VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

ENERGETICKÝ ÚSTAV

ENERGY INSTITUTE

ČÁSTICE PLOVOUCÍ NA VOLNÉ HLADINĚ VLN

FLOATING PARTICLES AT WATER WAVES FREE SURFACE

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE — Bc. Laura Kupčíková

AUTHOR

VEDOUCÍ PRÁCE — doc. Ing. Vladimír Habán, Ph.D.

SUPERVISOR

BRNO 2021

Zadaní diplomové práce

Ústav:	Energetický ústav
Studentka:	**Bc. Laura Kupčíková**
Studijní program:	Strojní inženýrství
Studijní obor:	Fluidní inženýrství
Vedoucí práce:	**doc. Ing. Vladimír Habán, Ph.D.**
Akademický rok:	2020/21

Ředitel ústavu Vám v souladu se zákonem č.111/1998 o vysokých školách a se Studijním a zkušebním řádem VUT v Brně určuje následující téma diplomové práce:

Částice plovoucí na volné hladině vln

Stručná charakteristika problematiky úkolu:

Na volné hladině kapaliny (vody) v gravitačním poli země vznikají povrchové vlny. Rozkmit částic, vyvolaný vnějším působením je největší na hladině a s hloubkou klesá. Během periodického pohybu je částice unášená ve směru šíření vln. Tento nelineární jev se nazýva Stokesův drift. Tento jev hraje důležitou roli při zkoumání transportu sedimentů na pobřeží i transportu tepla, soli, přírodní a umělých látek včetně mikroplastu a oleje. Úkolem diplomové práce bude určení trajektorie částice při různých okrajových podmínkách.

Cíle diplomové práce:

Rešerše pohybu sedimentů a plavajících částic na volné rozvlněné hladině.
Analytické řešení vlnění hladiny.
Numerické řešení vlnění hladiny.
Návrh experimentu sledující pohyb vln na hladině.

Seznam doporučené literatury:

BRDIČKA, M., SAMEK, L., SOPKO, B.: Mechanika kontinua. Akademia, Praha 2000, ISBN 80-20- -0772-5.

CLARK, A Lex D.D. Wave Interactions and Fluid Flows. Cambridge U.P., 1985. Print. Cambridge Monographs on Mechanics and Applied Mathematics. ISBN : 0-521-26740-4.

Van Den BREMER, T. S, and BREIVIK, Ø. "Stokes Drift." Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical, and Engineering Sciences 376.2111 (2017): 20170104. Web. http://dx.doi.org/10.1098/rsta.2017.0104.

Termín odevzdání diplomové práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2020/21

V Brně, dne

L. S.

doc. Ing. Jiří Pospíšil, Ph.D. ředitel ústavu	doc. Ing. Jaroslav Katolický, Ph.D. děkan fakulty

ABSTRAKT

Diplomová práca sa venuje analytickému a numerickému popisu povrchových gravitačných vĺn. V rámci teoretickej časti sú popísané teórie vlnenia a ich vplyv na pohyb častice vody, ktorá sa pohybuje v smere šírenia vlny. Tento jav sa nazýva Stokesov drift a hrá výraznú rolu ako pri pohybe sedimentov, tak častíc pohybujúcich sa na voľnej hladine. Experimentálna časť práce je rozdelená na sledovanie vlnenia hladiny a sledovanie pohybu častíc vody vo vodnom kanále s generátorom vlnenia a modelom pláže. Výsledky experimentu sú porovnané s výsledkami numerickej simulacie, ktorá bola uskutočněna v softwari ANSYS Fluent. Na záver sú výsledné tvary hladín zo simulácie porovnané s experimentálnymi profilmi hladín získaných metódou digitálneho spracovania obrazu.

KĽÚČOVÉ SLOVÁ

povrchové gravitačné vlny, nelineárne teórie vlnenia, Stokesov drift, pohyb sedimentov, viacfázové prúdenie VOF, modelovanie diskrétnej fázy DPM, vodný kanál

ABSTRACT

This master's thesis deals with analytical and numerical description of surface gravity waves. Wave theories and their influence on water particle movement is described in the theoretical part of the thesis. Water particle moves in the same direction as wave propagation and this phenomenon is called Stokes drift. It has a significant influence on sediment transport and floating particle movement at water free surface. The experimental part consists of wave profile monitoring and water particle tracking in a wave flume with wave generator and beach model. The experimental results are compared with numerical simulation performed in the ANSYS Fluent software. Finally, the wave profiles obtained from simulation are compared with experimental wave profiles extracted by digital image processing.

KEYWORDS

surface gravity waves, nonlinear wave theories, Stokes drift, sediment movement, multiphase flow VOF, Discrete Phase Model DPM, wave flume

BIBLIOGRAFICKÁ CITÁCIA

KUPČÍKOVÁ, Laura. *Částice plovoucí na volné hladině vln*. Brno, 2021. . 97 s. Diplomová práca. Vysoké učení technické v Brně. Fakulta strojního inženýrství. Energetický ústav. Vedoucí práce: Vladimír Habán.

PREHLÁSENIE

Prehlasujem, že som svoju diplomovoú prácu na tému „Částice plovoucí na volné hladině vln“ vypracovala samostatne pod vedením vedúceho diplomovej práce, využitím odbornej literatúry a ďalších informačných zdrojov, ktoré sú všetky citované v práci a uvedené v zozname literatúry na konci práce.

Brno . . . .

podpis autorky

POĎAKOVANIE

Rada by som poďakovala pánovi docentovi Vladimírovi Habánovi za cenné rady pri spracovávaní diplomovej práce. Ďalej by som chcela poďakovať svojej rodine a priateľovi Jakubovi za ich podporu pri štúdiu.

OBSAH

ÚVOD

Vlny na šírej hladine sú jav, ktorý ľudstvo vždy fascinoval. Mnohý sa celý život zaoberali ich pozorovaním a popisom. Z tohto snaženia, sa čerpajú poznatky o vzájomnej interakcií vĺn s námornými stavbami, vodnými plavidlami a pobrežnými oblasťami.

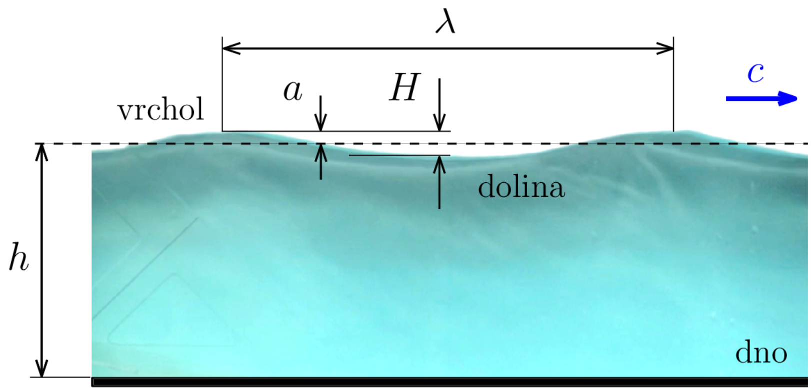
Vlny vznikajú a zanikajú vplyvom rôznych silových účinkov, z ktorých je na oboch stranách najvýraznejšie zastúpená práve gravitačná sila. Na hladine oceánu môžu byť v jednom okamihu zastúpené vlny rôzneho pôvodu a rôznych parametrov. Tie navzájom interagujú a vytvárajú typický obraz rozbúreného mora.

V tejto práci bude snaha priblížiť základné poznatky o pohybe povrchových gravitačných vĺn. Slovo *povrchových* je dôležité vzhľadom k tomu, že gravitačné vlny vznikajú aj pod povrchom voľnej hladiny. Vzájomným pohybom vrstiev oceánu s rozdielnou slanosťou a teplotou. Tieto vlny sa nazývajú interné vlny, alebo niekedy označované ako vlny pod vlnami. Sú viditeľné len výnimočne, napriek tomu, že ich výška dosahuje aj stovky metrov. Prvá zmienka týchto vlnách prišla od námorníkov, ktorých loď bola ich účinkami náhle spomalená a stala sa neovládateľnou, odtiaľ vznikol ich ďalší názov *dead-water*. K popisu lámania interných vĺn sú potrebné rozšírené znalosti termomechaniky a chémie, avšak ich pohyb je analogický pohybu povrchových vĺn popísaných v tejto práci.

K popisu vlnenia bolo doposiaľ vytvorených mnoho teórií, z ktorých základné sú zhrnuté v teoretickej časti práce. Ide menovite o lineáru teóriu vĺn a nelineárnu Stokesovu teóriu. Z tejto nelineárnej teórie vzíde fenomén nazývaný Stokesov drift, ktorý má veľký vplyv na pohyb častíc. Práve pohyb častíc a sedimentov vplyvom vlnenia je popísaný v jednej z kapitol práce, kde je venovaný priestor aj lámaniu vlny, čo je významným dynamický dej pri pohybe vlny. V rámci overenia teoretických poznatkov je simulovaných niekoľko výpočtov s rôznymi parametrami vlnenia a veľkosťou domény. Časťou diplomovej práce je aj návrh a uskutočnenie experimentu sledujúceho pohyb rozvlnenej hladiny a trajektórie jednotlivých častíc vody, na základe ktorého sú uskutočnené ďalšie simulácie.

1 GRAVITAČNÉ VLNY

Typický vlnivý pohyb hladiny, zjednodušene povedané, je pravidelné šírenie oscilácie jednotlicých častíc v blízkom okolí ich rovnovážnych polôh. Najintenzívnejší rozmit častíc je na povrchu tekutiny, preto sa gravitačné vlny, spolu s kapilárnymi označujú za povrchové vlny. S rastúcou hĺbkou kmitavý pohyb častíc značne ustáva. Táto skutočnosť bude ďalej popísaná pre prípad gravitačných vĺn, na ktoré sa v následujúcej kapitole obmedzíme. Na popis chovania uvažovanej homogénnej, nestlačiteľnej a dokonalej kvapaliny sú využívané Eulerové rovnice, rovnica kontinuity, okrajové a počiatočné podmienky.



Obr. 1.1: Parametre vlny.

Silovú rovnováhu na element pohybujúcej sa ideálnej (neviskóznej) kvapaliny vyjadruje Eulerová rovnica hydrodynamiky. Jej vektorový tvar pozostáva na ľavej strane z lokálneho a konvektívneho zrýchlenia, a na pravej strane z plošných a objemových síl vztiahnutých na jednotku hmotnosti. Riešenie tejto rovnice je obtiažne kvôli nelineárnemu členu, ktorý je vo forme konvektívneho zrýchlenia. Vo všeobecnosti na nelineárne rovnice nie je možné uplatniť princíp superpozície a teda pri ich riešení sa často zavádzajú zjednodušenia.

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla)\vec{v} = -\frac{1}{\rho}\operatorname{grad} p + \frac{1}{\rho}\vec{f}_g. \tag{1.1}$$

Prvotné vychýlenie hladiny z rovnovážnej polohy predpokladáme vplyvom narázových síl (tlakov). Tie pôsobia relatívne krátku dobu, ale sú značne väčšie ako sily plošné a objemové pôsobiace na kvapalinu v pokoji. Vlastné kmitanie častíc je potom vyvolané zemskou tiažou. Za predpokladu nestlačiteľnosti ideálnej kvapaliny, kedy $\operatorname{div} \vec{v} = 0$, sa zmena tlaku šíri nekonečne rýchlo. Pohyb dokonalej tekutiny je nevírový a ostáva takým aj po pôsobení nárazových tlakov, platí $\operatorname{rot} \vec{v} = 0$ a prislúcha mu rýchlostný potenciál

$\vec{v} = \mathrm{grad}\varphi$, poprípade v Einsteinovej sumačnej symbolike

$$v_i = \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} \tag{1.2}$$

Dosadením rýchlostného potenciálu do rovnice kontinuity pre nestlačiteľnú kvapalinu zistíme, že rýchlostný potenciál je riešením Laplaceovej rovnice:

$$\mathrm{div}\, \vec{v} = \mathrm{div}\, \mathrm{grad}\varphi = \Delta\varphi = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0. \tag{1.3}$$

Eulerovú rovnicu je možné prepísať dosadím rýchlostného potenciálu a jej posledný člen, ktorý reprezentuje objemovú hustotu tiažovej sily, je možné upraviť na tvar $\vec{f_g} = \rho\vec{g} = -\rho\, \mathrm{grad}\, U$, kde U je potenciál tiažového poľa. Tvar rovnice (1.1) je potom nasledujúci:

$$\mathrm{grad}\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{v^2}{2} + U + \frac{p - p_0}{\rho}\right) = 0. \tag{1.4}$$

Integráciou predošlej rovnice (1.4) podľa priestorových súradníc vzniká časová Bernoulliho rovnica pre nestlačiteľnú kvapalinu. Vo výslednom výraze objaví nestacionárny člen $f(t)$, ktorý je ľubovoľnou funkciou času. Súradnicový systém je daný tak, že vodorovná hladina splýva s rovinou xy a os z smeruje kolmo nahor, $U = gz$. Na povrch kvapaliny pôsobí atmosferický tlak $p = p_0$. Tlakový a nestacionárny člen v upravenej rovnici tvaru hladiny sú nezávislé na priestorových súradniciach, teda nemajú vplyv na zložky hľadanej rýchlosti a môžu byť zahrnuté do definície rýchlostného potenciálu. [3]

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{1}{2}v^2 + gz + \frac{p - p_0}{\rho} = f(t) \tag{1.5}$$

1.1 Lineárná teória vĺn

Teória lineárnych vĺn, nazývaná aj Airyova teória vĺn (Airy wave theory, 1845), popisuje čiste oscilačné vlny s harmonickým profilom, ktorej častice sa pohybujú po uzavretých orbitách. Platnosť tejto teórie má veľký rozsah, čo je vidieť na obrázku 1.8, kde pokrýva vlnenie hladiny na plytkej, prechodnej a hlbokej vode [24]. Lineárnou sa nazýva preto, že pri odvodení tvaru voľnej hladiny, rozloženia tlaku alebo rýchlosti častice vody boli členy H/λ vyššieho rádu ako 1 zanedbané, ako bude ukázané v tejto podkapitole.

Jedným z predpokladov v *lineárnej teórii vĺn* je, že amplitúda vlny a je v porovnaní s vlnovou dĺžkou λ a hĺbkou h malá. Možnosť zanedbať kvadratický člen v rovnici (1.5) vychádza z predpokladu $a \lll \lambda$ následovne: rýchlosť častice bude radu $v = \frac{a}{T}$, kde T je perióda kmitania. Pozorované zmeny rýchlosti na časových intervaloch radu T a priestorových úsekoch radu λ sú nezanedbateľné. Po dosadení časovej $\frac{v}{T}$ a priestorovej $\frac{v}{\lambda}$ derivácie rýchlosti je vidieť, že obe podmienky sú ekvivalentné.

$$\frac{1}{\lambda}\cdot\left(\frac{a}{T}\right)^2 \lll \frac{1}{T}\cdot\frac{a}{T}$$
$$a \lll \lambda \tag{1.6}$$

Z toho vyplýva, že pri malých amplitúdach vlny je pohyb častíc pomalý a kvadratický člen je zanedbateľný oproti ostatným členom a teda sa rovnica (1.5) zjednoduší na tvar

$$\frac{\partial\varphi}{\partial t} + gz + \frac{p-p_0}{\rho} = 0 \tag{1.7}$$

Okrajové podmienky sú dané ohraničením kvapaliny pevnými stenami (vrátane dna), na ktorých musí byť (za predpokladu dokonalej tekutiny) normálová zložka rýchlosti nulová, $v_n = \vec{v}\cdot\vec{n} = 0$. Jednotkový vektor $\vec{n}$ je kolmý na stenu v danom mieste a teda tekutina cez pevnú stenu nemôže prenikať. Okrajová podmienka pre voľnú hladinu vyplýva z rovnosti vonkajšieho tlaku (atmosferického) a vnútorného tlaku kvapaliny na ich rozhraní. Pri zanedbaní povrchového napätia tekutiny sa tlak na voľnej hladine rovná atmosferickému $p = p_0$ pre hladinu v rovnovážnej polohe rovnako ako aj pre hladinu vo vychýlenej polohe.

Častice vychýlené z rovnovážnej polohy v čase t tvoria plochu, ktorá je zároveň voľnou hladinou kvapaliny v čase t a jej rovnicu je možné zapísať v tvare

$$z = \zeta(x, y, t). \tag{1.8}$$

Táto rovnica popisuje vertikálne vychýlenie určitej častice na hladine v danom čase z jej rovnovážnej polohy, kedy $\zeta = 0$. Dosadením $z = \zeta$ do rovnice (1.4) vzniká *dynamická okrajová podmienka voľnej hladiny* , ktorá je splnená v každom bode vymedzeného priestoru.

$$\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)_{z=\zeta} + g\zeta = 0 \tag{1.9}$$

Pohyb častice na voľnej hladine je v súradnicovom systéme všeobecný a zložku rýchlosti v smere z určíme ako

$$v_z = \frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}\zeta}{\mathrm{d}t} = \frac{\partial\zeta}{\partial t} + \frac{\partial\zeta}{\partial x}v_x + \frac{\partial\zeta}{\partial y}v_y \quad . \tag{1.10}$$

Za predpokladu, že amplitúda vlny je malá v porovnaní s jej vlnovou dĺžkou, sa tečná rovina k vychýlenej hladine len minimálne líši od vodorovnej roviny. Posledné dva členy (priestorové derivácie) vo vertikálnej zložke rýchlosti v_z sú preto zanedbateľné a *kinematická okrajová podmienka pre voľnú hladinu* je v tvare

$$v_z = \frac{\partial\zeta}{\partial t} = \left(\frac{\partial\varphi}{\partial z}\right)_{z=\zeta}, \tag{1.11}$$

a vyjadruje nepriepustnosť rozhrania dvoch nemiešateľných tekutín. Podobne je zavedená aj *kinematická okrajová podmienka pre rovinné dno* v hĺbke -h pod voľnou hladinou,

$$v_z = \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z}\right)_{z=-h} = 0\cdot \tag{1.12}$$

Z predpokladov lineárnej teórie povrchových vĺn sa ďalší postup obmedzí na **rovinný pohyb** gravitačných vĺn. Podľa súradnicového systému popísaneho vyššie je šírenie vlny v smere osi x a osa z kolmo nahor. Ohraničenie kvapaliny je obmedzené len dnom a voľnou hladinou a častice tekutiny sa pohybujú v rovinách rovnobežných s rovinou xz. Všetky vyšetrované veličiny sú nezávislé na smere y , čo značí, že pohyb kvapaliny je rovnaký vo všetkých rovinách rovnobežných s rovinou xz. Rovnicu (1.3) je možné zjednodušiť na tvar

$$\Delta\varphi = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0. \tag{1.13}$$

Rovnica popisujúca kmitanie voľnej hladiny kvapaliny vznikne dosadením (1.11) do časovo derivovanej rovnice (1.9). Formálne by mala byť táto rovnica riešená pre $z = \zeta$, avšak za predpokladu malých amplitúd je výchylka dostatočne malá a teda derivácie sú vyčíslene pre $z = 0$.

$$\left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + g\frac{\partial \varphi}{\partial z}\right)_{z=0} = 0 \tag{1.14}$$

Rovnice (1.13) a (1.14) tvoria systém rovních, ktorými je možné riešiť pohyb kvapaliny v gravitačnom poli. Pre kmitavý pohyb častíc kvapaliny je možné z rovnice (1.2) predpokladať periodickú závisloť rýchlostného potenciálu na čase t a súradnici x. Aby hľadaná funkcia $\varphi(x, z, t)$ bola riešením (1.13) je potrebné brať do úvahy aj závislosť na súradnici z. Hľadaná rovnica rýchlostného potenciálu má potom tvar

$$\varphi(x, z, t) = f(z) \cdot e^{i(kx-\omega t)}, \tag{1.15}$$

kde funkcia $f(z)$ určuje závislosť φ na z, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ je vlnové číslo a $\omega = \frac{2\pi}{T}$ je uhlová frekvencia vlny. Dosadením (1.15) do (1.13) vyplynie pre $f(z)$ diferenciálna rovnica druhého radu

$$\frac{\mathrm{d}^2 f}{\mathrm{d}z^2} - k^2 f = 0, \qquad \text{ktorej riešenie je v tvare} \tag{1.16}$$

$$f(z) = Me^{kz} + Ne^{-kz}. \tag{1.17}$$

Všeobecný tvar rýchlostného potenciálu v komplexnom tvare je

$$\varphi(x, z, t) = (Me^{kz} + Ne^{-kz})e^{i(kx-\omega t)}, \tag{1.18}$$

kde M a N sú neznáme integračné konštanty, ktoré je však možné určiť ak je známy charakter budenia vlny. Dosadením okrajových podmienok do Laplaceovej rovnice a následnou separáciou premenných vzniká rýchlostný profil s uvažovaním prvej aproximácie. Výsledný tvar jeho reálnej časti je daný vzťahom

$$\varphi(x,z,t) = \frac{H}{2}\frac{g}{\omega}\frac{\cosh(k(h+z))}{\cosh(kh)}\sin(kx-\omega t)\cdot \tag{1.19}$$

Profil vlny je možné dostať dosadením predošlého výrazu do dynamickej okrajovej podmienky pre voľnú hladinu (1.9) v tvare

$$\zeta = \frac{H}{2}\cos(kx-\omega t). \tag{1.20}$$

Harmonický tvar hladiny postupnej vlny s amplitúdou $\frac{H}{2}$ spĺňa predpoklad pre *prvú aproximáciu* v teórii povrchových vĺn.

Ďalší dôležitý vzťah vzniká dosadením rýchlostného potenciálu (1.19) do (1.14) pre $z = 0$. Označovaný ako **disperzný tvar**

$$\omega^2 = kg\tanh(kh), \tag{1.21}$$

ktorý dáva do vzťahu uhlovú rýchlosť ω, vlnové číslo k a hĺbku h.

