jednotlivé proudy vody, které splývají do sebe.

Při realizaci bakalářské práce byly identifikovány abnormality, které by bylo vhodné podrobněji ověřit. Týká se to zejména clonky s Ventouriho dýzami, jejíž hodnoty hydraulických veličin se svým charakterem výrazně vymykaly. Prostor pro zlepšení by bylo možné najít také v návržení jiné geometrie clonek. Jedná se zejména o vytvoření clonky s větší dutinou uprostřed, protože rozměr dutiny použitý na clonkách v této bakalářské práci neměl vliv na porovnávací čísla a charakter proudění.

## Seznam zkratek

A	plocha
$a, B$	Konstanty
$C_g$	koncentrace plynu v kapalině
$c_w$	měrná tepelná kapacita kapaliny
$c_p$	je měrná tepelná kapacity syté páry
D	difúzní koeficient
$E_b$	Energetická bariéra
H	Hanryho konstanta
k	permeabilita porézního materiálu
n	otáčky
$\Delta p$	rozdíl tlaku jednotlivých snímačů
$\Delta p_c$	rozdíl mezi tlakem uvnitř bubliny a tlakem kapaliny
$p_c$	kritická hodnota tlaku
$p_g$	tlak plynu v bublině
$p_v$	tlak sytých par
$p_0$	tlak v určitém bodě
$p_\infty$	tlak kapaliny
R	poloměr bubliny
$R_c$	kritická hodnota poloměru
$R_m$	univerzální plynová konstanta
$R_0$	poloměr kavitačního zárodku
S	povrchové napětí bubliny
T	torosita
$\Delta t_r$	charakteristický čas
$T_v$	Teplota varu
$T_0$	Teplota v určitém bodě
u	celková chyba
$u_{xA}$	chyba typu A
$u_{xB}$	chyba typu B
v	rychlost
$Y_Z$	ztrátová energie
W	rychlost proudění
$\alpha, \beta, \gamma$	parametry k porovnání geometrie porézního materiálu

$\tau$	Rayleigho čas
$\rho$	hustota
$\rho_l$	hustot kapaliny
$\rho_g$	hustot plynu
$\sigma$	kavitační číslo
$\sigma_i$	kavitační číslo počátku kavitace
$\lambda_l$	teplotní vodivost kapaliny
$\mu$	dynamická viskozita kapaliny
$\kappa$	Poissonova konstanta
$\phi$	pórovitost
$\theta$	kontaktní úhel
$\xi$	ztrátový součinitel
$\chi$	koeficient pro statické rozdělení
BK	oblast bez kavitace
KAV	oblast od začátku kavitace do chvíle rozvoje superkavitace
SK	oblast superkavitace
Podtlak	body měřené při podtlaku v měřicím okruhu
atm	body měřené při atmosférickém tlaku v měřicím okruhu
přetlak	body měřené při přetlaku v měřicím okruhu
tlakové pulzace	maximální amplituda tlakových pulzací
frekvence pulzací	frekvence tlakových pulzací
KRH DUT	clonka s kruhovými otvory a s dutinou uprostřed
KRH OB	clonka s kruhovými otvory bez dutiny
KRH PSN	clonka s kruhovými otvory, s dutinou uprostřed a posunutými průřezy
CTV DUT	clonka se čtvercovými otvory a s dutinou uprostřed
CTV OB	clonka se čtvercovými otvory bez dutiny
CTV PSN	clonka se čtvercovými otvory, s dutinou uprostřed a posunutými průřezy
VD	clonka s Ventouriho dýzami
$\sigma_i$	hodnota kavitační číslo počátku kavitace
$\xi_i$	hodnota ztrátového součinitele počátku kavitace
$\sigma_k$	hodnota kavitační číslo počátku superkavitace
$\xi_k$	hodnota ztrátového součinitele počátku superkavitace

## Citace

- [1] NOSKIEVIČ, Jaromír. Kavítace. Praha: Academia, 1969.
- [2] D'AGOSTINO, Luca a SALVETTI, Maria Vittoria (ed.). *Fluid Dynamics of Cavitation and Cavitating Turbopumps*. 1. Springer Vienna, 2010. ISBN 978-3-211-99920-2.
- [3] FRANC, Jean-Pierre a MICHEL, Jean-Marie. *Fundamentals of Cavitation*. Springer, 2006. ISBN 978-1-4020-2233-3.
- [4] BRENNEN, Christopher Earls. *Cavitation and Bubble Dynamics*. Cambridge University Press, 2013. ISBN 0-19-509409-3.
- [5] YU, Leng; VLACHOS, Pavlos P; JUANES, Ruben a GOMEZ, Hector. Cavitation in a soft porous material. Online. PNAS Nexus. 2022, s. 8. Dostupné z: <https://hdl.handle.net/1721.1/148584>. [cit. 2023-11-09].
- [6] MØRCH, K.A. Cavitation Nuclei: Experiments and Theory. Online. Journal of Hydrodynamics. 2009, roč. 2009, č. 21, s. 14. Dostupné z: [https://doi.org/10.1016/S1001-6058\(08\)60135-3](https://doi.org/10.1016/S1001-6058(08)60135-3). [cit. 2023-11-09].
- [7] SONG, Yongxing; HOU, Ruijie; ZHANG, Weibin a LIU, Jingting. Hydrodynamic cavitation as an efficient water treatment method for various sewage: - A review. Online. Water Science and Technology. 2022, roč. 86, č. 2, s. 302-320. ISSN 0273-1223. Dostupné z: <https://doi.org/10.2166/wst.2022.201>. [cit. 2023-11-15].
- [8] ASAITHAMBI, Niveditha; SINGHA, Poonam; DWIVEDI, Madhuresh a SINGH, Sushil K. Hydrodynamic cavitation and its application in food and beverage industry: A review. Online. Journal of Food Process Engineering. 2019, roč. 42, č. 5, s. 14. ISSN 0145-8876. Dostupné z: <https://doi.org/10.1111/jfpe.13144>. [cit. 2023-11-15].
- [9] Cavitation based cleaner technologies for biodiesel production and processing of hydrocarbon streams: A perspective on key fundamentals, missing process data and economic feasibility – A review: Online. Ultrasonics Sonochemistry. 2022, roč. 2022, č. 88, s. 17. ISSN 1350-4177. Dostupné z: <https://doi.org/10.1016/j.ultsonch.2022.106081>. [cit. 2023-11-15].
- [10] DYNESHWAR, Ghayal; PANDIT, Aniruddha B. a RATHOD, Virendra K. Optimization of biodiesel production in a hydrodynamic cavitation reactor using used frying oil. Online. Ultrasonics Sonochemistry. 2013, roč. 2013, č. 20, s. 322-328. ISSN 1350-4177. Dostupné z: <https://doi.org/10.1016/j.ultsonch.2012.07.009>. [cit. 2023-11-19].
- [11] KUMAR, Senthil; KUMAR, Siva a PANDIT, A.B. Experimental quantification of chemical effects of hydrodynamic cavitation. Online. Chemical Engineering Science. 2000, roč. 2000, č. 55, article 9, s. 1633-1639. ISSN 0009-2509. Dostupné z: [https://doi.org/10.1016/S0009-2509\(99\)00435-2](https://doi.org/10.1016/S0009-2509(99)00435-2). [cit. 2023-11-19].
- [12] KUBINA, D. Kavítujúce prúdenie v perforovanom disku. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2016. 80 s. Vedúci bakalárskej práce doc. Ing. Pavel Rudolf, Ph.D.
- [13] Cavitation of Water in Soil. Online. Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering. 2021, roč. 2021, č. 147, article 8, s. 14. Dostupné z: [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)GT.1943-5606.0002598](https://doi.org/10.1061/(ASCE)GT.1943-5606.0002598). [cit. 2023-11-19].
- [14] GRACZYK, Krzysztof M. a MATYKA, Maciej. Predicting porosity, permeability, and tortuosity of porous media from images by deep learning. Online. Scientificreports. 2022, roč. 2022, č. 10, s. 11. Dostupné z: <https://doi.org/10.1038/s41598-020-78415-x>. [cit. 2023-12-06].
- [15] NISHIYAMA, Naoki a YOKOYAMA, Tadashi. Permeability of porous media: Role of the critical pore size. Online. Solid Earth. 2017, roč. 2017, č. 122, s. 6955-6971. Dostupné z: <https://doi.org/10.1002/2016JB013793>. [cit. 2023-12-06].