Fázová rýchlosť vlny označená c, z anglického *celerity of propagation*, je

$$c = \frac{\lambda}{T} = \frac{\omega}{k}. \tag{1.22}$$

Substitúciou (1.21) za ω v rovnici (1.22) vzniká vzťah pre rýchlosť šírenia vlny, platný vo všeobecnej hĺbke,

$$c = \sqrt{\frac{g}{k}\tanh(kh)}. \tag{1.23}$$

Disperzná rovnica , ktorá dáva do súvislosti vlnovú dĺžku λ s rýchlosťou šírenia vlny má po dosadení $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ finálny tvar

$$c = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi}\tanh\left(\frac{2\pi h}{\lambda}\right)}. \tag{1.24}$$

Grupová rýchlosť skupiny vĺn je daná rozdielmi uhlových rýchlostí a vlnových čísel jednotlivých vĺn,

$$c_g = \frac{\mathrm{d}\omega}{\mathrm{d}k}. \tag{1.25}$$

Kinematika pohybu častice vody je daná rýchlosťami, zrýchleniami a posunmi vo vertikálnom a horizontálnom smere, ktoré je možné určiť z tvaru rýchlostného potenciálu (1.19). Zložky rýchlosti je možné získať deriváciou rýchlostného potenciálu podľa respektívnej súradnice a to v tvaroch

$$v_x = \frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{\pi H}{T} \cdot \frac{\cosh(k(h+z))}{\sinh(kh)} \cdot \cos(kx - \omega t) \tag{1.26}$$

$$v_z = \frac{\partial \varphi}{\partial z} = \frac{\pi H}{T} \cdot \frac{\sinh(k(h+z))}{\sinh(kh)} \cdot \sin(kx - \omega t) \tag{1.27}$$

Zrýchlenia, časovou deriváciou rýchlostí:

$$a_x \cong \frac{\partial v_x}{\partial t} = \frac{2\pi^2 H}{T^2} \cdot \frac{\cosh(k(h+z))}{\sinh(kh)} \cdot \sin(kx - \omega t) \tag{1.28}$$

$$a_z \cong \frac{\partial v_z}{\partial t} = -\frac{2\pi^2 H}{T^2} \cdot \frac{\sinh(k(h+z))}{\sinh(kh)} \cdot \cos(kx - \omega t) \tag{1.29}$$

Posuny, časovou integráciou rýchlostí:

$$x = \int v_x \, \mathrm{d}t = -\frac{H}{2} \cdot \frac{\cosh(k(h+z))}{\sinh(kh)} \cdot \sin(kx - \omega t) \tag{1.30}$$

$$z = \int v_z \, \mathrm{d}t = \frac{H}{2} \cdot \frac{\sinh(k(h+z))}{\sinh(kh)} \cdot \cos(kx - \omega t) \tag{1.31}$$

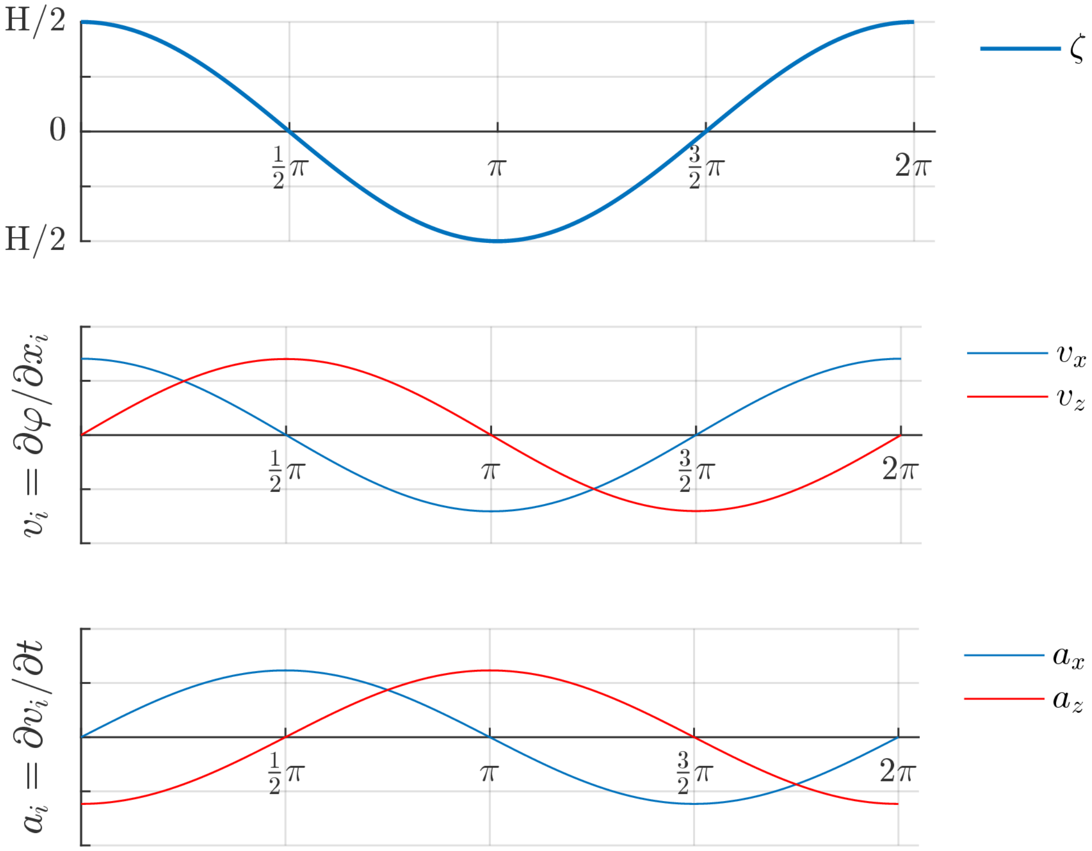
Predošlými rovnicami horizontálneho a vertikálneho posunu je daný eliptický tvar trajektórie častice, kde A je horizontálna poloos elipsy a B je vertikálna poloos elipsy. [6], [18]

$$\frac{x^2}{A^2} + \frac{z^2}{B^2} = 1 \tag{1.32}$$

$$A = \frac{H}{2} \cdot \frac{\cosh(k(h+z))}{\sinh(kh)}, \tag{1.33}$$

$$B = \frac{H}{2} \cdot \frac{\sinh(k(h+z))}{\sinh(kh)} \tag{1.34}$$

Každá z uvedených kinematických rovníc sa skladá z troch zložiek, prvá určuje veľkosť, druhá popisuje zmeny s relatívnou hĺbkou a tretia je cyklická a obsahuje informácie o fáze. Z porovnania rovníc rýchlostí a zrýchlení s profilom vlny (1.20) je možné vidieť, že ζ a v_x sú vo fázi; ζ a v_z, a_x sú v protifázy s fázovým posuvom 90°; a nakoniec ζ a a_z sú v protifázi s fázovým posuvom 180°, viď obr. 1.2.



Obr. 1.2: Priebehy a fázové posuvy profilu vlny, zložiek rýchlosti a zložiek zrýchlenia častice.

Pre popis vlnenia hladiny je rozhodujúcim parametrom pomer hĺbky a vlnovej dĺžky $\frac{h}{\lambda}$, podľa ktorého je možné rozdeliť pohyb kvapaliny na:

$$\text{vlny na hlbokej vode,} \quad \frac{h}{\lambda} \to \infty, \quad \text{poprípade} \quad h > \frac{\lambda}{2}, \tag{1.35}$$

$$\text{vlny na prechodnej vode,} \quad \frac{h}{\lambda} \quad \text{je konečné číslo,} \quad \text{poprípade} \quad \frac{\lambda}{20} < h < \frac{\lambda}{2}, \tag{1.36}$$

$$\text{vlny na plytkej vode,} \quad \frac{h}{\lambda} \to 0, \quad \text{poprípade} \quad h < \frac{\lambda}{20} \tag{1.37}$$

Pre ďalší postup je výhodné uviesť tabuľku približných hodnôt používaných funkcií v ich limitných prípadoch.

Tab. 1.1: Limitné hodnoty vybraných funkcií.

	$\alpha \to 0$	$\alpha \to \infty$
e^{α}	1	∞
$e^{-\alpha}$	1	0
$\sinh(\alpha)$	α	$e^{\alpha}/2$
$\cosh(\alpha)$	1	$e^{\alpha}/2$
$\tanh(\alpha)$	α	1

1.1.1 Nekonečne hlboká kvapalina

Pre vlny na hlbokej kvapaline vyplýva, že hĺbka h pod voľnou hladinou musí byť oproti vlnovej dĺžke λ dostatočne veľká. Pre limitný prípad $h \to \infty$ je hodnota hyperbolickej funkcie tanh = 1 a dizperzný tvar (1.21) pre uhlovú rýchlosť sa teda zjednoduší na

$$\omega^2 = kg. \tag{1.38}$$

Fázová a grupová rýchlosť sú potom v tvare

$$c = \frac{\omega}{k} = \sqrt{\frac{g}{k}} = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi}}, \tag{1.39}$$

$$c_g = \frac{\mathrm{d}\omega}{\mathrm{d}k} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{g}{k}} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi}}. \tag{1.40}$$

Z predchádzajúcich vzťahov je vidieť, že rýchlosť šírenia vĺn je priamo úmerná odmocnine z vlnovej dĺžky, čo znamená že dlhé vlny sa na nekonečne hlbokej kvapaline šíria rýchlejšie ako krátke, teda dochádza k *normálnej disperzii*. Rýchlosť vlny, v tomto prípade nie je ovplyvnená hĺbkou kvapaliny.

Všeobecné kinematické rovnice rýchlosti a zrýchlenia častice je možné zjednodušiť na nasledujúce tvary:

$$v_x = \frac{\pi H}{T} \cdot e^{kz} \cdot \cos(kx - \omega t), \tag{1.41}$$
$$v_z = \frac{\pi H}{T} \cdot e^{kz} \cdot \sin(kx - \omega t). \tag{1.42}$$

$$a_x = 2H \left(\frac{\pi}{T}\right)^2 \cdot e^{kz} \cdot \sin(kx - \omega t), \tag{1.43}$$
$$a_z = -2H \left(\frac{\pi}{T}\right)^2 \cdot e^{kz} \cdot \cos(kx - \omega t). \tag{1.44}$$

Vzhľadom na predpoklad, že častice kmitajú v blízkom okolí ich rovnovážnych polôh je možné zvoliť aproximačnú iteratívnu metódu výpočtu. V prvom priblížení vystupuje nahradenie neznámych funkcií času x a z za $x \to x_0$ a $z \to z_0$. Vzťahy rovníc v_x, v_z s týmto priblížením potom prejdú na tvar

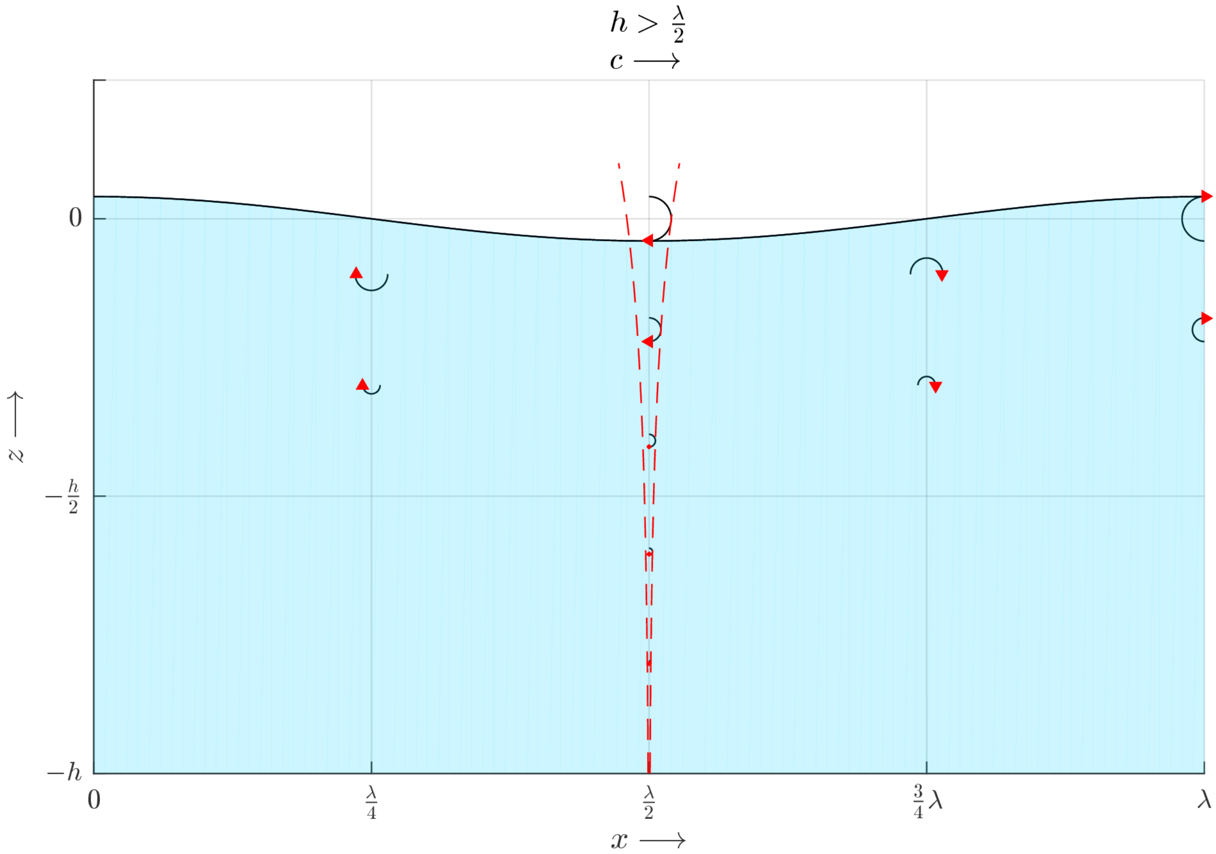
$$\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t} = \frac{\pi H}{T} \cdot e^{kz_0} \cdot \cos(kx_0 - \omega t) \tag{1.45}$$
$$\frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}t} = \frac{\pi H}{T} \cdot e^{kz_0} \cdot \sin(kx_0 - \omega t))\cdot \tag{1.46}$$

Výsledný tvar trajektórií častíc je daný časovou integráciou predošlých rovníc. Prvá iterácia je označená indexom 1,

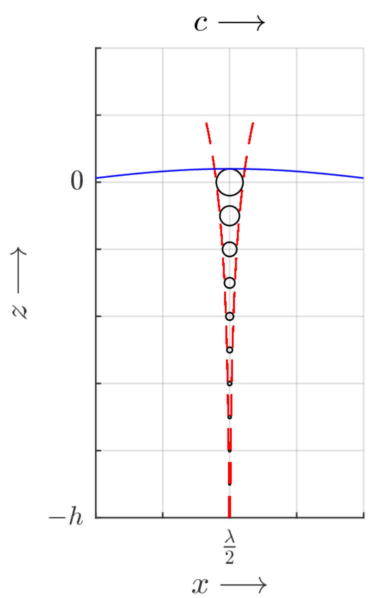
$$x_1 = x_0 - \frac{H}{2} \cdot e^{kz_0} \cdot \sin(kx_0 - \omega t), \tag{1.47}$$
$$z_1 = z_0 + \frac{H}{2} \cdot e^{kz_0} \cdot \cos(kx_0 - \omega t). \tag{1.48}$$

$$A = B = \frac{H}{2} \cdot e^{kz} = r \tag{1.49}$$

Z rovníc týchto rovníc posunu je vidieť, že sa častice kvapaliny pohybujú po kruhových trajektóriach s polomerom $r = \frac{H}{2} \cdot e^{kz}$. Tento polomer exponenciálne klesá s hĺbkou a limitne sa blíži nule pre vlny na nekonečnej hĺbke kvapaliny $h \to \infty$, čo je možné vidieť na obrázku 1.4. Pohyb častice je zanedbateľný v hĺbke približne $h = \lambda/2$.



Obr. 1.3: Vlny na hlbokej vode a trajektórie častíc pre čas t=$T/2$.

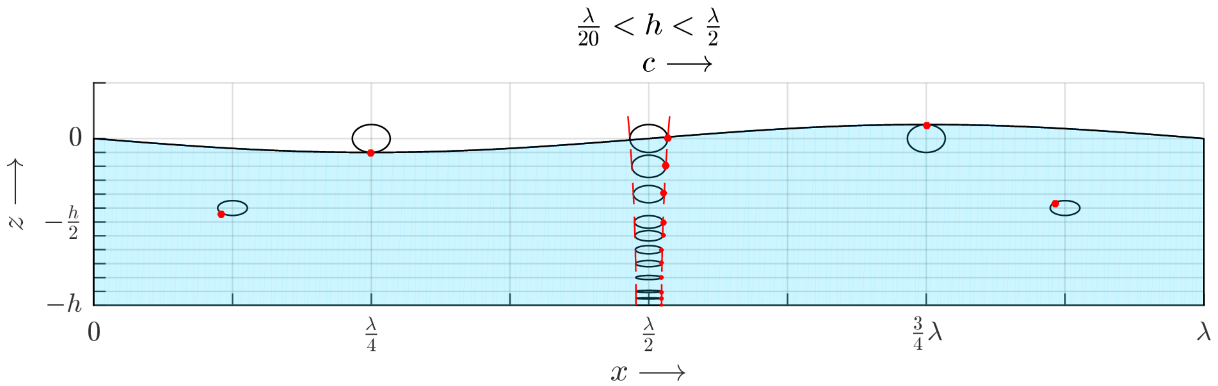


Obr. 1.4: Vlny na hlbokej vode a detail trajektórií častíc pre čas t=T.

1.1.2 Konečne hlboká kvapalina

Pre prípad **prechodnej hĺbky kvapaliny**, kedy platí $\frac{\lambda}{20} < h < \frac{\lambda}{2}$, sú všetky rovnice v pôvodnom tvare a častice sa pohybujú po eliptických trajektóriách. Poloosi elipsy sa s hĺbkou zmenšujú vo vertikálnom aj horizontálnom smere. Na dne sa elipsy vzhľadom na okrajovú podmienku pre dno deformujú na úsečky, čo je možno vidieť na obrázku 1.5. Z rovnice pre fázovú rýchlosť je zrejmé, že jej hodnota je ovplyvnená hĺbkou kvapaliny aj vlnovou dĺžkou a dochádza, ako v predošlom prípade, k *normálnej disperzii* vĺn podľa ich vlnovej dĺžky.

$$c = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi} \cdot \tanh\left(\frac{2\pi h}{\lambda}\right)}. \tag{1.50}$$



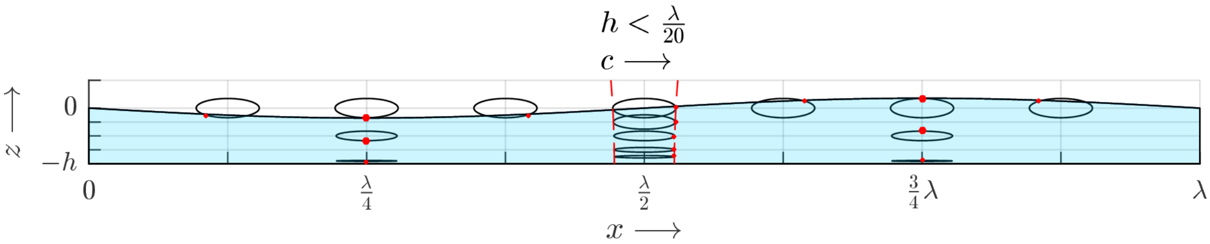
Obr. 1.5: Trajektórie častíc v prechodnej hĺbke pre čas *t=5/4 T* .

V limitnom prípade vĺn na **plytkej vode**, kedy $h \to 0$, sa častice opäť pohybujú po elipsách, avšak v tomto prípade sa zmenšuje len vertikálna poloos, viď obr. 1.6. Rýchlosť vlny prichadzajúcej do oblasti s malou hĺbkou klesá a začína sa približovať hodnote grupovej rýchlosti c_g. Z toho vyplýva, že vlnová dĺžka už nehrá rolu a pri určitej hĺbke vody sa všetky vlny prichádzajúce do tejto oblasti pohybujú rovnakou rýchlosťou. *Nedochádza k disperzii* skupiny vĺn.

$$\omega = k\sqrt{gh} \tag{1.51}$$

$$c \cong c_g \tag{1.52}$$

$$c = \sqrt{gh} \tag{1.53}$$



Obr. 1.6: Trajektórie častíc v malej hĺbke pre čas *t=5/4 T*.

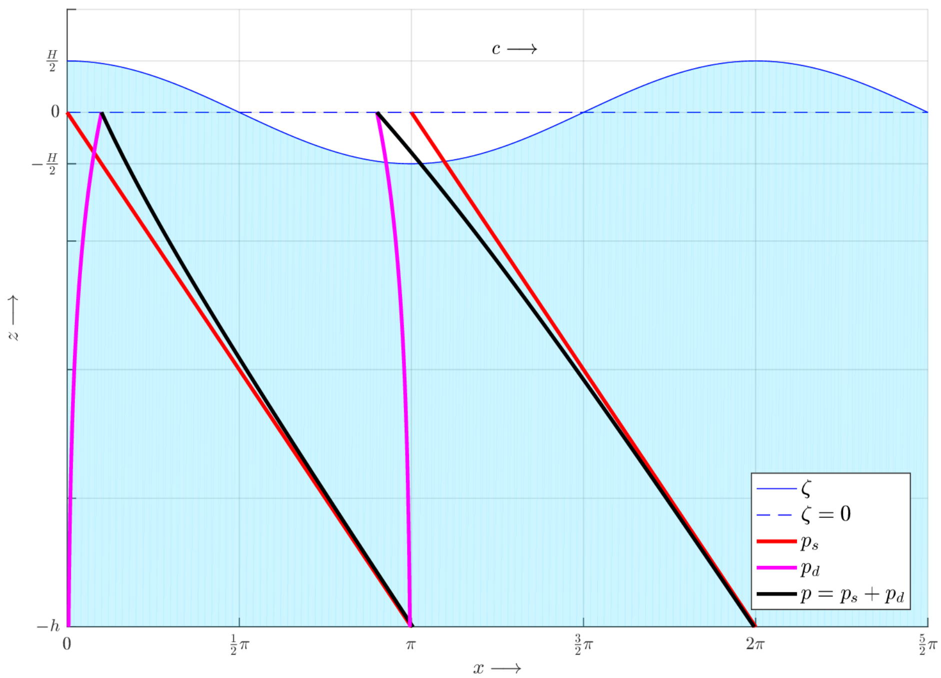
1.1.3 Rozloženie tlaku

Tlakové pomery pod vychýlenou voľnou hladinou je je možné dostať upravením Bernoulliho rovnice (1.7) na tvar

$$p = -\rho g z - \rho \frac{\partial \varphi}{\partial t} \tag{1.54}$$

Dosadením za rýchlostný potenciál vzniká rovnica popisujúca celkové rozloženie tlaku pod hladinou vlny. Celkový tlak p je daný súčtom hydrostatického tlaku p_s a dynamického tlaku p_d, viď obrázok 1.7.

$$p = -\rho g z + \rho g \frac{\cosh(k(h+z))}{\cosh(kh)} \cdot \frac{H}{2} \cdot \cos(kx - \omega t) \tag{1.55}$$



Obr. 1.7: Rozloženie tlaku pod voľnou hladinou vlny na hlbokej kvapaline.

Tento obrázok slúži len ako schematický, pretože hodnoty hydrostatického tlaku p_s boli zmenšené na tisícinu, kedže príspevok dynamického tlaku v hlbokých vodách je minimálny.

Je však vidieť, že smer p_d sa obracia v závislosti na fáze vlny, čo je spojené so smerom rýchlosti častice. Horizontálna zložka rýchlosti častíce v doline vlny má zápornú hodnotu, ako bolo ukázané na obrázku 1.2 , a teda aj dynamický tlak p_d má v tomto mieste záporný smer. Pre vlny na hlbokej vode jeho hodnota exponenciálne klesá s rastúcou hĺbkou. Účinky dynamického tlaku sa významne prejavia pri vlnení na plytkej vode, najmä pri vlnách s veľkou výškou H .

1.2 Nelineárne teórie

Teória lineárnych vĺn (malých amplitúd) popísaná v predchádzajúcej časti poskytuje prvé užitočné priblíženie vlnového pohybu. Oceánske vlny spravidla nemajú malú amplitúdu a z inžinierskeho hľadiska sú zaujímavé práve veľké vlny, ktoré pôsobia najväčšími silami a najvýraznejšie ovplyvňujú pohyb sedimentov. K priblíženiu úplného popisu vĺn, je možné využiť rovnice lineárnych vĺn s postupnými aproximáciami riešenia hydrodynamických rovníc pre gravitačné vlny. Vďaka týmto rozšíreným teóriám je možné zistiť, že vlna, okrem energie, nesie aj hmotnosť a hybnosť [24].

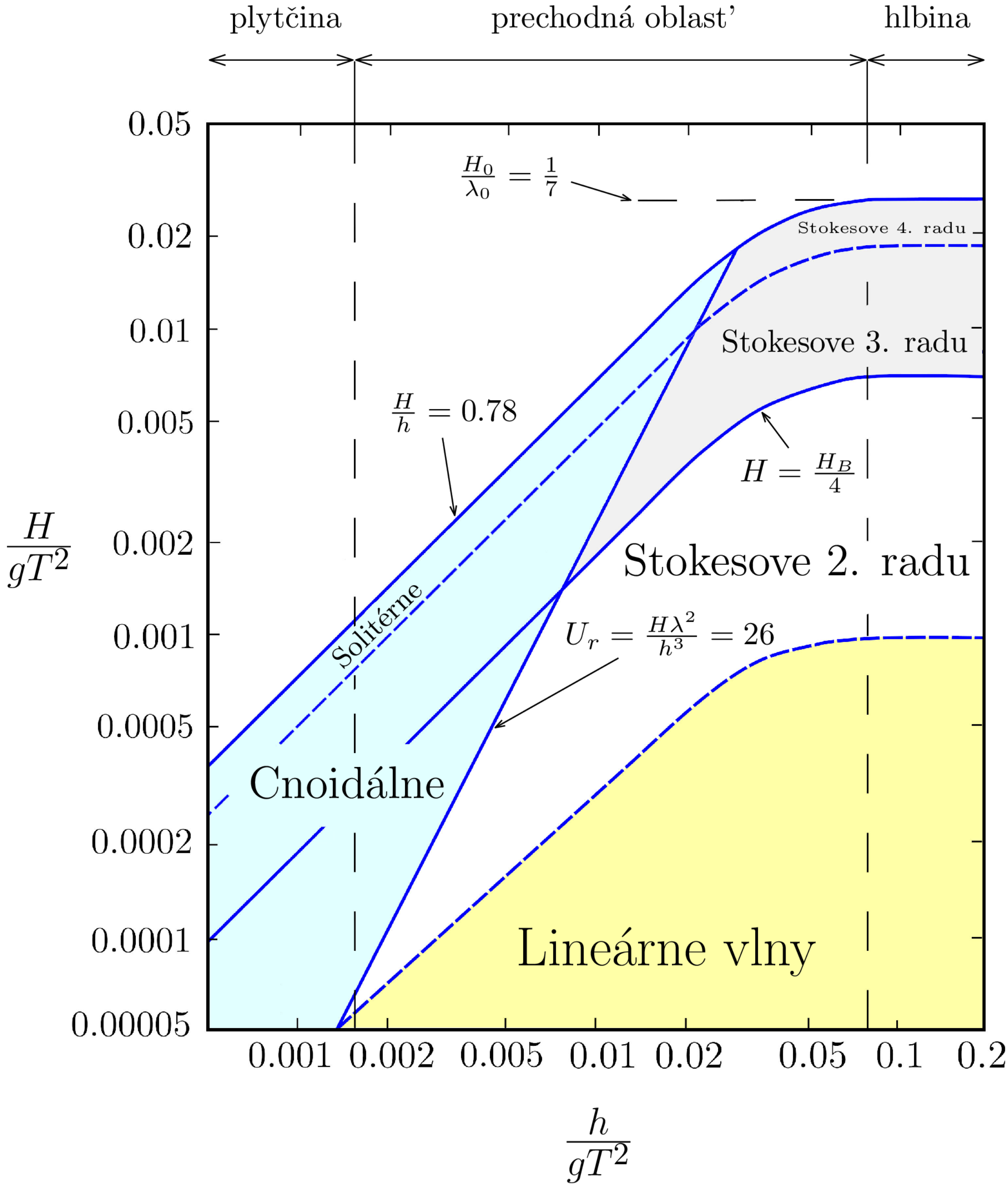
Lineárne vlny, ako aj vlny s konečnou amplitúdou (nelineárne) možno popísať nasledujúcimi bezrozmernými parametrami:

- **strmosť vlny** H/λ - dôležitá pri popise lámania vlny, bližší popis v kapitole 2.3.2
- **relatívna hĺbka vody** h/λ - rozhoduje o tom, či sú vlny disperzné alebo nedisperzné a či je ovplyvnená ich fázová rýchlosť, výška a vlnová dĺžka hĺbkou vody
- **relatívna výška vlny** H/h - môžno ju vyjadriť z pomeru strmosti a relatívnej hĺbky, určuje v akej hĺbke sa vlny určitej výšky začnú lámať 2.3.2
- **Ursellovo číslo** U_r - posledný parameter, ktorý dáva do vzťahu výšku, vlnovú dĺžku aj hĺbku. Vyjadruje pomer medzi učínkami nelinearity a disperzie v gravitačných vlnách. Využíva sa na výber vhodnej teórie pri popise vlny, pre lineárnu teóriu je $U_r \to 0$.

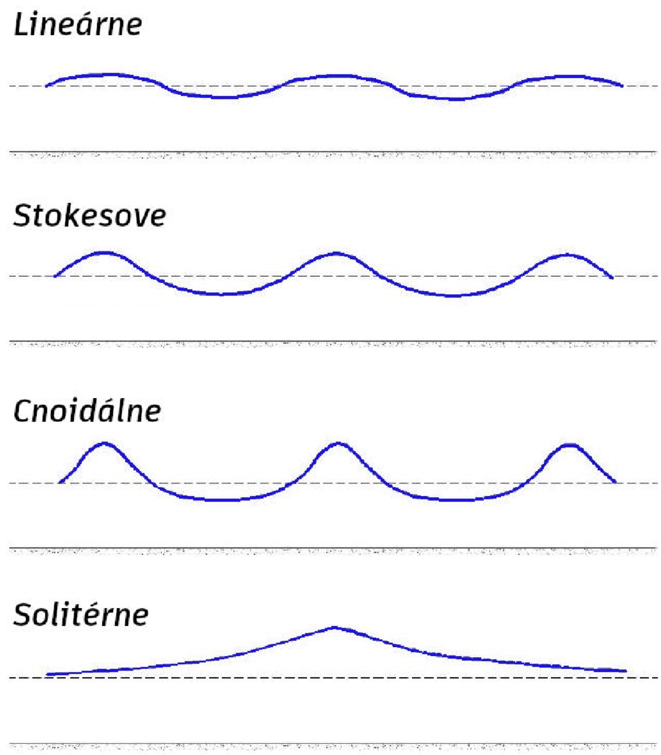
$$U_r = \frac{H\lambda^2}{h^3} \tag{1.56}$$

Reálne vlny sa vo väčšej či menšej miere líšia od ideálneho sínusového profilu, typickým znakom nelinearity sú špicaté vrcholy a ploché doliny vlny, viď obrázok 1.9. Tri základné nelineárne vlnové teórie pre generovanie impulzných vĺn, ktoré sú stručne popísané v tejto práci, sú **Stokesova, cnoidálna** a **solitérna** teória [9].

Všetky parametre zmienené vyššie majú vplyv na rozsah platnosti týchto teórií, schématicky sú znázornené na obrázku 1.8, podľa Le Méhauté (1976).



Obr. 1.8: Rozsah platnosti vlnových teórií podľa Le Méhauté (1976), (upravené [[29]][[14]]).



Obr. 1.9: Schematický tvar hladiny pre jednotlivých matematické modely [24].

1.2.1 Stokesove vlny

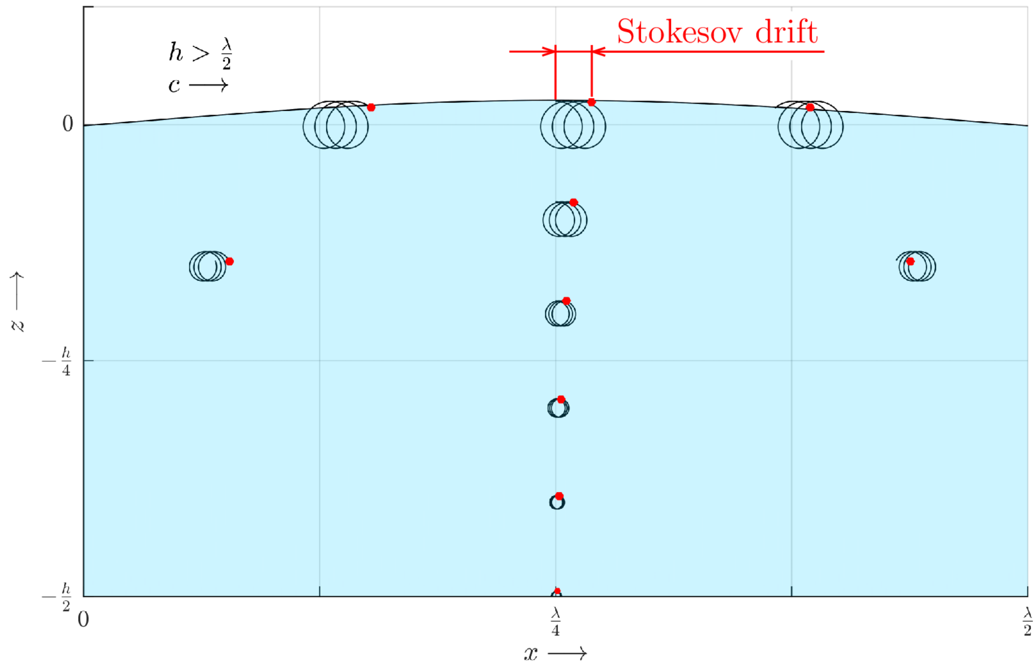
Teória vln konečnej amplitúdy podľa Stokesa (1847) je založená na potenciálnom (nevírivom) prúdení pre popis eolických (vetrom generovaných) vĺn na prechodnej a hlbokej vode. Profil vlny je zvyčajne popísaný členami až do piateho radu, ktorý má v praxi veľké využitie.Vzťah lineárnej disperzie stále platí pre Stokesove vlny 2. radu a vlnová dĺžka aj fázová rýchlosť sú nezávisle od výšky vĺn. Pri treťom a vyššom rade závisí fázová rýchlosť vĺn a vlnová dĺžka na výške vĺn, pri konštantnej perióde vĺn rastú s rastúcou výškou vlny. Okrem toho, častice vody sa už nepohybujú po uzavretých trajektóriách ale postupujú po orbitálach smerom šírenia vlny [5]. Tento jav sa nazýva **Stokesov drift** a ukazuje, že dochádza k prenosu hmotnosti a hybnosti v smere šírenia vlny, viď obrázok 1.10 - 1.12. Profil hladiny pre Stokesove vlny 2. radu, odvodený podľa Deana a Dalrympleho (2004), je v tvare

$$\zeta = \frac{H}{2} \cdot \cos(kx - \omega t) + \frac{H^2 k}{16} \cdot \frac{\cosh(kh)}{\sinh^3(kh)} \cdot (2 + \cosh(2kh)) \cdot \cos(2(kx - \omega t)). \qquad (1.57)$$

Súradnice častice vody x_2, z_2 označujú druhú aproximáciu a teda rozvinutie lineárnej teórie o jeden stupeň vyššie. Ako je vidieť z rovníc, v horizontálnom smere sa objavil nový nelineárny člen. Práve tento člen ovplyvní driftový pohyb častice [16].

$$x_2 = x_0 - \frac{H}{2} \cdot e^{kz_0} \sin(kx_0 - \omega t) + \omega k \left(\frac{H}{2}\right)^2 \cdot e^{2kz_0} t \tag{1.58}$$

$$z_2 = z_0 + \frac{H}{2} \cdot e^{kz_0} \cos(kx_0 - \omega t). \tag{1.59}$$



Obr. 1.10: Stokesova vlna 2. radu a Stokesov drift na hlbokej vode pre čas t=*3 T*.

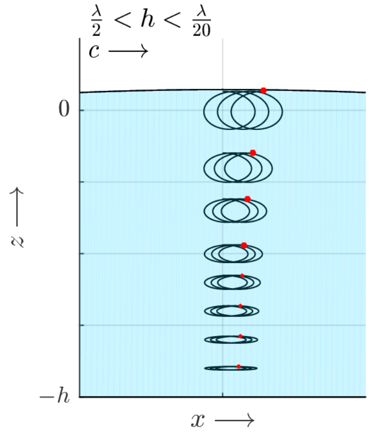
Stokesov drift je možné definovať ako rozdiel v koncových polohách častice po vopred určenom čase (zvyčajne jednej perióde) pri popise pohybu Lagrangeovými a Eulerovskými súradnicami. **Stokesova driftová rýchlosť** je dáná pomerom driftu a časového intervalu. Všeobecne je vyjadrená ako rozdiel medzi rýchlosťou Lagrangeovej častice a Eulerovou rýchlosťou prúdenia kvapaliny v bode. [4] Vzťah pre jej horizontálnu zložku druhého radu pre vlny na hlbokej hladine (Stokes, 1847) je nasledujúci,

$$u_{SD} = \omega k \left(\frac{H}{2}\right)^2 \cdot e^{2kz}. \tag{1.60}$$

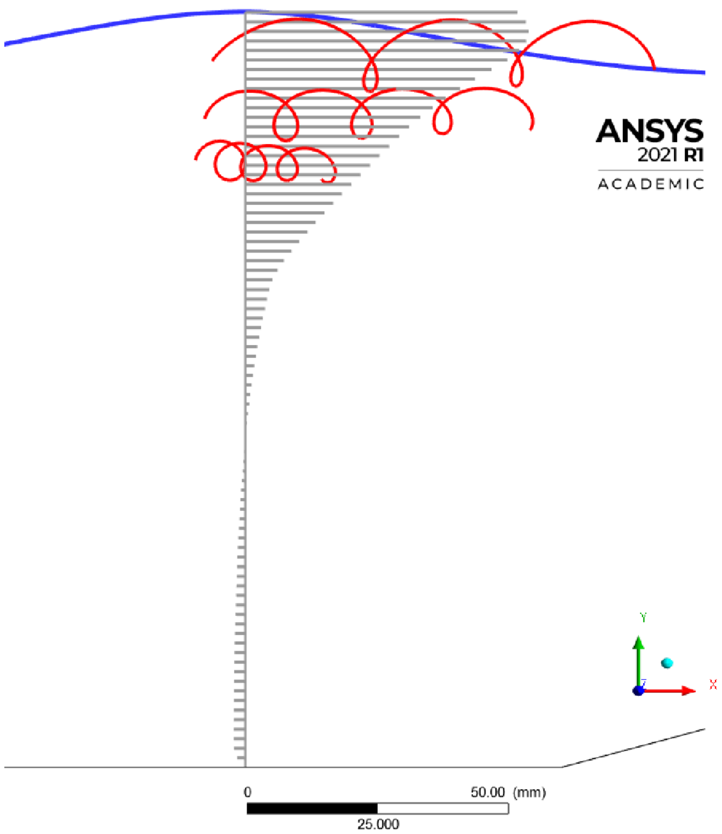
Pre vlny na obecnej hĺbke (Ursell, 1953) je vzťah rozšírený na,

$$u_{SD} = \omega k \left(\frac{H}{2}\right)^2 \cdot \frac{\cosh(2k(h+z))}{2\sinh^2(kh)}. \tag{1.61}$$

Táto rýchlosť sa nazýva aj transportná rýchlosť, alebo rýchlosť transportu hmotnosti a je dôležitá pri popise pohybu sedimentov, migrácie piesčin do pobrežných oblastí, transportu tepla, soli a organizmov do hornej vrstvy oceánu a pri sledovaní znečistenia hladiny mikroplastami a ropnými škvrnami [10].



Obr. 1.11: Stokesova vlna 2. radu a Stokesov drift na prechodnej vode pre čas *t=3 T*.



Obr. 1.12: Simulácia Stokesovej vlny 3. radu (modrá) so zobrazením vertikálneho rýchlostného profilu (šedá) a trajektórií častíc vody (červené).

Stokesov drift prevláda pri voľnej hladine a s rastúcou hĺbkou exponenciálne klesá s e^{2kz}. Ak teda dochádza k transportu hmotnosti a jej nasledujúcemu hromadeniu v nejakej oblasti, výška hladiny musí rásť (zákon zachovania hmotnosti), čím sa vytvorí tlakový gradient. Prúd, ktorý sa vytvorí ako reakcia na tlakový gradient obnoví rozdelenie hmotnosti, je označovaný ako **Eulerovský spätný prúd.** Vystupuje pri popise Stokesových vĺn 3. a vyššieho radu, viď obrázok 1.12. Je teda reakciou na Stokesov drift avšak jeho veľkost s rastúcou hĺbkou klesá oproti u_{SD} oveľa pomalšie a prevláda v dostatočnej vzialenosti pod hladinou. Pri laboratórnom sledovaní periodických postupných vĺn v uzavretých kanáloch alebo nádobách dochádza k pozdĺžnej cirkulácií prúdenia. Keďže celkový tok hmotnosti musí byť nulový, Stokesov drift v smere šírenia vlny musí byť sprevádzaný Eulerovským vratným prúdom v smere ku generátoru vĺn. Na výsledky experimentu má vplyv práve cirkulácia prúdenia, ktorá je ovplyvnená napríklad mierou odrazu vĺn od pláže (tvar, drsnosť, sklon), geometriou nádrže a počiatočnými podmienkami [17].

1.2.2 Cnoidálne vlny

Táto teória bola odvodená pomocou Jacobiho eliptickej funkcie cosínus *cn* (v anglickej literatúre označovaná názvom *cnoidal function*) za predpokladu hydrostatického rozloženia tlaku a nevírivého prúdenia pre eolické vlny na plytkej vode (Korteweg a de Vries,1895). Z tvaru hladiny (obr. 1.9) vlny je zjavná výrazná nesymetria, kde je okrem rozdielnej výšky vrcholu a doliny vlny, je možné vidieť aj nesymetriu v časovom úseku. Časový úsek vrcholu vlny je výrazne kratší ako časový úsek doliny vlny. Pohyb častíc vody je hlavne oscilačný ale dochádza aj k menšiemu prenosu hybnosti. Rozsah platnosti tejto teórie je ohraničený hranicou lámania vĺn $H/h = 0,78$ a Ursellovým číslom $U_r = 26$, viď obr. 1.8. Pre dostatočne malú výšku vlny v porovnaní s hĺbkou vody, sa cnoidálna teória zjednoduší na lineárnu teóriu vĺn. Druhým limitným prípadom cnoidálnych vĺn, kedy $T \to \infty$, sú vlny solitérne popísané nižšie [24].

1.2.3 Solitérne vlny

Teória solitérnych vĺn bola odvodená za predpokladu vírivého pohybu kvapaliny a nehydrostatického rozloženia tlaku (Boussinesq, 1871 a nezávisle na ňom Rayleigh,1876). Ako môže názov naznačovať (ang. solitary- *osamelý*), tento typ povrchovej vlny má len vrchol bez následnej doliny (obr. 1.9). Jedná sa o vlny čiste translačné, kedy sa častice pohybujú horizontálne, čoho výsledkom je veľký prenos hmotnosti v smere šírenia vlny. Tvar hladiny je popísaný rovnicou

$$\zeta = a \cdot \mathrm{sech}^2 \left(\sqrt{\frac{3a}{4h^3}} \cdot (x - ct) \right), \tag{1.62}$$

kde $a = H$ je výška vlny, funkcia $\mathrm{sech}(x) = 1/\cosh(x)$ a fázová rýchlosť vlny je $c = \sqrt{g(h+a)}$. Ako bolo uvedené v predošlej podkapitole, perióda tejto vlny je teoreticky $T = \infty$, a teda aj $\lambda = \infty$. Ursellovo číslo pre tento typ vlny je potom $U_r \cong 1$. Z solitérnej teórie bola odvodená maximálna relatívna výška vlny $H/h = 0,78$, ktorá je dôležitou hranicou v grafe platností jednotlivých teórii (obr. 1.8) [9]. Pri prekročení tejto hodnoty dochádza k lámaniu vlny a jej profil sa mení na tvar prívalovej vlny, viď podkapitola 2.3.2.

Typickým predstaviteľom týchto vĺn sú vlny tsunami, ktoré vznikajú posunom tektonických dosiek, pri zosuvoch pôdy a skál, odštiepením ľadovca, poprípade pri zosuve lavín do vysokohorských jazier a priehrad. Okrem prímorských oblastí, sa popisom týchto impulzných vĺn intenzívne zaoberajú v alpskom regióne (najmä Švajčiarsko) a potom v Nórsku, kde sa nachádza veľké množstvo prírodných aj umelých nádrží, ktoré sú obklopené strmými svahmi, z čoho plynie veľké riziko vniku týchto vĺn. Asi najkurióznejšia udalosť spojená s impluznými vlnami vo vnútrozemí je katastrofa vo Vajont (približne 100 km severne od Benátok), kde sa do vysokohorskej priehrady zhrútila časť hory o objeme asi 300 miliónov m^3, takmer dvakrát väčšom ako objem samotnej priehrady. To vyvolalo masívnu impulznú vlnu o výške 250 m. Oblúková hrádza priehrady s výškou 262 m bola 9. októbra 1963 preskočená o viac ako 70 m a v zaplavenom údolí zahynulo vyše 2000 ľudí. Táto udalosť je označovaná ako najhoršia karatastrofa v Európe spojená so zlyhaním priehrady, napriek tomu, že samotná hrádza nebola vážne poškodená [26].

Obr. 1.13: Priehrada Vajont v Taliánskych Alpách dokončená v roku 1961 (vľavo) a zničená v roku 1963 (vpravo).(upravené [[26]]).

2 POHYB SEDIMENTOV

Kontinentálny šelf, alebo aj pevninská plytčina, je oblasť tvoriaca rozhranie medzi hlbinnými oceánskymi panvami a exponovanou pevninou. Väčšina týchto pobrežných oblastí je tvorená hromadením sedimentov, z ktorých významnú časť predstavujú tzv. klastické (terigénne) sedimenty. Tieto prevažne kremeňové častice pochádzajú z erózie a zvetrávania okolitých hornín. Primárny typ zvetrávacích procesov v danej oblasti určujú klimatické podmienky a topografia oblasti a je ich možné rozdeliť na nasledujúce typy :

- **fyzikálne** (mechanické) zvetrávanie: fragmentácia hornín vplyvom mrazu alebo alternujúcich teplôt. Prevláda vo veľkej zemepisnej šírke a vysokej nadmorskej výške, ale taktiež v suchých aridných oblastiach púští.
- **chemické** zvetrávanie: dekompozícia hornín vplyvom chemických reakcií, kedy vznikajú nové minerály. Prevláda v malých zemepisných šírkach trópov, kde je dostatok tepla a vlhkosti.
- **biologické** napríklad *chemické* reakcie sekrétov organizmamov s minerálmi hornín alebo *mechanické* štiepenie vplyvom rastu koreňovej sústavy vegetácie.

Produkty zvetrávania sa do oceánu dostávajú najmä prostredníctvom vodných tokov a vetra. Bilanciu sedimentov môžu lokálne ovplyvniť aj ľadovce, vulkanická činnosti, erózia pobrežia, aerosól z rozpadajúcich sa vĺn a iné.