- [16] LIU, P.S. a CHEN, G.F. Porous Materials. 1. Elsevier, 2014. ISBN 978-0-12-407788-1.
- [17] KOUTSOYIANNIS, Demetris. Clausius–Clapeyron equation and saturation vapour pressure: simple theory reconciled with practice. Online. European Journal of Physics. 2012, roč. 33, č. 2, s. 295-305. ISSN 0143-0807. Dostupné z: <https://doi.org/10.1088/0143-0807/33/2/295>. [cit. 2023-12-16].
- [18] Tortuosity definition. Online. In: SLB. 2021. Dostupné z: <https://glossary.slb.com/en/Terms/t/tortuosity.aspx>. [cit. 2023-12-19].
- [19] Diagram showing definitions and directions for Darcy's law. Online. In: Wikipedia. 2018. Dostupné z: [https://en.wikipedia.org/wiki/Darcy%27s\\_law#/media/File:Darcy's\\_Law.svg](https://en.wikipedia.org/wiki/Darcy%27s_law#/media/File:Darcy's_Law.svg). [cit. 2023-12-19].
- [20] CENGEL, Yunus A. a CIMBALA, John M. Fluid Mechanics Fundamentals and Applications. Third edition. The McGraw-Hill companies, 2014. ISBN 978-0-07-338032-2.
- [21] BELL, Steprhanie. Measurement Good Practice Guide - A Beginner's Guide to Uncertainty of Measurement. Online. National Physical Laboratory. 2001, roč. 2001, č. 11, s. 41. ISSN 1368-6550. Dostupné z: <https://www.esscolab.com/uploads/files/measurement-guide.pdf>. [cit. 2024-04-18].
- [22] TAYLOR, John Robert. An introduction to error analysis: The study of uncertainties in physical measurements. 2. ed. Sausalito: Univ. Science Books, 1997. ISBN 09-357-0242-3.
- [23] Anycubic Photon Mono 4K. Online. Anycubic store. Dostupné z: <https://store.anycubic.com/products/photon-mono-4k>. [cit. 2024-05-18].
- [24] Technický list Prusamentová pryskyřice Tough - všechny barvy. Online. Prusa 3D. 2023. Dostupné z: [file:///C:/Users/livor/Downloads/technicky-list%20\(6\).pdf](file:///C:/Users/livor/Downloads/technicky-list%20(6).pdf). [cit. 2024-05-18].
- [25] Fourier transform. Online. In: Wikipedia: the free encyclopedia. San Francisco (CA): Wikimedia Foundation, 2001-. Dostupné z: [https://en.wikipedia.org/wiki/Fourier\\_transform](https://en.wikipedia.org/wiki/Fourier_transform). [cit. 2024-05-23].
- [26] Fourierova transformace. Online. In: Wikipedia: the free encyclopedia. San Francisco (CA): Wikimedia Foundation, 2001-. Dostupné z: [https://cs.wikipedia.org/wiki/Fourierova\\_transformace](https://cs.wikipedia.org/wiki/Fourierova_transformace). [cit. 2024-05-23].
- [27] Sparse matrix. Online. In: Wikipedia: the free encyclopedia. San Francisco (CA): Wikimedia Foundation, 2001-. Dostupné z: [https://en.wikipedia.org/wiki/Sparse\\_matrix](https://en.wikipedia.org/wiki/Sparse_matrix). [cit. 2024-05-23].
- [28] Fast Fourier transform. Online. In: Wikipedia: the free encyclopedia. San Francisco (CA): Wikimedia Foundation, 2001-. Dostupné z: [https://en.wikipedia.org/wiki/Fast\\_Fourier\\_transform](https://en.wikipedia.org/wiki/Fast_Fourier_transform). [cit. 2024-05-23].
- [29] Nyquistův–Shannonův vzorkovací teorém. Online. In: Wikipedia: the free encyclopedia. San Francisco (CA): Wikimedia Foundation, 2001-. Dostupné z: [https://cs.wikipedia.org/wiki/Nyquist%27s%20Shannon%27s\\_vzorkovac%C3%AD\\_teor%C3%A9m](https://cs.wikipedia.org/wiki/Nyquist%27s%20Shannon%27s_vzorkovac%C3%AD_teor%C3%A9m). [cit. 2024-05-23].
- [30] Y+ Boundary Layer Thickness. Online. CADENCE. Dostupné z: <https://resources.system-analysis.cadence.com/blog/msa2023-y-boundary-layer-thickness>. [cit. 2024-05-24].
- [31] Comparison of hexahedral, tetrahedral and polyhedral cells for reproducing the wind field around an isolated building by LES. Online. Building and Environment. 2021, roč. 2021, č. 195, s. 17. ISSN 0360-1323. Dostupné z: <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.buildenv.2021.107717>. [cit. 2024-05-24].



- [32] K-epsilon turbulence model. Online. In: Wikipedia: the free encyclopedia. San Francisco (CA): Wikimedia Foundation, 2001-. Dostupné z: [https://en.wikipedia.org/wiki/K-epsilon\\_turbulence\\_model](https://en.wikipedia.org/wiki/K-epsilon_turbulence_model). [cit. 2024-05-24].
- [33] Příklad trojného bodu na fázovém diagramu. Online. In: Wikipedie. 2001. Dostupné z: [https://cs.wikipedia.org/wiki/Trojn%C3%BD\\_bod#/media/Soubor:Fazovy\\_diagram\\_priklad.svg](https://cs.wikipedia.org/wiki/Trojn%C3%BD_bod#/media/Soubor:Fazovy_diagram_priklad.svg). [cit. 2024-05-24].