V plytkých pobrežných vodách, kde sa sedimenty pohybujú vo väčšej miere, je štúdium ich pohybu a pridružených procesov jednoduchšie a viac preskúmané. Tieto oblasti sú taktiež najviac ovplyvnené ľudskou činnosťou, ktorá často narúša ich prirodzenú rovnováhu. Princípy popisujúce procesy v týchto oblastiach sú však platné a aplikovateľné aj pre hlbinné podmienky. Jedným z hlavných faktorov ovplyvňujúcich pohyb sedimentov je veľkosť zrna, na základe ktorej sa sedimenty klasifikujú do jednotlivých skupín, ako je vidieť v tabuľke 2.1. Ide o rozdelenie veľkosti zŕn podľa Krumbeinovej (modifikovanej Wentworthovej) zrnitostnej škály , kde je rozsah veľkosti v logaritmickej mierke. Kompletnú tabuľku v pôvodnom anglickom jazyku je možné vidieť v prílohe 1.

2.1 Bentická medzná vrstva

Transport sedimentov naprieč celým vodným stĺpcom je ovplyvnený hydrodynamikou bentickej medznej vrstvy. Je to časť vodného stĺpca od dna po výšku, kde rýchlosť dosahuje hodnotu strednej rýchlosti prúdu. Vplyvom trenia na stene sa rýchlosť v tejto vrstve výrazne mení. Sedimenty a rozpustené látky sú naprieč vrstvou prenášané fyzikálnymi procesmi, podľa ktorých sa vrtva delí na *turbulentnú*, *viskóznu podvrstvu* a *difúznu podvrstvu*. Celková hrúbka bentickej medznej vrsty sa pohybuje od 5 do 50 metrov [13].

Tab. 2.1: Klasifikácia sedimentov podľa veľkosti zrna (Wentworth) [27].

Rozsah veľkostí	Súhrnný názov tried
$>$ 256 mm	Balvan
64–256 mm	Kameň
32–64 mm	Veľmi hrubý štrk
16–32 mm	Hrubý štrk
8–16 mm	Stredný štrk
4–8 mm	Jemný štrk
2–4 mm	Veľmi jemný štrk
1–2 mm	Veľmi hrubý piesok
0,5–1 mm	Hrubý piesok
0,25–0,5 mm	Stredný piesok
125–250 μm	Jemný piesok
62,5–125 μm	Veľmi jemný piesok
3,9–62,5 μm	Prach
0,98–3,9 μm	Íl
0,95–977 nm	Koloid

Intenzita pohybu sedimentov závisí na type prúdenia (trecie procesy sú výraznejšie pri turbulentnom prúdení) a miere zmeny rýchlosti toku v závislosti na hĺbke (rýchlostný profil), ktorá určuje šmykové napätie. Taktiež záleží na kompozícií a drsnosti dna. To, či bude častica z dna presunutá alebo nie, určuje hodnota šmykového napätia $\tau[Pa]$ (trecia sila) na dne. Rýchlosť smerom od dna k hladine systematicky narastá keďže vplyv trenia tekutiny so stenou ustáva. Na zistenie hodnoty šmykového napätia na dne je praktické využiť mieru zmeny tejto veličiny naprieč celým rýchlostným profilom. [1]

2.1.1 Turbulentná vrstva

Rýchlostný profil pri turbulentnom prúdení neďaleko dna je popísaný Von Kármán - Prandltlovým logaritmickým rozdelením.

$$u = \frac{u_*}{\kappa} \cdot \ln \frac{z}{K}, \tag{2.1}$$

kde $u\,[\mathrm{m \cdot s^{-1}}]$ je časovo stredovaná rýchlosť prúdu v bode $z\,[m]$ nad dnom, $K\,[-]$ je integračná konštanta závislá na absolútnej drsnosti dna, κ je Von Kármánová konštanta a $u_*\,[\mathrm{m \cdot s^{-1}}]$ je trecia rýchlosť. Práve **trecia rýchlosť** je dôležitým parametrom pri popise transportu sedimentov; ďalej pri určení rýchlostného profilu v medznej vrstve pri toku v korytách a pri určení rozdelenia rýchlosti po zvislici. Šmykové napätie v časti logaritmickej vrstvy je konštanté a trecia rýchlosť je vyjadrená v tvare

$$u_* = \frac{1}{5,75} \cdot \frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}\log z} \tag{2.2}$$

Šmykové napätie $\tau\,[\mathrm{Pa}]$ na stene vplyvom prúdenia tekutiny s hustotou $\rho\,[\mathrm{kg}\cdot\mathrm{m}^{-3}]$ je potom,

$$\tau = \rho \cdot u_*^2. \tag{2.3}$$

Vertikálne miešanie sa v tejto vrstve riadi kaskádovitosťou turbulentných vírov, ktoré svoju energiu disipijú do menší a menších vírov smerom k dnu [21].

2.1.2 Viskózna podvrstva

Za určitých podmienok sa môže na dne vytvoriť vrstva, kde je turbulentný pohyb vírov potlačený viskóznymi silami. Šmykové napätie je konštantné, kedže rýchlostný profil vrstvy je lineárny.

Hrúbka viskóznej podvrstvy δ_v je nepriamoúmerne ovplyvnená treciou rýchlosťou, ktorá je derivovanou (teoretická) veličinou vztiahnutou k inverznému gradientu rýchlosti. Viskozita vody v polárnych oblastiach je približne dvojnásobná oproti viskozite v oblasti rovníku, a teda hrúbka viskóznej podvrstvy je väčšia.

$$\delta_v = 10\frac{\nu}{u*} \tag{2.4}$$

Viskózna podvrstva sa v stredných a plytkých vodách tvorí len málokedy, hlavne kvôli nerovnostiam povrchu a treniu dna. Podľa Reynoldsovho čísla Re_* vztiahnutého k trecej rýchlosti sa oblasť prúdenia delí na hydraulicky drsné ($\mathrm{Re}_* \geq 70$), prechodné ($5 \leq \mathrm{Re}_* < 70$) alebo hladké ($\mathrm{Re}_* \leq 5$) dno. Drsné dno má za následok zvýšenie transportu vo vertikálnom smere a zmenšenie transportu sedimentov v horizontálnom smere.

$$\mathrm{Re}_* = \frac{u_* k}{\nu}, \tag{2.5}$$

kde k je absolútna drsnosť dna a $\nu\,[\mathrm{m}^2\cdot\mathrm{s}^{-1}]$ je kinematická viskozita vody. Šmykové napätie je vyššie ako v turbulentnej vrstve. Tento fakt má vplyv na transport a tvarovanie sedimentov a taktiež na život organizmy v tejto vrstve, ktoré musia byť prispôsobené veľkému šmykovému namáhaniu. V hlbokých vodách sú šmykové rýchlosti rádovo menšie a viskózna podvrstva môže mať hrúbku 3-12 mm. Menšie sedimenty v dostatočne slabom prúde sú chránené viskóznou podvrstvou, pokým sa táto vrstva nezačne rozpadať vplyvom zvyšujúcej sa trecej rýchlosti (rýchlosť prúdu) [22].

V prípade, že veľkosť zŕn tvoriach dno je väčšia ako δ_v, prúdenie bude kompletne turbulentné a logaritmická vrstva bude bezprostredne pri dne. Turbulentným vírom už nebudú brániť viskózne sily, z čoho vyplýva veľký potenciál pre transport sedimentov.

2.1.3 Difúzna podvrstva

Poslednou časťou betnickej medznej vrstvy na rozhraní sediment-voda, kde výmenu tepla a rozpustených pevných a plynných látok riadi molekulová difúzia, je difúzna podvrstva. Molekulová difuzivita je oproti molekulovej viskozite o niekoľko radov menšia, takže aj hrúbka podvrstvy je značne menšia, a to $\delta_D \approx 1\,\mathrm{mm}$ [19].

2.2 Pohyb častice

Na zrno sedimentu v prúde kvapaliny, ktoré leží na dne pôsobí výsledná sila, ktorá je daná vektorovým súčtom odporovej sily F_D pôsobiacej v smere prúdenia, vztlakovej sily F_L kolmej na odporovú silu a gravitačnej sily F_G smerujúcej zvisle dole, viď obrázok 2.1. Sily F_L a F_D vznikajú pri obtiekaní telesa reálnou kvapalinou vplyvom jej viskozity. Ak je prúd vody dostatočne silný, častice môžu byť vyzdvihnuté a unášané na veľké vzialenosti, poprípade sa pohybujú po dne [21].

Šmykového napätie (trecia sila) na dnemje úmerné druhej mocnine trecej rýchlosti a hustote. Častice sa dajú do pohybu, keď hodnota šmykového napätie prekoná tzv. kritické šmykové napätie, teda prekoná odporovú a gravitačnú silu, ktoré držia časticu na dne. Toto kritické napätie sa najčastejšie vyjadruje tzv. **Shieldsovým číslo** $\theta\,[-]$, ktoré je funkciou Reynoldsovho čísla vztiahnutého k rozmeru častice Re_{*p} [15].

$$\theta = \frac{\tau}{g(\rho_p - \rho)D_p} \tag{2.6}$$

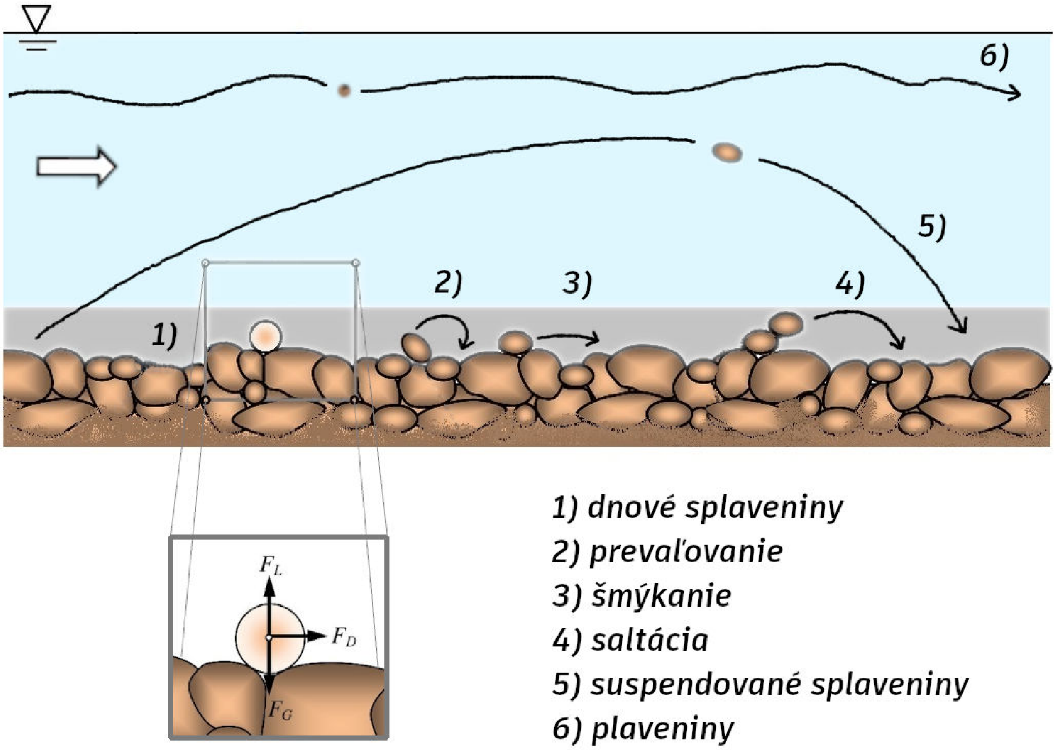
$$\mathrm{Re}_{*p} = \frac{u_* \cdot D_p}{\nu}, \tag{2.7}$$

kde D_p je priemer zrna a ρ_p je hustota sedimentu.

2.2.1 Rýchlosť sedimentácie

Ďalším dôležitým parametrom pri popise pohybu častíc je ich sedimentačná rýchlosť w, ktorá sa objaví pri klesaní častice smerom ku dnu. Súčet odporovej a vztlakovej sily je vtedy rovný gravitačnej sile pôsobiacej na časticu. Sedimentačnú rýchlosť ovplyvňuje typ prúdeniav v okolí častice. Rýchlosť usadzovania častíc menších ako 0.1mm je úmerná druhej mocnine priemeru zrna $w \propto D_p^2$, čo vyplýva zo Stokesovho zákona, kedy je laminárne prúdenie v okolí klesajúcej častice. Pre častice s priemerom približne nad 2 mm je prúdenie v ich okolí turbulentné a rýchlosť usadzovania je úmerná odmocnine z priemeru zrna $w \propto \sqrt{D_p}$, keďže je nutné brať do úvahy aj súčiniteľ odporu zrna. Rýchlosť usadzovania rastie s veľkosťou zrna a s rozdielom vzájomnej hustoty média a častice $(\rho_p - \rho)$. [2]

Materiál koryta sa rozdeľuje na *splaveniny dnové* a *splaveniny suspendované*, ktorých podskupinou sú ešte *plaveniny*. Dnové splaveniny, ktoré sa váľajú a šmýkajú ostávajú v neustálom kontakte s pevným podložím, poprípade po dne poskakujú a tento pohyb sa nazýva saltácia [12]. Sedimenty, ktoré boli z dna suspendované sa pohybujú po dlhých nepravidelných trajektóriách a do opätovného kontaktu s dnom sa zväčša dostanú, až keď prúd zoslabne. Poprípade ostávajú permanentne suspendované, keďže vertikálna zložka rýchlosti vírov smerom nahor je väčšia ako rýchlosť ich usadzovania. Jednotlivé typy pohybu častíc sú schematicky znázornené na obrázku 2.1.



Obr. 2.1: Sily pôsobiace na časticu v toku kvapaliny a typy pohybov častice (upravené [1],[2]).

2.2.2 Celkový prietok splavenín

Druh pohybu, akým je častica transportovaná pri turbulentnom prúdení, určuje **Rousové číslo** R_n [$-$] (Rouse number), ktoré je vyjadrené pomerom sedimentačnej rýchlosti a rýchlosti trecej. Sedimenty sa pohybujú ako dnové splaveniny (váľanie, šmýkanie, saltácia) pri prevladajúcich gravitačných silových účinkoch ($R_n > 2,5$). Pri prevládajúcich účinkoch trecej rýchlosti ($R_n < 2,5$) sa častice pohybujú ako suspendované splaveniny. Suspendované častice začínajú klesať ku dnu akonáhle je gravitačná sila väčšia ako vztlaková a zrná pohybujúce sa ako dnové splaveniny môžu byť prerušovane dvíhané do suspenzie vírmi.

$$R_n = \frac{w}{u_* \cdot \kappa} \tag{2.8}$$

Tento parameter je okrem toho dôležitý pri určovaní koncentračných profilov častíc v prúde zmesí naprieč vodným stĺpcom.
Z týchto profilov je potom možné vyjadriť **celkový prietok častíc**, ktorý je daný hmotnosťou sedimentov, ktorá bola prenesená daným bodom, poprípade jednotkou plochy vodného stĺpca za jednotku času. Súčet *toku dnových splavenín* q_d (úmerný u_*^3) a *toku suspendovaných splavenín* q_s (určeného z koncentračných profilov a rýchlosti prúdu) dáva celkový prietok $q_c = q_d + q_s$ $[\frac{\mathrm{kg}}{\mathrm{m^2 s}}, \frac{\mathrm{kg}}{\mathrm{s}}]$, ktorý rastie s rastúcou rýchlosťou prúdu.

Koncentrácia hrubších sedimentov strmo rastie smerom ku dnu, a teda aj maximálny tok je v pár metroch nad dnom. Na druhej strane, koncentrácia jemných sedimentov je naprieč vodným stĺpcom rozdelená rovnomernejšie, keďže sa častice dokážu ľahšie udržať v suspenzii vďaka turbulentnému prúdeniu. Mierne vyššie hodnoty koncentrácie suspendovaných častíc sú pri dne a minimum pri voľnej hladine. Preložením tvaru rýchlostného profilu cez krivku koncentrácie vo vodnom stĺpci, vyplýva že minimálne hodnoty toku jemných sedimentov sú neďaleko dna (menšia rýchlosť prúdenia kvôli treniu dna) a neďaleko voľnej hladiny (minimálna koncentrácia).

2.2.3 Roztriedenie sedimentov

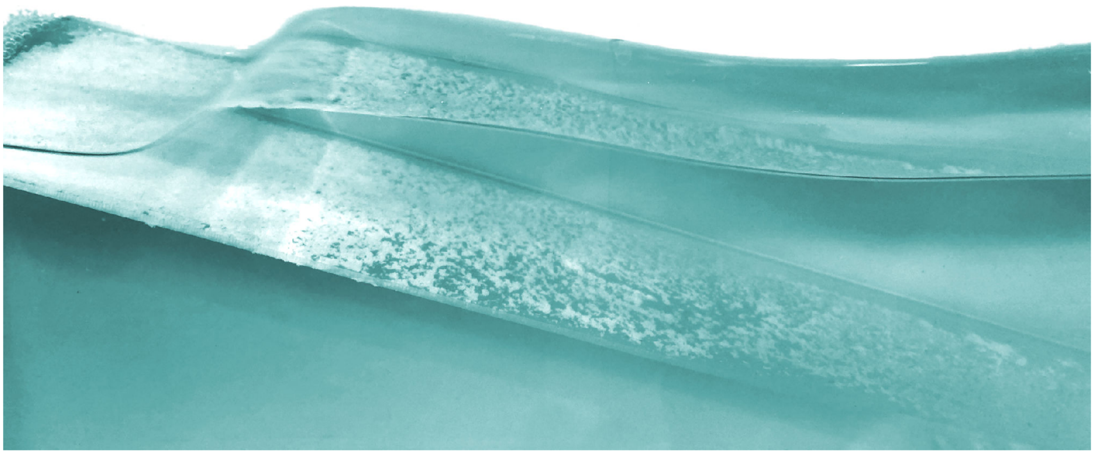
Medzi veličiny ovplyvňujúce celkový pohyb častíc patrí aj súdržnosť dna (kohezivita), ktorá je daná hlavne prítomnosťou ílových minerálov.

Kohézne sedimenty sa môžu zhlukovať do agregátov (vločiek) existujúcich vďaka elektrostatickej príťažlivosti a povrchovému napätiu. Značné zvýšenie celkovej súdržnosti dna sa prejaví ak je hmotnostný obsah ílu v sedimentoch okolo 5–10%. Kritické šmykové napätie potrebné na uvedenie kohéznych sedimentov do pohybu je omnoho väčšie ako by sa mohlo zdať vzhľadom na ich veľkosť. Tieto častice sa zvyčajne nepohybujú ako dnové splaveniny a sú priamo suspendované a prenášané do veľkých vzdialeností. Ich samotný transport často prebieha v prúde s rýchlosťou rádovo menšou ako bola rýchlosť prúdu potrebná na ich uvoľnenie z dna.

Nekohézne sedimenty sa v prírode vyskytujú v rôznych náhodných tvaroch a ich pohyb je oproti kohéznym sedimentom individuálny, kvôli absencii fyzikálno-chemických väzieb. Kritické šmykové napätie potrebné na uvoľnenie častice z dna teda úmerne rastie s veľkosťou zrna. Rýchlosť prúdu potrebná na ich pohyb po dne je len o niečo menšia ako rýchlosť prúdu potrebná na ich uvoľnenie z vrstvy sedimentov.

Pri pohybe častíc v pohybujúcej sa kvapaliny (najmä pri ich usadzovaní), dochádza k vplyvom rôznych rýchlostí sedimentácie k triedeniu sedimentov podľa ich veľkosti v pôvodne neroztriedenej zmesi. Čas, za ktorý sa častica usadí je výrazne väčší u sedimentov malej veľkosti zrna, najmä ak tvoria vločky. Vplyvom zotrvačnosti sa tieto sedimenty usadia na dne až v nejakej vzdialenosti od začiatku usadzovania a nastáva tzv. **oneskorenie usadzovania** sedimentov.

Ako bolo uvedené v 2.2.1, sedimentačná rýchlosť malých častíc je úmerná druhej mocnine priemeru zrna a teda aj malá zmena rozmeru zrna má za následok veľké zmeny tejto rýchlosti a dramatický vplyv na oneskorenie usadzovania jednotlivých častíc. Nastáva výrazné sortovanie sedimentov podľa ich veľkosti. Tento jav je možné vidieť na obrázku 2.2 , kde nastáva roztriedenie sedimentov vplyvom vlnenia.Na druhú stranu, sedimentačná rýchlosť hrubších častíc (nad 2 mm) je úmerná odmocnine z priemeru zrna a teda aj väčšia zmena veľkosti častice má len malý vplyv na rýchlosť sedimentácie. Malé rozdiely v oneskorení usadzovania medzi jednotlivými časticami vyústia do menšej separácie sedimentov podľa ich veľkosti zŕn.



Obr. 2.2: Rozloženie sedimentov na šikmom dne vplyvom vlnenia (experiment).

2.3 Vplyv vlnenia hladiny

Vlny a morské prúdy sa nevyskytujú izolovane, ale vzájomne sa ovplyvňujú. Transport sedimentov je najväčší práve tam, kde sú morské prúdy podporené pohybom vĺn. Vlny sú efektívnejšie v rozvírení sedimentov na dne, ktoré sú následné vynášané do suspenzie a môžu byť morskými prúdmi odplavené do veľkých vzdialeností.

Pohyb sedimentov vplyvom vĺn je značný najmä v pobrežných oblastiach, avšak ako bolo ukázané v kapitole 1 , tak čím je výška vlny väčšia, tým má väčší dosah smerom ku dnu. Pohyb morských prúdov je uniformnejší oproti pohybu vĺn, kde je nutné brať v úvahu oscilačný pohyb vpred a vzad na dne. Medzná vrstva vytvorená vplyvom vlnenia je analogická medznej vrstve vytrovenej morskými prúdmi, avšak jej popis je omnoho komplexnejší a nie je možné, v rámci rozsahu tejto práce, sa jej podrobným popisom zaoberať. Zložitosť plynie práve z orbitálnej rýchlosti častíc a teda šmykového napätia, ktorého smer sa obracia v závislosti na fáze vlny, takže medzná vrstva nie je nikdy úplne ustanovená. Hrúbka tejto oscilujúcej medznej vrstvy (1–10 mm) je rádovo menšia oproti bentickej medznej vrstve prúdu (5–50 m). Šmykové napätie na dne je úmerné druhej mocnine orbitálnej rýchlosti pohybu vlny.

2.3.1 Orbitálna rýchlosť častice

Trajektórie častíc pri pohybe vlny v hlbokej vode sú približne kruhové orbity, ktoré sa s postupom vlny do menšej hĺbky splošťujú na elipsy, až sa nakoniec deformujú na úsečky a vzniká pohyb vpred-a-vzad na dne.

Orbitálna rýchlosť sa získa z času, za ktorý častica, v určitej výške od dna, uzavrie svoju orbitálnu trajektóriu. Maximum horizontálnej zložky orbitálnej rýchlosti v smere k brehu je dosiahnuté tesne pod vrcholom vlny a maximum horizontálnej zložky orbitálnej rýchlosti v smere k moru je tesne pod dolinou vlny (obr. 2.3). Úpravou rovnice 1.27 dosávame vzťah pre maximálnu orbitálnu rýchlosť častice v horizontálnom smere v *prechodnej hĺbke*.

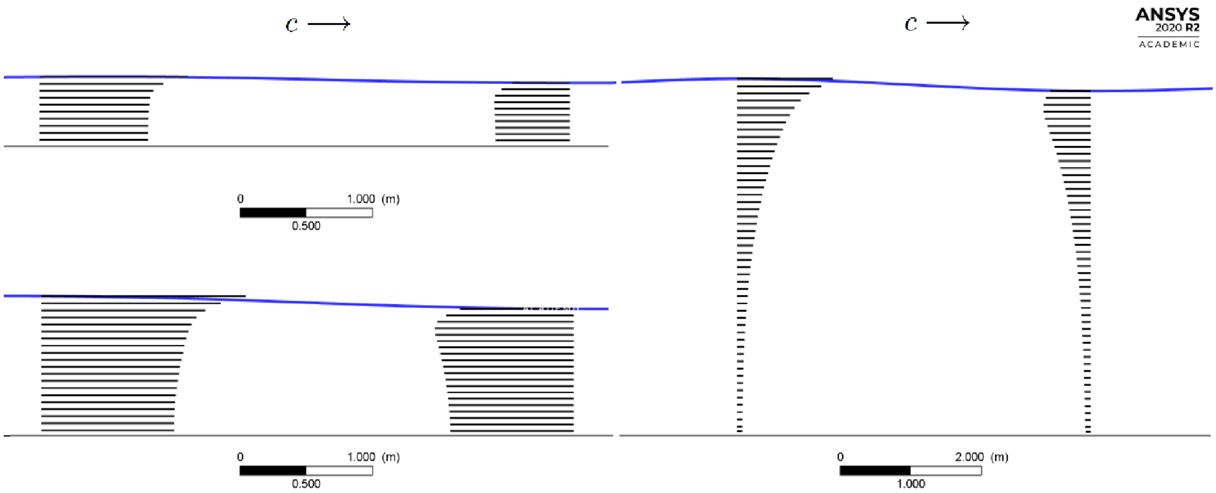
$$v_{xM} = \frac{\pi H}{T \cdot \sinh\left(\frac{2\pi h}{\lambda}\right)} \tag{2.9}$$

Z tohto vzťahu je vidieť, že v_{xM} je funkciou hĺbky vody h, výšky vlny H a periódy T. Pre vlny s rovnakou periódou sa orbitálna rýchlosť zvyšuje s rastúcou výškou vlny a pre vlny s rovnakou výškou je orbitálna rýchlosť väčšia u vĺn s menšou periódou. Strmé vlny vyvolané lokálnymi búrkami majú menšiu periódu ako vlny vyvolané búrkami v odľahlej oblasti (swelly), a teda ich orbitálna rýchlosť je vyššia.

Pri vlnách na plytkej vode je horizontálna zložka orbitálnej rýchlosti v celom vodnom stĺpci konštantná (obr. 2.3 (vľavo hore)), keďže orbity častíc sú elipsy, ktorých horizontálna polos sa s hĺbkou nemení (obr. 1.6). V tomto prípade je na zistenie horizontálnej orbitálnej rýchlosti nutné poznať len dve charakteristiky, a to výšku vlny a hĺbku vody.

$$v_{xM} = \frac{\pi H}{T \cdot \frac{2\pi h}{\lambda}} = \frac{\lambda}{T} \cdot \frac{H}{2d} = \frac{cH}{2h} \tag{2.10}$$

$$v_{xM} = \frac{H}{2}\sqrt{\frac{g}{h}} \tag{2.11}$$



Obr. 2.3: Rýchlostné profily pri vlnení hladiny na plytkej vode (vľavo hore), prechodnej vode (vľavo dole) a hlboke vode (vpravo).

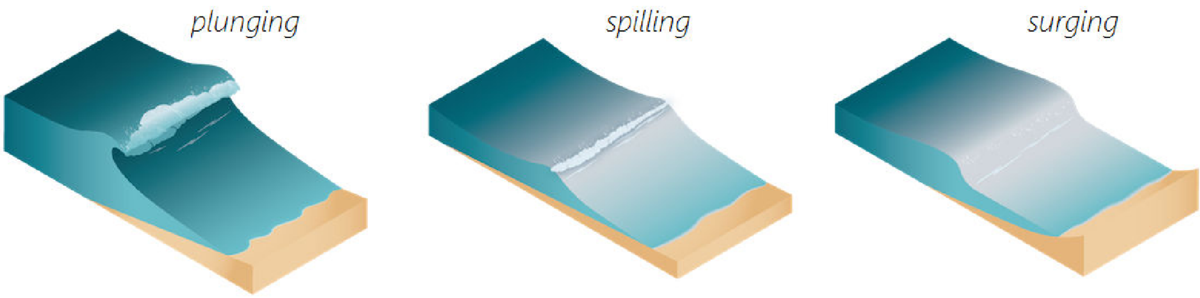
2.3.2 Strmosť vlny

Profil pláže je ovplyvnený hlavne veľkosťou zrna sedimentov a strmosťou vĺn približujúcich sa k pobrežiu. Vlna putujúca do oblasti so zmenšujúcou sa hĺbkou spomaľuje vplyvom trenia dna a jej vlnová dĺžka a perióda sa zkracujú, naproti tomu, výška rastie. S rastúcou výškou vlny rastie aj orbitálna rýchlosť, čo má za následok zvýšenie šmykového napätia na dne a tak aj zväčšenie potenciálu pre pohyb sedimentov. Pohyb častíc je ešte významnejší, ak výška vlny prekročí limitnú strmosť. Vlna sa vtedy stáva nestabilnou v dôsledku toho, že častice na hladine predbiehajú častice na dne, ktoré sú spomaľované vplyvom trenia s dnom. Pri kolabovaví alebo lámaní vlny dochádza k veľkému uvoľneniu energie, ktorá je zmarená najmä v turbulentnom pohybe častíc [20].

Teoretické limity, ktoré určujú či sa vlna bude lámať, sú strmosť vlny s_v a relatívna výška vlny k hĺbke vody γ, táto však v praxi nie je len jedna hodnota, ale závisí na sklone dna α_n. Čo sa týka vzťahu medzi sklonom pláže a hĺbkou, kde sa vlny lámu, bolo dokázané, že pre určitý sklon dna je pomer medzi výškou vlny a hĺbkou konštantný pre určitú výšku vlny nezávisle na jej pôvode vlny. S rastúcim sklonom dna a zvyšuje aj pomer γ, z čoho vyplýva, že sa vlny určitej výšky budú lámať v plytkej vode pri miernejšom sklone ako pri prudkom sklone. Hodnoty relatívnej hĺbky γ sa v praxi pohybúju v rozmedzí 0,4–1,2.

$$s_v = \frac{H_0}{\lambda_0} < \frac{1}{7}, \qquad \frac{H}{h} = 0,78 = \gamma \tag{2.12}$$

Uhol sklonu dna ovplyvňuje typ, akým sa budú vlny na pobreží lámať. Na obrázku 2.4 sú znázornené tri základné typy lámajúcich sa vĺn. Bohužiaľ sa nepodarilo dohľadať slovenskú (českú) terminológiu, ktorá by pomenovala tieto typy, preto bude pri ich popise používaná pôvodná anglická terminológia, poprípade pokus o voľný preklad.



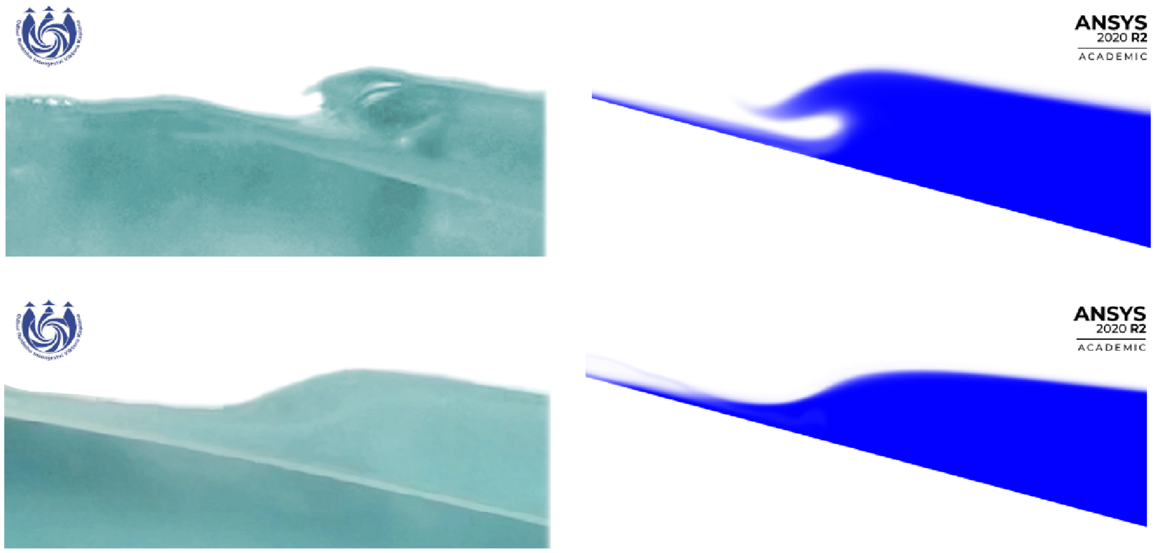
Obr. 2.4: Typy lámajúcich sa vĺn (upravené [[28]]).

Najznámejším typom lámajúcej sa vlny, nie len pre nadšencov vodných športov, je vlna typu **plunging** ("vrhajúca sa", driftujúca). Tvoria sa pri mierne strmom sklone dna a vytvárajú typické trubice s rotujúcou vodou. Zanikajú prudkým nárazom a rýchlou disipáciou energie na relatívne malej ploche. Ich výbeh na pláž je krátky a energia využitá na pohyb sedimentov smerom príboja je minimálna. Následný spätný splach, nazývaný aj kompenzačný prúd, popr. dnový protiprúd, je silnejší a berie so sebou veľké množstvo materiálu. Tieto vlny spôsobujú vymývanie pláží nadnesením veľkého množstva sedimentov do suspenzie, ktoré sú odnesené späť do mora.

Ďalším druhom je vlna typu **spilling** ("speňujúca sa"), ktorá sa objavuje na pobreží s miernym sklonom. Je typická svojím pomalým a dlhým rozpadom, energia sa uvoľňuje vo forme spenia vrcholu.

Lámanie vĺn s menšou strmosťou a dlhšou periódou, ktoré obvykle prebieha v miestach so strmým dnom, sa nazýva **surging** ("vzdúvajúce saälebo prívalové). Je sprevádzané silným naplavením sedimentov smerom k pláži. Následné spätný splach je slabý, keďže sa väčšina energie spotrebovala pri príboji. Typickým znakom je rýchly výbeh vlny po svahu a následné zmiznutie vrcholu vlny, ktorý je oproti predošlým dvom typom zvyčajne hladký a bez spenenia. Na plážach s veľmi strmým svahom sa môžu tieto vlny odrážať od dna a vytvárať stojaté vlny ("séše", seiche). Tesne pred jej zánikom sa tvorí vodná stena postupujúca veľkou rýchlosťou k brehu, ukážkovým príkladom sú prílivové vlny a vlny tsunami.

V rámci experimentálnej časti práce sa podarilo zachytiť lámajúce sa vlny typu plunging a surging, ktoré boli následne porovnané s výsledkami z výpočtového modelovania, viď obrázok 2.5. Typ vzdúvajúcej sa vlny (surging) je okrem toho zastihnutý aj na obrázku 2.2.



Obr. 2.5: Kvalitatívne porovnanie lámajúcich sa vĺn vrámci experimentu a výpočtového modelovania: typ plunging (hore) a typ surging (dole).

Typ, akým spôsobom sa bude vlna lámať približne určuje **Iribarrenové bezrozmerné číslo** (ξ_0,ξ_b), ktoré sa používa pri popise efektov vlnenia na pláže a pobrežé stavby [25].

$$\xi_0 = \frac{\tan \alpha_n}{\sqrt{\frac{H_0}{\lambda_0}}}, \text{ popr.} \qquad \xi_B = \frac{\tan \alpha_n}{\sqrt{\frac{H_B}{\lambda_0}}}, \tag{2.13}$$

kde α_n je sklon dna, H_0 je výška vlny v hlbokej vode, λ_0 je vlnová dĺžka v hlbokej vode a H_B je výška vlny v bode jej zlomu. Irribarenové čísla pre oba prípady popisu sú uvedené v tabuľke 2.2 pre jednotlivé typy lámajúcich sa vĺn.

Tab. 2.2: Typy lámania vlny v závislosti na Iribarrenovom čísle.

typ lámania	$\boldsymbol{\xi_0}[-]$	$\boldsymbol{\xi_B}[-]$
vzdúvanie (surging)	$\xi_0 > 3{,}3$	$\xi_B > 2{,}0$
driftovanie (plunging)	$0{,}5 < \xi_0 < 3{,}3$	$0{,}4 < \xi_b < 2{,}0$
spenienie (spilling)	$\xi_0 < 0{,}5$	$\xi_b < 0{,}4$

2.3.3 Profil pláže

Veľká časť energie vlny lámajúcej sa pri pobreží je zmarená v pohybe sedimentov, z ktorých časť sa vždy odplaví späť do mora. Pomer medzi naplavenými a odplavenými časticami je daný sklonom pláže a schopnosťou vody presakonať vrstvy sedimentov (perkolácia), ktorá je daná veľkosťou ich zŕn. Perkolácia vody do hrubších sedimentov je výraznejšia ako do sedimentov jemných, kde naopak nastáva významnejší spätný splach.

Orbitálna rýchlosť, ktorou sa častice pohybujú, je okrem periódy a výšky vlny závislá aj na veľkosti zŕn sedimentov. Veľkosť v_{xM} pohybujúcich sa častíc určitej veľkosti, rastie s rastúcou periódou vĺn. Hodnota zrýchlenia častíc vody je väčšia pre vlny s krátkou periódou, a teda tieto častice rýchlejšie dosahujú svoju maximálnu horizontálnu orbitálnu rýchlosť v_{xM} . Táto závislosť má za následok väčšie hodnoty šmykového (trecieho) napätia na dne.

Spomalenie častíc vplyvom trenia dna je väčšie pri časticiach, ktoré sa nachádzajú pod dolinou vlny, keďže v tejto fáze vlny je hĺbka pod voľnou hladinou menšia. To znamená, že rýchlosti nie sú rovnako veľké v jednotlivých smeroch. Z obrázku 2.3 je vidieť, že rýchlosti dosahujú vyšších hodnôt v smere šírenia vlny k pevnine (príboj). Vtedy sú schopné preniesť hrubé sedimenty formou dnových splavenín a jemnejšie častice formou suspendovaných splavenín. Na druhej strane, rýchlosti smerom naspäť k moru sú menšie a schopné preniesť len častice v suspenzii, poprípade jemnejšie dnové splaveniny prostredníctvom dnového protiprúdu. Z profilu vĺn vyšších radov (Stokesove vlny 2. a vyššieho radu) je evidentný fakt, že vrchol vlny pokrýva kratší časový úsek oproti časovému úseku doliny vlny, to má za následok výsledné rozloženie veľkosti sedimentov v oboch smeroch. Smerom k brehu sú sedimenty hrubé a smerom k moru sú sedimenty jemné.

Ako už bolo spomínané, vratný splach vody strmých lámajúcich sa vĺn je slabší ako príboj vody na pláž v dôsledku perkolácie zmesy vody a čatíc do pláže. Čím sú sedimenty hrubšie, tým je vsakovanie vody výraznejšie a tým je slabší vratný splach vody do mora. Vo všeobecnosti aj vlny priemerných rozmerov sú schopné preniesť hrubšie sedimenty (štrk, hrubý piesok) smerom k pevnine a odniesť jemnejšie sedimenty (jemný piesok, bahno) naspäť do mora. Celkovým výsledkom je budovanie pláže. Väčšie vlny môžu na pláž preniesť aj veľké kamene a balvany a odniesť hrubší piesok a štrk.

Hrubozrnné sedimenty prispievajú k tvorbe strmých pláži, voda stráca značnú časť energie perlokáciou a spätný splach vody je slabý na to aby tieto veľké naplavené sedimenty odniesol späť do mora. V zimnom období kedy je pláž nasýtená zrážkovou vodou je perkolácia sedimentov nižšia a vratný tok je silnejší, čo spôsobuje výsledný efekt erózie pláže.

2.3.4 Zhrnutie vplyvu vlnenia

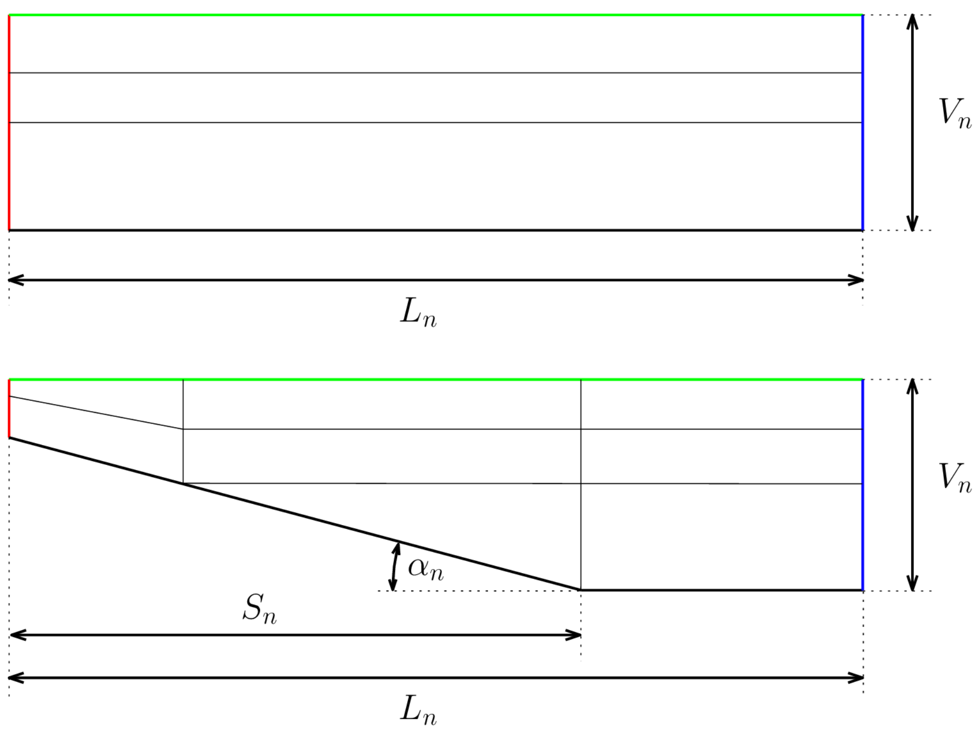
- Orbitálna rýchlosť potrebná na uvedenie sedimentu do pohybu rastie s rastúcou periodou vlny. V plytkých vodách je po celom rýchlostnom profile konštantná.
- Profil pláže je ovplyvnený hlavne veľkosťou zrna sedimentov a strmosťou vĺn približujúcich sa k pobrežiu.
- Vlny s malou výškou a rýchlosťou majú tendenciu pláže budovať, vlny s veľkou výškou majú za následok splošťovanie a strhávanie pláží.
- Pokles sklonu pláže je daný strmosťou vĺn, nezávisle na veľkosti sedimentov. Pri rovnakej strmosti vlny platí: čím hrubšie sedimenty, tým prudší svah. Pláže s miernym sklonom sú vytvárané jemnými sedimentmi.
- Vlny s dostatočne veľkou periódou sú schopné prenášať hrubé sedimenty aj v relatívne veľkých hĺbkach. Rozloženie veľkosti sedimentov smerom k pevnine a smerom k moru je odlišné vplyvom perlokácie a rozdielej sily príboja a dnového protiprúdu.
- Uhol sklonu dna ovplyvňuje typ, akým sa vlny budú na pobreží lámať: prudký sklon - vzdúvajúce sa vlny (surging), mierny sklon - vrhajúce sa (plunging) a spenené(spilling) vlny.

3 NUMERICKÁ SIMULÁCIA

Vrámci práce sa okrem teoretického popisu vlnenia hladiny a pohybu častíc venuje pozornosť aj overeniu týchto poznatkov pomocou výpočtového modelovania tekutín (CFD), v tomto prípade ide o software ANSYS Fluent.

3.1 Geometria a sieť

Keďže sa teoretický popis viazal na popis vlnového pohybu v rovine, aj v prípade simulácie bude zavedené zjednodušený týmto spôsobom. Prvým krokom je vytvorenie geometrií, ktoré majú jednoduché tvary (viď obr. 3.1) a teda sa ich modelovaním nie je nutné zaoberať. Stačí spomenúť, že boli vytvorené v ANSYS DesignModeleri. Proces tvorby siete na diskretizovanej geometrii je taktiež rýchly a jednoduchý pomocou ANSYS Meshingu. Vytvorené prvky sú typu CFD-linear, štvoruholníky (quad) a sú zjemnené v oblasti fázového rozhrania. Vplyv veľkosti siete na výpočet nie je predmetom záujmu, kedže šlo o 2D doménu, tak počet prvkov bol dostatočný a teda sa mierilo no hornú hranicu vrámci licencie, a teda 480–510 tisíc prvkov v závislosti na veľkosti geometrie. Posledným krokom preprocessingu bolo nastavenie *named-selections*. Tie sú farebne rozlíšené na obrázku 3.1 následovne: **modrá** - vstup rýchlosti (*velocity inlet*), **zelená** - atmosferický tlak (*atmosphere*), **červená** - tlakový výstup (*pressure outlet*)) a nakoniec **čierna** - dno (*wall*).



Obr. 3.1: Geometria

Takto nastavená doména bola spustená v ANSYS Fluente ako 2D úloha s *Double Precision*, čo je možnosť vhodná (nutná) pre simulácie viacfázového prúdenia. Úloha bola nastavená ako tranzientná s riešičom *Pressure-based* a s vplyvom gravitácie.

3.2 Modely

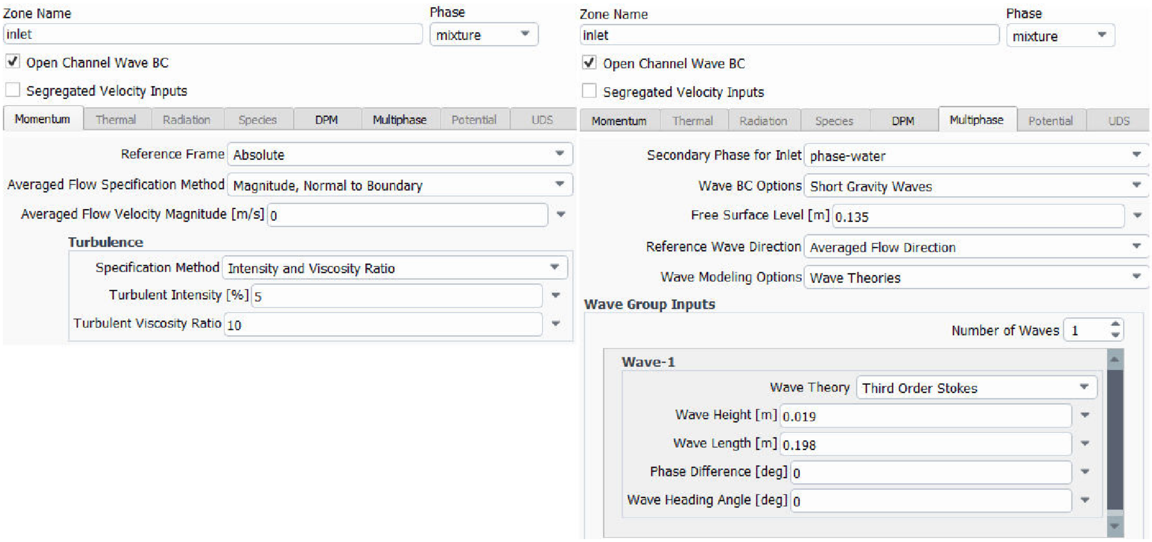
Z viacfázových modelov bol vybraný **VOF**, ktorý je najčastejšie používaný pre simulácie vlnenia a taktiež všeobecne, prúdenie s voľnou hladinou. Je definovaný na základe objemových zlomkov daných fázi (tzv. *fraction function*, volume fraction) a spĺňa okrajovú dynamickú a kinematickú podmienku pre voľnú hladinu. Schéma modelu nastavená na *Implicit* a doporučené nastavenie *Implicit Body Force*, resp. východzie. Eulerovské fázy boli vzduch - primárna a voda - sekundárna. V submodeloch VOF bolo nastavené prúdenie s voľnou hladinou - *Open channel flow* aj okrajové podmienky pre vlny - *Open channel wave BC*. Modelovanie rozhrania fázi bolo nastavené na možnosť *sharp*, teda ostré rozhranie.

Z viskozných modelov bol nastavený **turbulentný model** $k - \omega$ SST, čo je pokročilý dvojrovnicový model. Jedná sa o model z rodiny RANS (URANS). Ukázal sa ako vhodný pre daný problém, naviac v kombinácii s jednoduchou 2D doménou šlo o celkom rýchly výpočet.
Posledný z nastavených modelov bol **DPM**, teda modelovanie diskrétnej fázy na sledovanie trajektórií častíc. Tu boli nastavené nasledujúce možnosti: *Interaction with continuous phase, update DPM sources every flow iteration, unsteady particle tracking, track with fluid flow time step*. Ďalej bolo nastavené vloženie častíc do prúdu. Typ vloženia zvolený ako skupina častíc a typ častice - *massless*, teda nehmotná. Poloha týchto častíc bola nastavená počiatočnými a koncovými súradnicami X a Y a počiatočným a koncovým časom.

3.3 Podmienky

V *operating conditions* bol nastavený vplyv gravitácie, atmosferický tlak a hustota okolného média - vzduchu. Okrajová podmienka pre atmosféru (zelená) aj výstupu tlaku (červená) boli nastavené na *pressure outlet*. V multifázi možnosť prúdenia s voľnou hladinou a zadané hodnoty výška dna a výšky voľnej hladiny. V záložke pre DPM bol vybraný typ okrajovej podmienky - *escape*. Okrajová podmienka pre dno (čierna) bola nastavená ako stacionárna s podmienkou *no slip* a model drsnosti ponechaný na štandartnom. V prípade steny bola okrajová podmienka pre DPM typu *reflect*.

Okrajová podmienka pre vstup rýchlosti (modrá) je nastavená nasledovne:



Obr. 3.2: Nastavenie vlnenia na okrajovej podmienke pre vstup rýchlosti.

V možnosti *Wave BC Option* je výber z možnosti režimu vlnenia, a to vlny na hlbokej vode (**Short Gravity Waves**), vlny na prechodnej/plytkej vode (**shallow/Intermediate waves**) a vlny na čiste plytkej vode (**Shallow waves**). Možnosť modelovania vlny je na základe vlnových teórií (*Wave Theories*). Taktiež je nutné nastaviť výšku dna a voľnej hladiny, počet generovaných vĺn a vybranú teóriu vlny. Pre vlny na hlbokej vode a vlny na prechodnej/plytkej vode sú na výber *Stokesove teórie 1.-5. radu*. Pre vlny na čiste plytkej vode sú na výber *Solitérna* a *Cnoidálna teória 5. radu*. Nasleduje nastavenie parametrov vlny, ako je výška, vlnová dĺžka a iné.

Po nastavení všetkých požadovaných parametrov vlny a vybraných teórií je nutné overiť ich platnosť. Toto overenie je automaticky vygenerované po napísaní nasledujúceho príkazu do konzolového okna softwaru ANSYS Fluent:

/define/boundary-conditions> open-channel-wave-settings, alebo skrátene **/define/boundary-conditions> o-c-w-s**.

Výsledna analýza vlnenenia je v nasledujúcej forme:

Wave Input Analysis for Velocity Inlet : Thread ID = 20

Wave-1 Analysis

Current Settings : Wave theory : 3rd-order-Stokes , Wave regime = Shallow/Intermediate

Wave Height (H) = 0.0160, Wave Length (L) = 0.2650
Liquid Depth (h) = 0.1100, Ursell Number (H*L*L/(h*h*h)) = 0.8442

Mandatory checks for full wave regime within wave breaking limit

Relative Height: H/h = 0.1455 , Maximum theoretical limit = 0.7800
Maximum numerical limit = 0.5500
Relative height within wave breaking limit

Wave Steepness: H/L = 0.0604 , Maximum theoretical limit = 0.1420
Stable numerical limit = 0.1000 , Maximum numerical limit = 0.1200
Wave steepness within wave breaking limit

Checks for selected wave theory within wave breaking and stability limit

Relative height check -**relatívna výška**
H/h = 0.1455 , Min : 0.0000 , Max : 0.5000
Relative height check : successful **->ok**

Wave Steepness check -**strmosť vlny**
H/L = 0.0604 , Min : 0.0000 , Max : 0.0989
Wave steepness check : successful **->ok**

Ursell Number check -**Ursellovo číslo**
Ur = 0.8442 , Min : 0.0000 , Max : 25.0000
Ursell number check : successful **->ok**

Wave regime check -**režim vlny**
h/L = 0.4151 , Min : 0.0600 , Max : 10000.0000
Wave regime check : successful **->ok**

Summary
Checks : passed **ok**
Selected wave theory is appropriate for application.

Pokiaľ všetky kritéria popísané v vyhovujú numerickým limitom je možne pokračovať v nastavení výpočtu. Ak by parametre vlny nevyhovovali nejakému z kritérií, objaví sa varovná hláška, ktorá radí nastaviť inú teóriu vlny. V horšom prípade sa objaví hláška, ktorá oznámi, že žiadna z teória nespĺňa limity nastavenej vlny a je nutné zmeniť jej parametre. Čo sa týka okrajovej podmienky pre model diskrétnej fáze, tak je opäť nastavená na *escape*.

Po nastavení požadovaného vlnenia platného vrámci všetkých kritérií, je možné pre doménu nastaviť v **Cell Zone Condition** numerickú pláž. Tá je definovaná neďaleko okrajovej podmienky s výstupom tlaku. Slúži na potlačenie numerických odrazov šírených proti prúdu. Dĺžka plážové zóny môže byť nastavená s počiatočným a koncovým bodom alebo koncovým bodom a zvoleným počtom vlnových dĺžok. Zdroj tlmenia je pridaný do rovnice hybnosti a tlmiaci účinok sa postupne zvyšuje pozdĺž pláže,zatiaľ čo od voľnej hladiny sa postupne zmenšuje. [8]

3.4 Výpočet

V metódach je nastavená schéma *SIMPLE*, diskretizácia tlaku PRESTO! a ostatné diskretizácia na prvé rady (First Order Upwind).

Inicializácia výpočtu hybridnou metódou z inletu prebehla dvakrát, prvý krát pre metódou prúdenia s voľnou hladinou typu *Wavy*, teda zvlnená. V tomto prípade bola automaticky vypočítala približná perióda nastavenej vlny. Typ druhej inicializácie bol nastavený typ *Flat*, teda vodorovná hladina. Z tejto inicializácie prebiehali všetky výpočty s časovým krokom približne 250 bodov na periódu. Celkový čas každého výpočtu bol počítaný tak, aby prebehlo aspoň 10 periód vlny doménou. Na začiatku výpočtu bol časový krok 0,001 s a postupne sa zvyšoval tak, aby bol dosiahnutý požadovaný počet bodov na periódu.

V tabuľke 3.1 je výčet všetkých nastavených výpočtov s príslušným označením. Výpočty zvýraznené farebne sú simulácie experimentu a budú popísané v časti 4.1. V tabuľke je symbolom T_f označená perióda vlny vypočítana na základe iniciálizácie z Fluentu, symbolom T_t perióda vypočítaná teoretickými vzťahmi z lineárnej vlnovej teórie a symbolom n_p je označená dĺžka numerickej pláže od konca domény. Režim vlnenia je v označení výpočtu reprezentovaný prvým písmenom H/P/M a teda vlny na Hlbokej/Prechodnej/Malej hĺbke. Číslica za týmto písmenom reprezentuje aproximačný stupeň v teórii Stokesových vĺn. Nakoniec symbol $\lambda_{1/2/3}$ rozlišuje výpočty podľa vlnovej dĺžky.

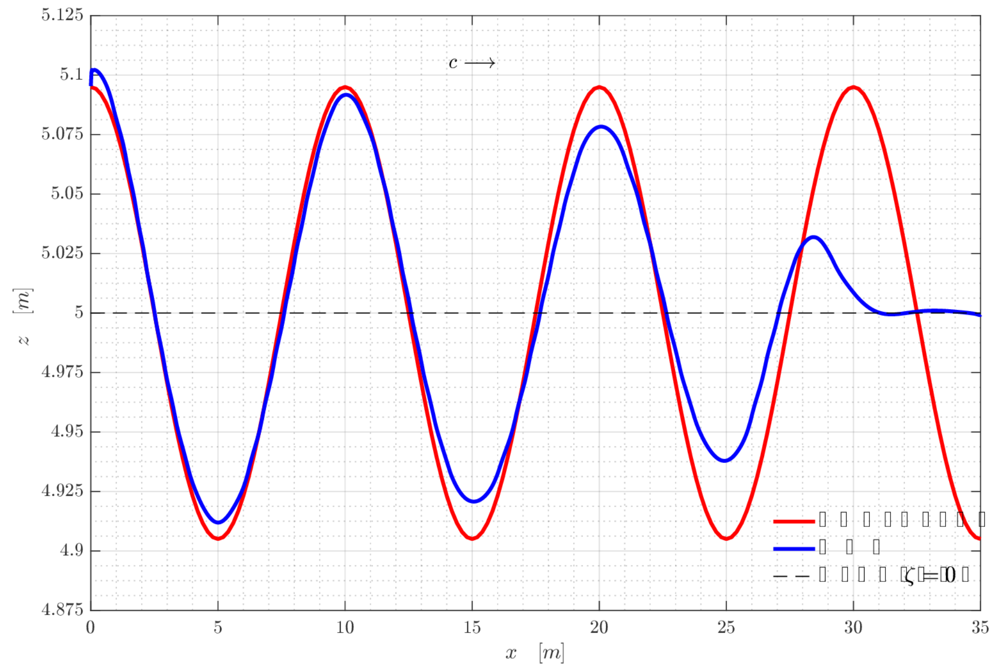
Tab. 3.1: výpočty

výpočet	rozmery domény				parametry vlnenia					n_p [m]
	L_n [m]	V_n [m]	S_n [m]	α_n [°]	h [m]	λ [m]	H [m]	T_f [s]	T_t [s]	
H1λ_1	35	7	-	-	5	10	0,19	2,5308	2,5355	10
P1λ_2	50	2	-	-	1	7	0,1	2,4932	2,5039	14
P1λ_1	35	2	-	-	1	10	0,1	3,3137	3,3913	10
M1λ_1	35	2	-	-	0,5	10	0,05	4,3271	4,5884	10
M1λ_3	50	2	-	-	1	20	0,1	6,3855	6,4890	30
H3n_{250}	0,8	0,2	-	-	0,135	0,198	0,019	0,3406	0,3562	0,54
H3f_{250}	0,8	0,2	0,54	15	0,135	0,198	0,019	0,3406	0,3562	-
H3f_{100}	0,8	0,2	0,54	15	0,135	0,198	0,019	0,3406	0,3562	-
P3f_{250}	0,8	0,2	0,54	15	0,11	0,265	0,016	0,4067	0,4142	-

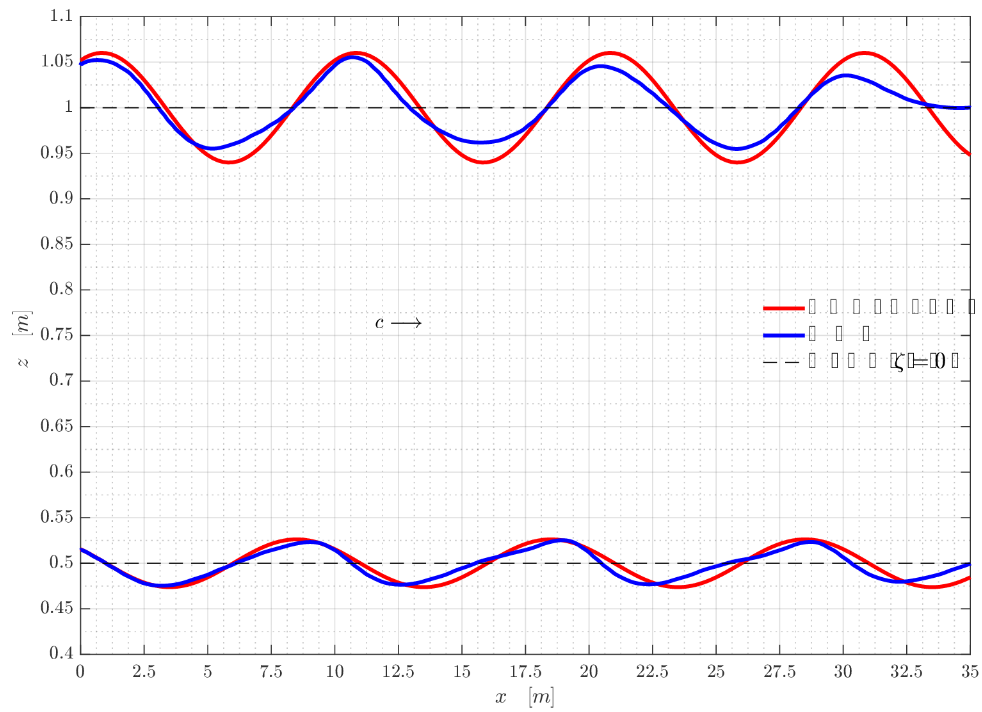
3.5 Porovnanie výsledkov

Výpočty čislo H1λ_1–M1λ_3 slúžia na porovnanie výsledkov simulácie s teoretickými vzťahmi, keďže v oboch prípadoch je využita *teória lineárných vĺn*. Porovaný je tvar hladiny a trajektórie čatíc pre jednotlivé režimy. Z obrázku 3.3 je vidieť, že na začiatku domény je výška simulovanej vlny je väčšia oproti teoretickej výške, čo môže byť spôsobené náhlym rozruchom pri generovaní vlny. Postupne výska mierne klesá,až do bodu začiatku podmienky pre numerickú pláž. Odtiaľ je vplyvom tlmenia pokles výrazný až dochádza k úplnemu zániku vlnenia. Podobný priebeh je aj v prípade prechodnej hĺbky na obrázku 3.4, kde však vplyvom trenia dna je výška vlny, oproti teoretickej hodnote, zmenšená výraznejšie už od začiatku domény. Pre prípad malej hĺbky na obr. 3.4 je rozdiel medzi výškami zanedbateľný, avšak je tu výrazne deformovanie tvaru hladiny v smere šírenia vlny. To je taktiež spôsobné trením dna, ktoré je najvýraznejšie pre vlny na plytkej vode keďže horizontálna zložka rýchlosti sa s hĺbkou nemení.

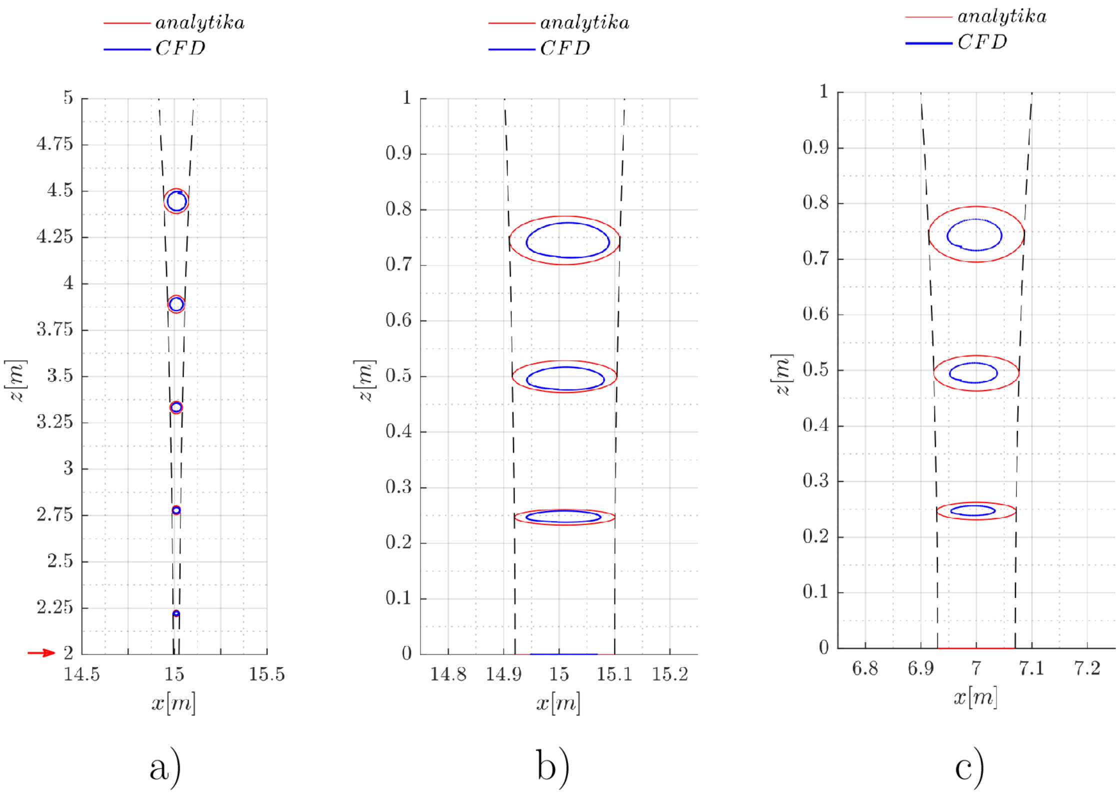
Čo sa týka porovnania pohybu častíc, tak je zo všetkých obrázkov vidieť, že trajektórie získané simuláciou sú menšie, čo je očakávaný jav vzhľadom na množtvo premenných, ktoré boli zanedbané pri teoretickom popise trajektórií. Taktiež je vidiež, že trajektórie nie sú uzavreté orbity, ako bolo uvažované v teoretickom riešení. Teda simulované vlny prvého radu v softwari ANSYS Fluent, nemožno považovať za čiste oscilačné, ale aj v tomto prípade sa v menšej miere vyskytuje Stokesov drift a teda dochádza k prenosu hybnosti.



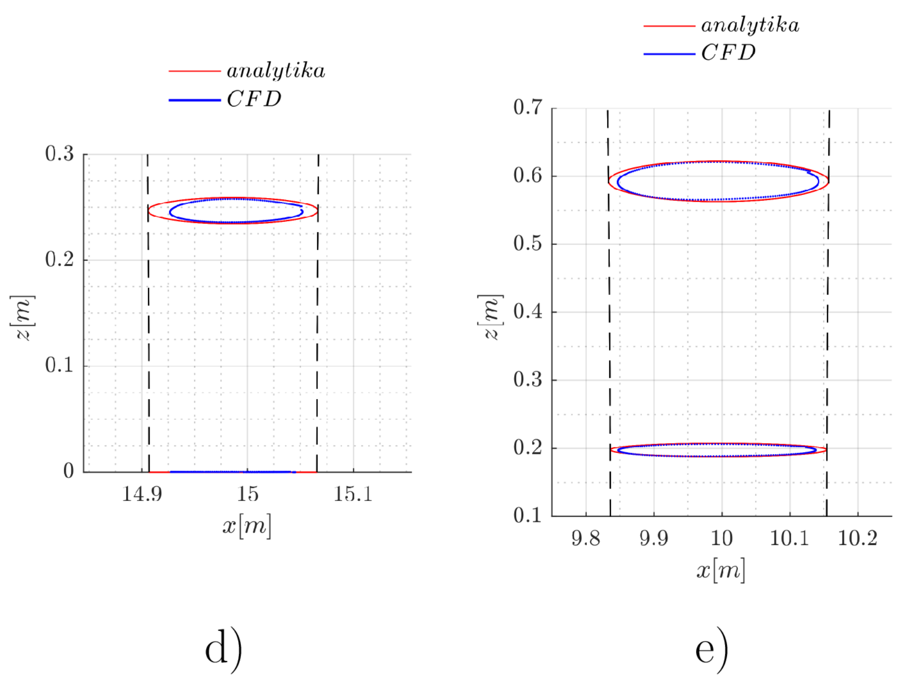
Obr. 3.3: Porovnanie tvaru hladiny na hlbokej vode vrámci teoretických a numerických výpočetov. Stokesove vlny 1. radu.



Obr. 3.4: Porovnanie tvaru hladiny na prechodnej (hore) a plytkej (dole) vode vrámci teoretických a numerických výpočetov. Stokesove vlny 1. radu.



Obr. 3.5: Trajektorie matlab Stokesove vlny 1. radu.



Obr. 3.6: Trajektorie matlab M Stokesove vlny 1. radu.

4 EXPERIMENT

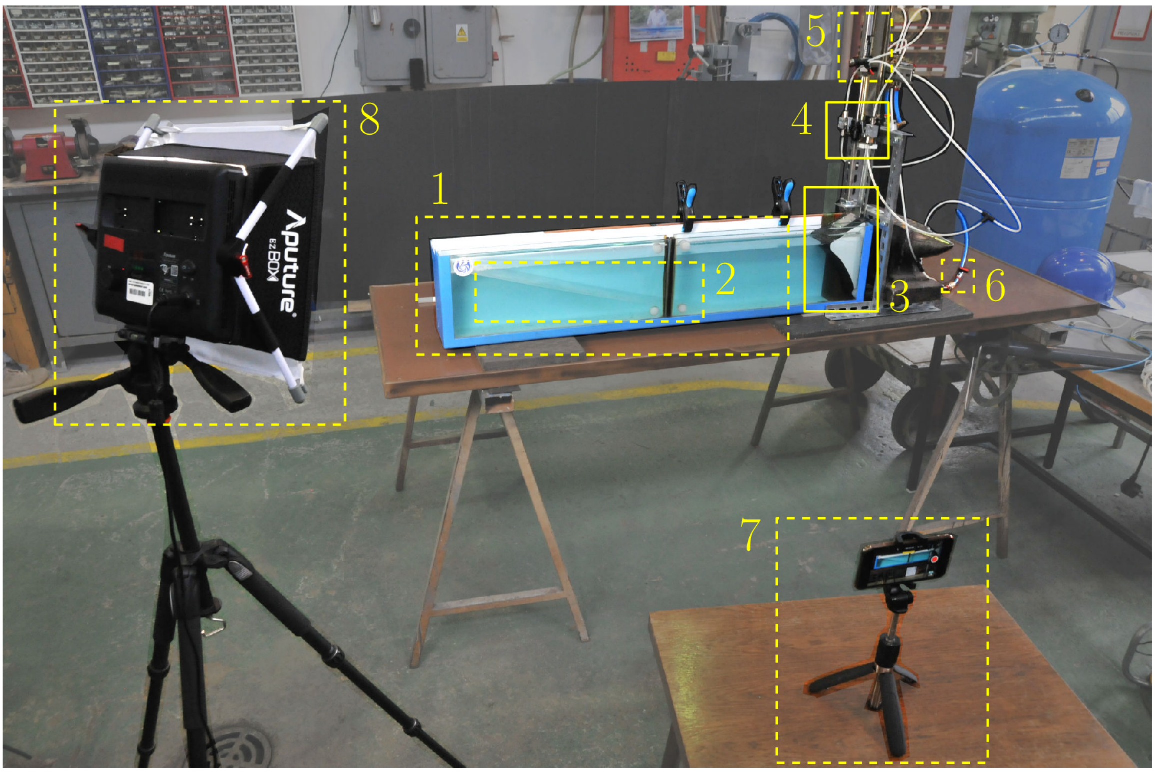
Poslednou časťou práce je experiment sledujúci pohyb vĺn na voľnej hladine a pohyb jednotlivých častíc vody. Návrh a konštrukcia experimentálnej trate boli inšpirované vedeckou prácou profesora Cliva Greateda z Univerzity v Edinburghu [30], ktorá patrí medzi svetovú špičku vo výskume vĺn a návrhu zariadení na sledovanie vlnenia.

Postup experimentu je rozdelený na dve časti,a to sledovanie **vlnenia hladiny** a sledovanie **pohybu častíc**. Pre prehľadnosť sú jednotlivé komponenty experimentálnej trate označované číslami 1-13 na obrázkoch 4.1 a 4.2. Komponenty v rámčekoch s plnou čiarou sú naviac detailne zobrazené v obrázku 4.3. Okrem nich, experimentálnu trať tvorila aj kovová konštrukcia na uchytenie jednotlivých častí, závažie na stabilizáciu konštrukcie, hadice spojujúce jednotlivé prvky a iné. Kvôli lepšiemu vizuálnemu efektu sa do vody pridalo potravinárske farbivo a na vnútro nádrže bola aplikovaná biela samolepiaca fólia.

Časti zostavy a použitá technika

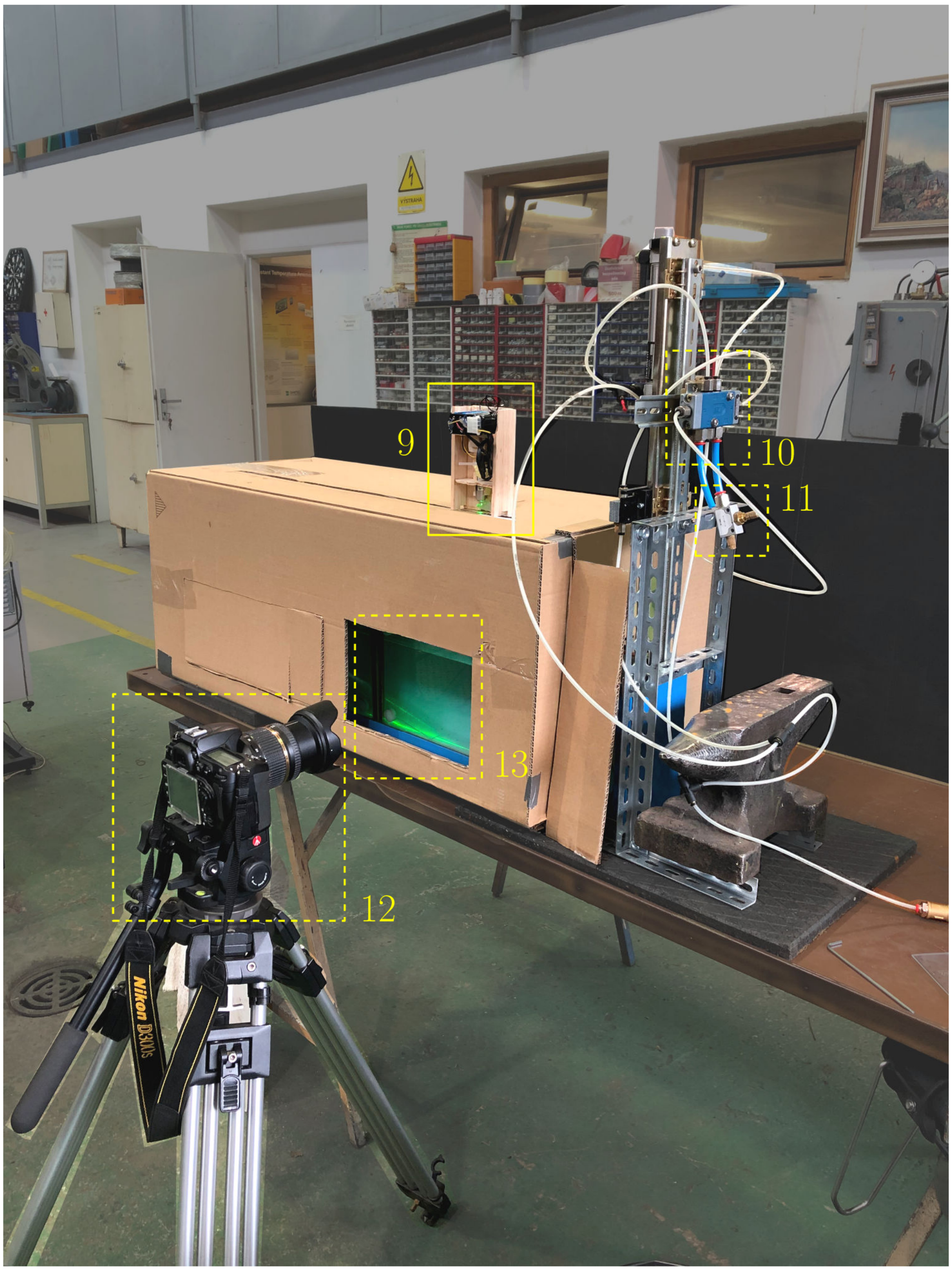
1. **nádrž** - rozmery vodného kanálu 1000 × 195 × 90 mm
2. **pláž** - plexisklo rozmerov 600 × 88 × 3 mm
3. **generátor vĺn** - plastový klin, rozmery na obr. 4.3
4. **snímače polohy** - 2× koncový spínač s pákou a kladkou, Westinghouse Hannover, detail na obr. 4.3
5. **pneumatický valec** - maximálny prevádzkový tlak 10 barov, Bosch Rexroth
6. **guľový ventil** - otváranie a zatváranie prietoku vzduchu do systému
7. **mobilný telefón** - kvalita videa 4K 60 fps, kvalita fotografie 12 Mpix, iPhone 8
8. **osvetlenie** - LED svetlo s difúzorom, Aputure EasyBox
9. **laser** - laserové ukazovátko zelené 50 mW so skleneným válčekom na vytvorenie svetelnej roviny, detail na obr. 4.3
10. **rozdeľovač prúdu** - pneumatický rozdeľovačí ventil, Bosch Rexroth
11. **škrtiaci ventil** - regulácia prietoku vzduchu
12. **fotoaparát** - zrkadlový fotoaparát rozlíšenie 12 Mpix, Nikon D300S
13. **tienidlo** - kartón s výrezmi na snímanie pohybu častíc

V prvej časti sa sleduje samotné vlnenie hladiny, ktoré bolo vyvolávané vertikálnym kmitavým pohybom generátoru vĺn vo vodnom kanále, viď obr. 4.1. Vlny šíriace sa kanálom narážali na pláž, kde sa disipovali a dochádzalo k ich lámaniu. Variácia paramentrov generovaných vĺn bola dosiahnutá zmenami v ponore generátora, škrtením prietoku vzduchu, zmenou výšky hladiny vody, zmenou polohy pláže a zmenou dráhy kmitania. Najväčší vplyv na zmenu parametrov výsledných vĺn mal ponor telesa generátoru a rýchlosť kmitania. Samotný špecifický tvar generátoru vĺn je veľmi podstatný, hlavne rádius a dosadacia plocha. V experimente bol použitý plastový zakládací klin pod koleso auta s menšími úpravami (4.3). Na simuláciu efektu pláže bol použitý plexisklový plát dostatočnej dĺžky (minimálne polovica dĺžky kanálu), ktorý bol usadený do nádrže s miernym sklonom. Pri strmých vĺnách na hlbokej vode bolo nutné zaistiť aby sa voda neprelievala z kanálu, tak že koniec pláže bol približne 5 cm od konca nádrže a vlny cez ňu prepadávali späť do nádrže. Pri vlnách s väčšou vlnovou dĺžkou sa sklon pláže musel meniť tak, aby sa vlnenie neodrážalo a nevznikali nechcené stojaté vlny.



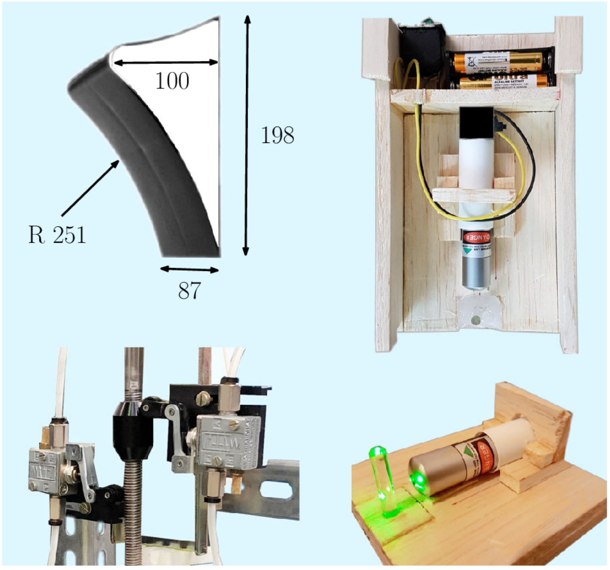
Obr. 4.1: Experiment

V druhej časti experimentu sa záujem presunul zo sledovania hladiny na sledovanie pohybu jednotlivých častíc, ktoré boli do vody pridané. V tejto časti bolo kľúčové nasvietenie častíc pomocou laseru a zatmavenie nádrže pre dosiahnutie čo najlepšieho konstrastu. Nutné bolo použitie profesionálnej snímacej techniky, ktorá umožňovala manuálne nastavenie parametrov fotografie ako je clona a iné, viď obr. 4.2. Plastové častice použité vrámci experimentu boli dvojakého typu, a to neroztiedená frakcia HDPE veľkosti 0-1 mm a väčšie častice PMMA neznámej veľkosti. Práve väčšie častice materiálu PMMA sa ukázali ako vhodnejšie, keďže vo väčšej miere odrážali svetlo vo vytvorenej laserovej rovine.

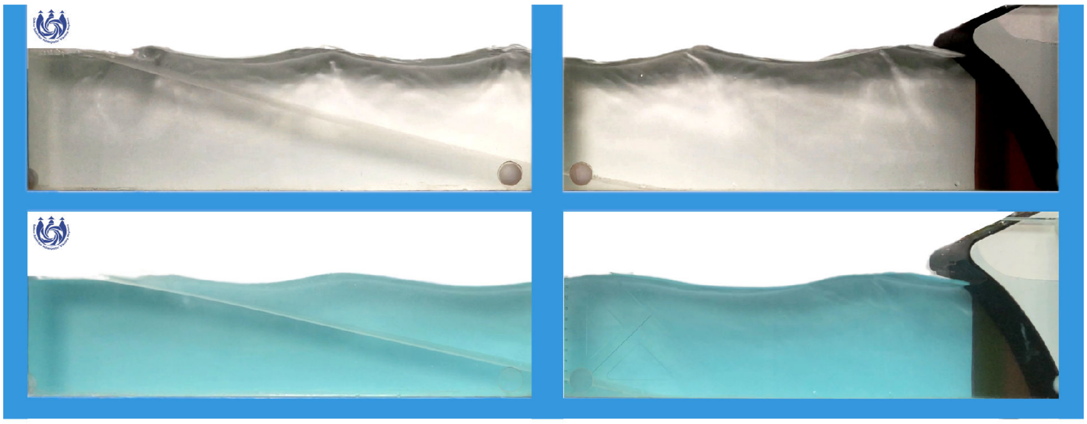


Obr. 4.2: Experiment laser

Z videí natočených vrámci experimentálnej časti boli vybrané dva, ktoré sú simulované pomocou CFD a taktiež spracované metódou digitálneho spracovnia obrazu. Cieľom bolo vybrať videá s čo najviac rozdielnými parametrami vlny, jedná sa o režim vlnenia na hlbokej vode (biele) a na prechodnej hĺbke (modré), viď obr. 4.4.



Obr. 4.3: Detailné zobrazenie vybraných prvkov použitých vrámci experimentu.



Obr. 4.4: Vybrané vlnenia hladiny pre režim na hlbokej vode (biele) a prechodnej hĺbke vody (modré).

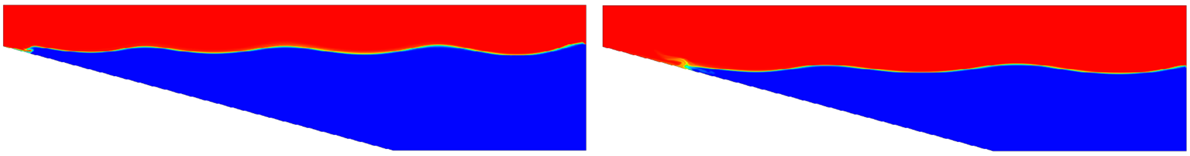
4.1 Výsledky simulácie experimentu

Ako bolo uvedené v tabuľke 3.1, simulácia experimentu bola rozdelená do niekoľkých samostatných výpočtov, menovite H3n_{250}, H3f_{250}, H3f_{100} a P3f_{250}. Hlavným kritériom rozdelenia bol režim vlnenenia a teda hĺbka vody h, ktorá je určená prvým symbolom názvu H/P - Hlboká/Prechodná, viď obr. 4.4. Nasledujúca číslica 3 prestavuje stupeň simulovanej Stokesove vlny. Ďalej písmeno f/n určuje, či sa vlny disipujú na fyzikálnej/numerickej pláži a nakoniec čísla 250/100 určujú počet vypočítaných bodov vrámci jednej periódy vlny, teda časový krok výpočtu.

Doména pre všetky výpočty mala rozmery $L_n \times V_n = 0,8 \times 0,2$ m a pláž začínala 0,26 m od začiatku nádrže. V prípade výpočtu H3n_{250} šlo o numerickú pláž a v ostatných prípadoch šlo o svah so sklonom $\alpha_n = 15°$.

Tab. 4.1: Hlavné rozdelenie výpočtov

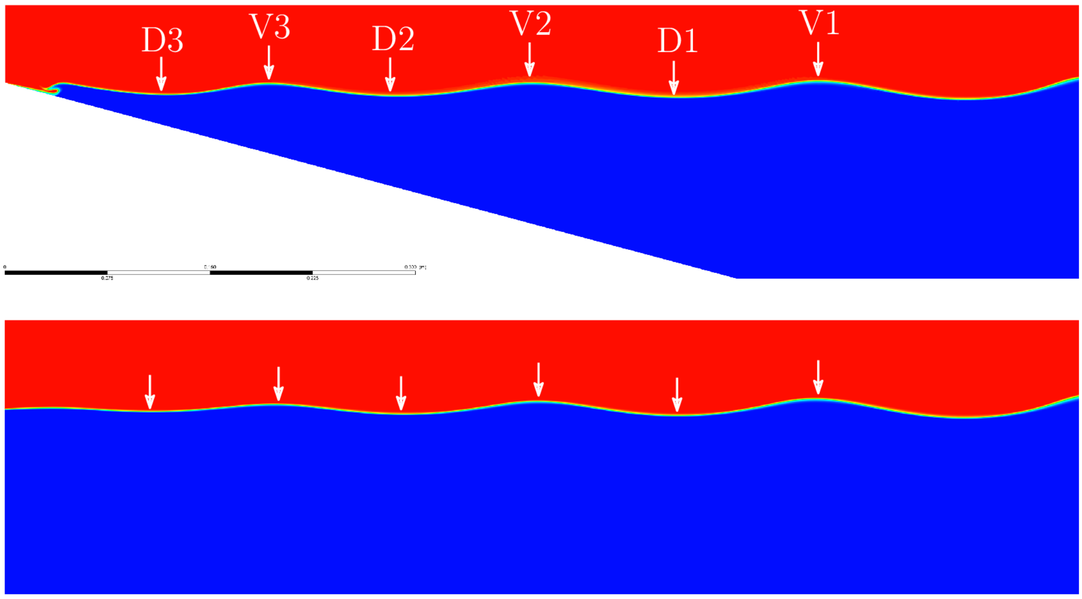
režim	h [m]	λ [m]	H [m]	T_f [s]
H3	0,135	0,198	0,019	0,3406
P3	0,11	0,265	0,016	0,4067



Obr. 4.5: Simulácia experimemtu.

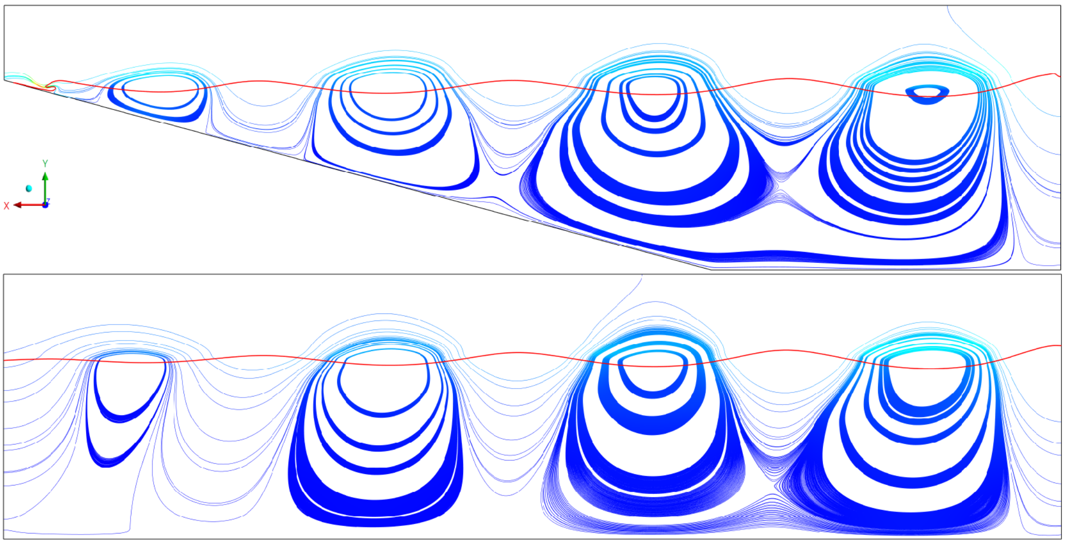
Vplyv numerickej pláže

Vrámci prvého numerického priblíženia sa výsledkom z experimentu boli simulované výpočty číslo H3n_{250} a H3f_{250}. Šlo teda o porovnanie vplyvu numerickej a fyzikálnej pláže (ďalej bude označovaná ako svah) na vlnenie hladiny a pohyb častíc pre režim hlbokej vody. V obrázku kontúr fázi dole sú šípkami označené a pomenované vrcholy a doliny vlnenia, pod ktorými budú vykreslené rýchlostné profily horizontálnej zložky rýchlosti (obr. 4.9 a 4.8).



Obr. 4.6: Porovnanie fyzickej a numerickej pláže tvar hladiny.

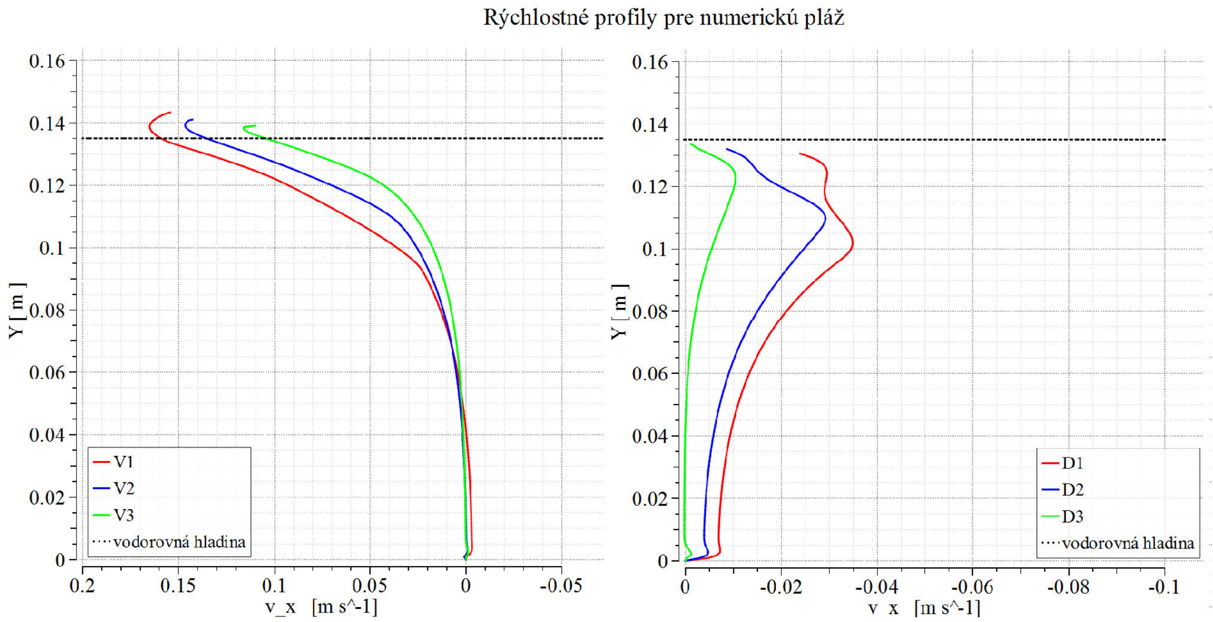
Vplyv numerickej pláže je zjavný už z kontúr fázi, najmä z výsledneho tvaru hladiny v oblasti konca domény, kde dochádza k miernemu nárastu výšky vlny a jej následnému lámaniu pre prípad svahu. Naproti tomu numerická pláž má za následok zmenšovanie výšky vlny, čo je spojené s typom okrajovej podmienky. Prúdnice pre doménu so svahom sa vzhľadom na kinematickú okrajovú podmienku pre dno (wall) deformujú podľa sklonu svahu, naproti numerická pláž je typ otvorenej podmienky s tlmením a veľkosti vektorov rýchlosti sa postupne zmenšujú.



Obr. 4.7: Tvar prúdnic

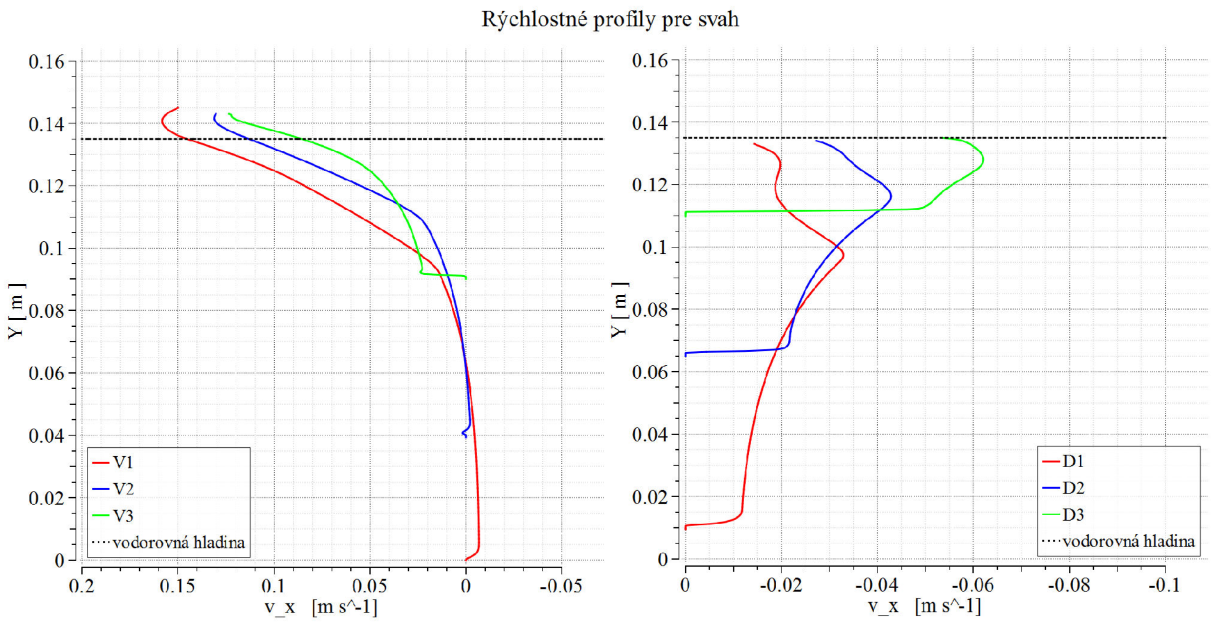
Postupné zmenšovanie horizontálnej zložky rýchlosti pre prípad s numerickou plážou je znázornené rýchlostnými profilmi pod vrcholmi a dolinami vlnenia na grafoch nižšie. Hodnoty rýchlosti v_x pod vrcholmi klesajú s hĺbkou a tento pokles je najvýrazneší pri voľnej hladine, čo je spôsobené vplyvom Stokesovho driftu, ktorý je najvýraznejší pri voľnej hladine a s hĺbkou exponenciálne klesá. Naproti tomu pod dolinami je v_x v opačnom smere a vplyvom Stokesovho driftu celková rýchlosť pri hladine zmenšená a jej maximá sú dosiahnuté v dostatočnej vzdialenosti od voľnej hladiny. Taktiež je vidieť, že hodnoty maximálnych v_x v oboch smeroch výrazne klesajú s rastúcou vzdialenosťou od začiatku domény. Hodnoty maximálnych v_x pod vrcholami sú približne päťkrát väčšie ako rýchlosti v opačnom smere pod dolinami, je však nutné podotknúť že by bolo vhodnejšie vykresliť rýchlostné profily pre rovnaké miesta avšak s odpovedajúcim fázovým posunom vlny.

V prípade rýchlostných profilov pre domenénu so svahom sa pod vrcholmi z počiatku rýchlosti zmenšujú, podobne ako v predošlom prípade, avšak v miestach, kde je hĺbka dostatočne malá sa opäť zvyšujú. Maximálna hodnota v_x v smere šírenia vlny je dosiahnutá v mieste lámania vlny. Výrazný rozdiel je medzi svahom a numerickou plážov je vidieť z rýchlostných profilov pod dolinami vlny. Narozdiel od predošlého prípadu numerickej pláže, maximálna záporná hodnota v_x narastá smerom od začiatku domény v prípade svahu, teda rastie s klesajúcou hĺbkou, viď rýchlostné profily nižšie. Absolútna hodnota maximálnej v_x v bode D3 je len približne dvakrát menšia ako maximálna hodnota v bode V3. Vyššie hodnoty v_x v protismere širenia vlny majú za následok to, že sa v pod vrcholom vlny V1 približne v polovici hĺbky obracia smer rýchlosti. To je dôkazom pozdĺžnej cirkulácie rýchlosti v nádrži, resp. v doméne (zákon zachovania hmotnosti). Ako bolo uvedené v



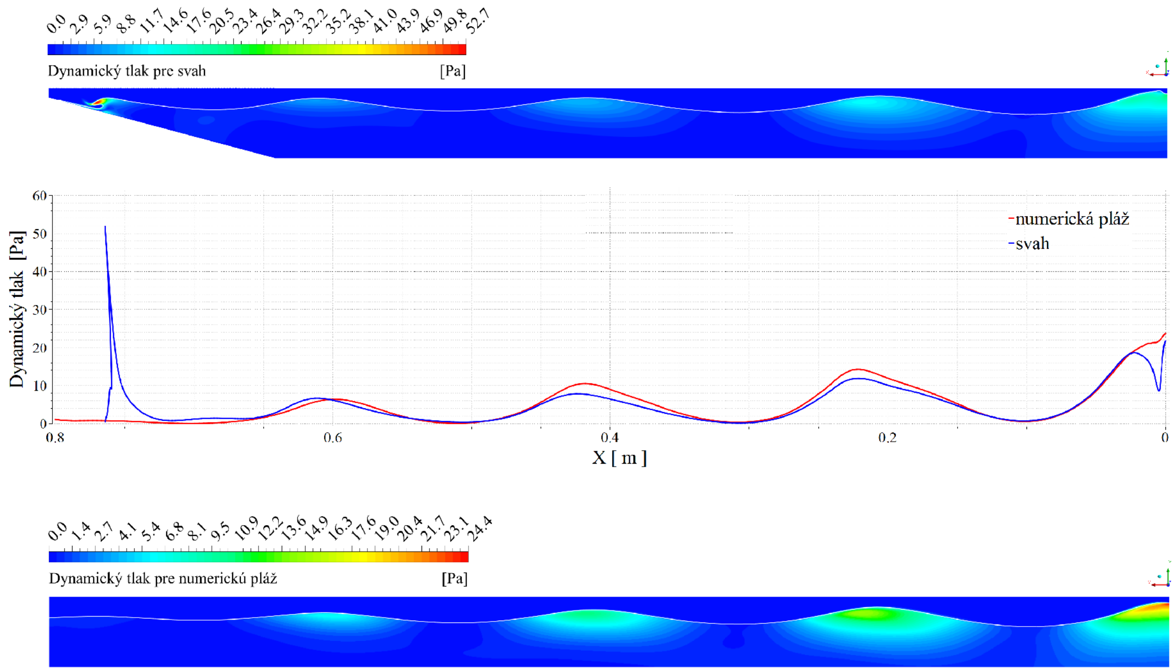
Obr. 4.8: Rýchlostné profily pre vlny na hlbokej vode s numerickou plážou. Vľavo pre vrcholy vlny a vpravo pre doliny vlny.

kap táto cirkulácia sa objaví v uzavretých nádržiach, kde je Stokesov drift v smere šírenia vlny kompenzovaný spätným Eulerovským prúdením smerom k zdroju vlnenia (rovnica kontinuity).



Obr. 4.9: Rýchlostné profily pre vlny na hlbokej vode s fyzickou plážou. Vľavo pre vrcholy vlny a vpravo pre doliny vlny.

Veľkosť a smer rýchlostí má vplyv aj na rozloženie celkového tlaku, ktorý je daný súčtom hydrostatického a hydrodynamického tlaku ako bolo popísané vrámci podkapitoly 1.1.3. Práve dynamický tlak p_d viazaný na rýchlosť je zobrazený v kontúrach pre numerickú pláž a svah (obr. 4.10). Z oboch kontúr je vidieť jeho výrazný pokles v rastúcou hĺbkou. Pre začiatok domény (približne po vrchol V1) sa jedná o exponenciály pokles, keďže ide o vlny na hlbokej vode. Z priebehu dynamického tlaku na voľnej hladine, ktorý je vykreslený v grafe medzi jednotlivými kontúrami je vidieť, že maximum pre numerickú pláž je dosiahnuté na začiaku domény (x=0), a to približne 24,4 Pa. V tomto mieste sú výška vlny aj rýchlosť maximálne. Približne rovnaká hodnota p_d v tomto mieste (x=0) je aj pre prípad domény so svahom, avšak maximum je dosiahnuté v mieste lámania vlny (x=0,75), kde je aj maximálna rýchlosť v_x. V grafe je lámanie vlny reprezentované skokovým nárastom dynamického tlaku na hodnotu $p_d = 52,7$ Pa. Naproti tomu, pre prípad domény s numerickou plážou je v tomto mieste (x=0,75) dynamický tlak takmer nulový.

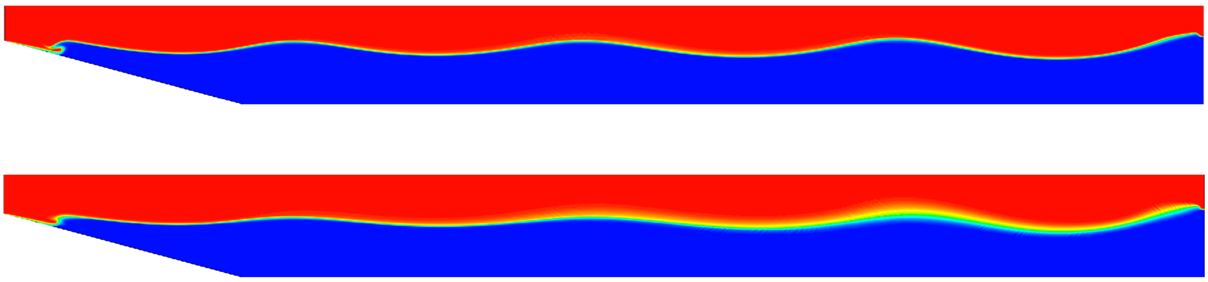


Obr. 4.10: Porovnanie rozloženia dynamického tlaku.

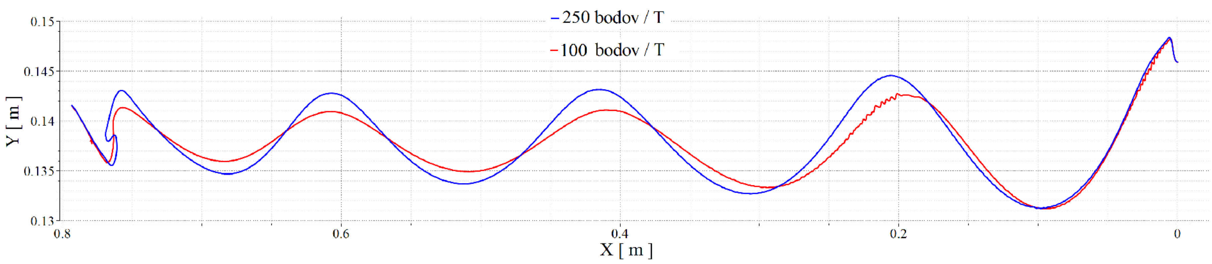
Zo všetkých predošlých poznatkou je možné usúdiť, že na simuláciu experimentu spracovaného vrámci tejto práce je vhodnejšie použitie domény s fyzickou plážou, vďaka ktorej sú dosiahnuté vierohodnejšie výsledky , a teda nasledujúce výpočty sú počítané týmto spôsobom. Numerická pláž sa používa najmä pri simulácií experimentov, ktoré na tlmenie vlnenia používajú rôzne kovové siete, derované plechy alebo vertikálne tyče na konci nádrží. Tento spôsob je užitočný napríklad pri simulácii tlmenie vĺn mangrovovými lesmi, riasami alebo inou prímorskou vegetáciou.

Vplyv časového kroku

Ďalším dôležitým rozcestníkom pri simulácii experimentu bol časový krok výpočtu, ktorý výrazne ovplyvňoval výsledky na jednej strane a celkový čas výpočtu na druhej strane. Na zistenie vplyvu časového kroku boli porovnané výpočty H3f_{250} a H3f_{100}. Z porovnania kontúr fázi a profilu voľnej hladiny je zjavné, že výpočet H3f_{100} je nedostatočný. Vplyvom veľkého časového kroku je rozhranie kvapaliny a vzduchu neostré a tvar profilu vlny najmä na začiatku domény je rozrušený, viď obr. 4.12. Taktiež lámanie vlny, ktoré je rýchlym dynamickým dejom, je lepšie simulované výpočtom s menším časovým krokom (H3f_{250}). Napriek dlhšiemu výpočetnému času, boli všetky ostatné výpočty počítané s časovým krokom približne $t_s = T/250$, čo predstavuje 250 výpočetných bodov na jednu periódu vlny.



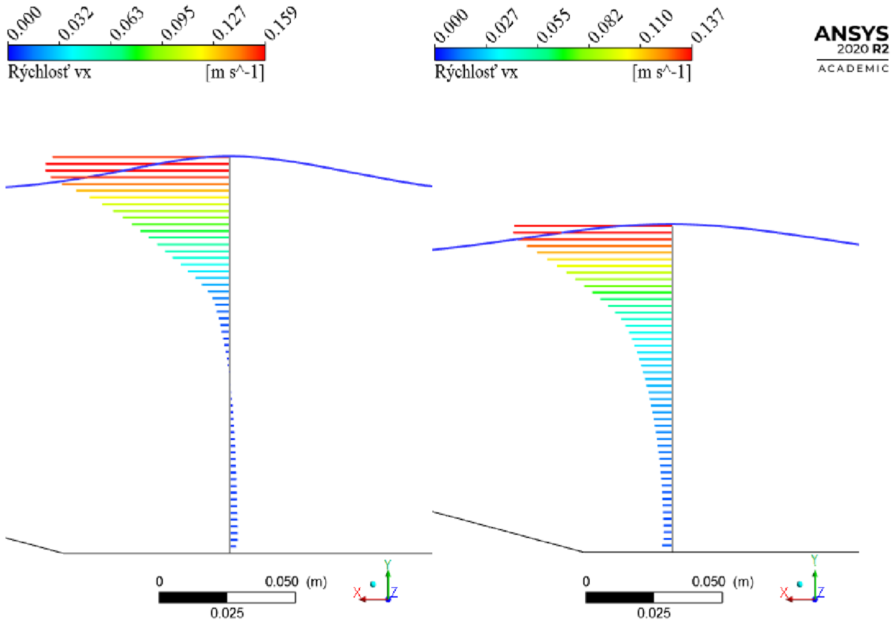
Obr. 4.11: Kontúry fázi pre výpočty H3f_{250} (hore) a H3f_{100} (dole).



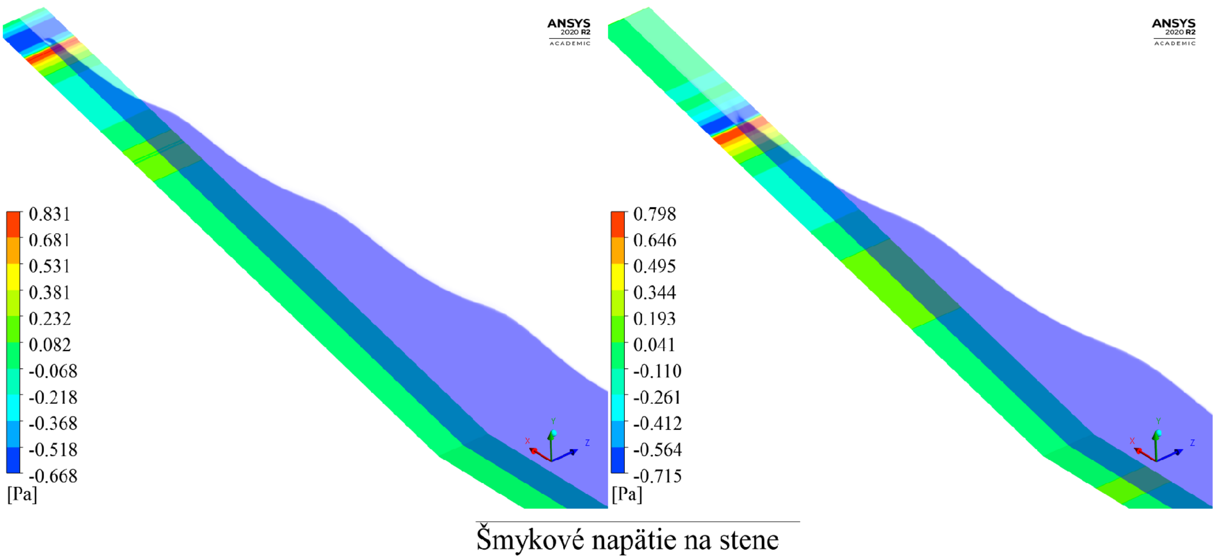
Obr. 4.12: Tvar hladiny pre výpočet s rozdielnym časovým krokom.

Napätie na stene

Pri popise pohybu sedimentov v kapitole , bolo často spomínané šmykové (tangenciálne) napätie na dne, ktoré je úmerné rýchlosti. Na obrázku nižšie sú vykreslené rýchlostné profily pre výpočty H3f_{250} a P3f_{250} tesne pred začiatkom svahu, z ktorých je vidieť ze maximálna hodnota horizontálnej vložky rýchlosti v_x je v prípade vĺn na hlbokej vode, pre určenie napätia na stene je však podstatnejšia práve veľkosť rýchlosti neďaleko dna. Na obrázku 4.14 je vykreslené šmykové napätie na stene v smere šírenia vlny pre oba prípady. V prípade vlnenia na prechodnou hĺbke je vidieť, že šmykové napätie dosahuje malej nenulovej hodnoty už v mieste pred začiatkom svahu (pod súradnicovým sytémom), kde bol vykreslený aj rýchlostný profil. V prípade výpočtu H3f_{250} (obrázok 4.14 vľavo) sa účinky vlnenia na dno prejavia až svahu. Maximálne honoty v kladnom aj zápornom smere x sú pre oba prípady porovnateľné a sú v mieste lámania vlny, kde dochádza k rýchlemu otáčaniu smeru vektorov rýchlostí, a teda aj zmene smeru šmykového napätia.



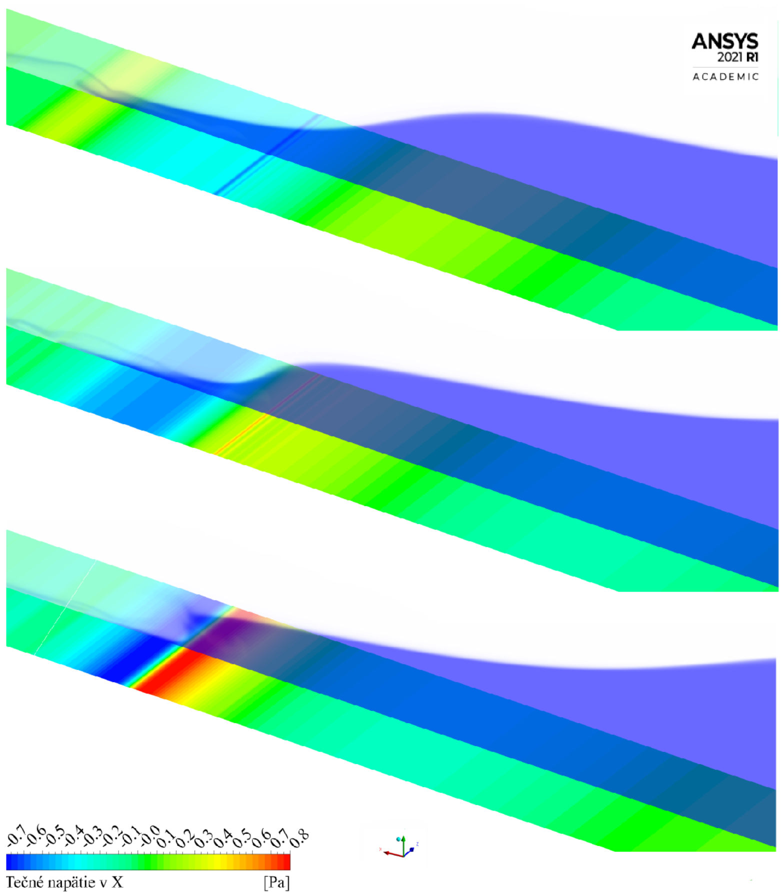
Obr. 4.13: Rýchlostné profily tesne pred začiatkom svahu.



Obr. 4.14: Rozloženie šmykového napätia na stene v smere šírenia vlny na hlbokej (vľavo) a prechodnej (vpravo) hĺbke vody.

Na obrázku 4.15 je zobrazený detail priebehu šmykového napätia na dne v mieste lámania vlny, ide mimochodom o lámanie typu prívalovej vlny (surging) popísanej v sekcii

2.3.2. Vektory rýchlosti pri lámaní tejto vlny sú znázornené v obrázku 4.17 pomocou výpočtového modelovania aj fotkami z experimentu.



Obr. 4.15: Rozloženie šmykového napätia na stene v smere šírenia vlny na prechodnej hĺbke vody v jednotlivých časových okamihoch. Zhora $t = 1/2T$, $3/4T$ a $1T$.

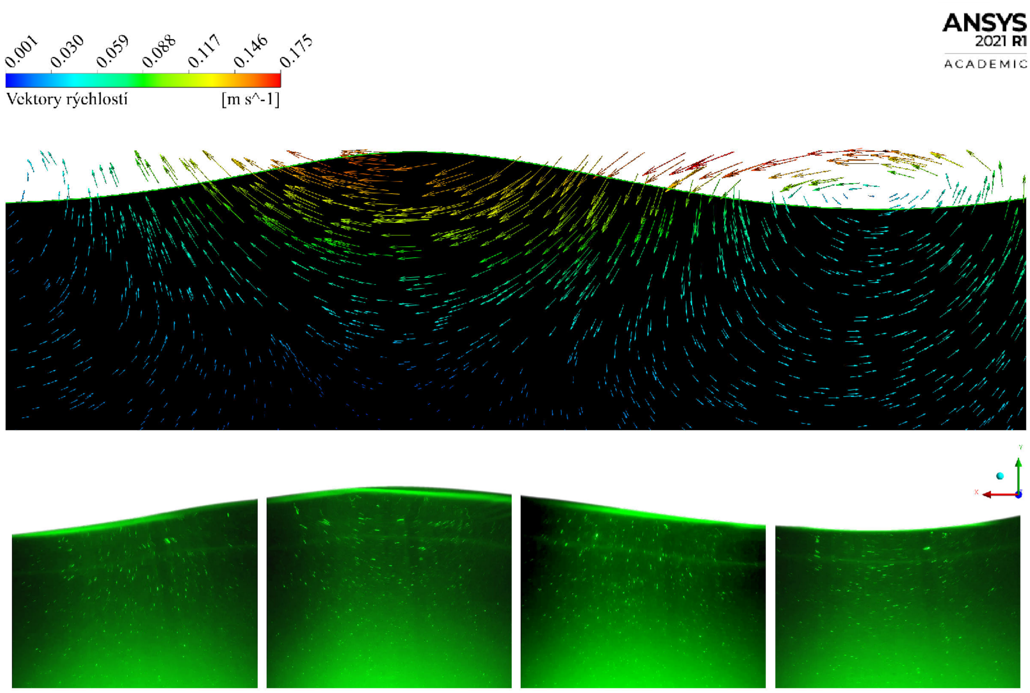
4.2 Pohyb častíc vody

V časti experimentu, ktorá bola zameraná na sledovanie pohybu častíc vody, resp. častíc rozptýlených vo vode bolo cieľom kvalitatívne overiť tvary trajektórií v závislosti na hĺbke, ktoré boli teoreticky popísané v prvej kapitole.

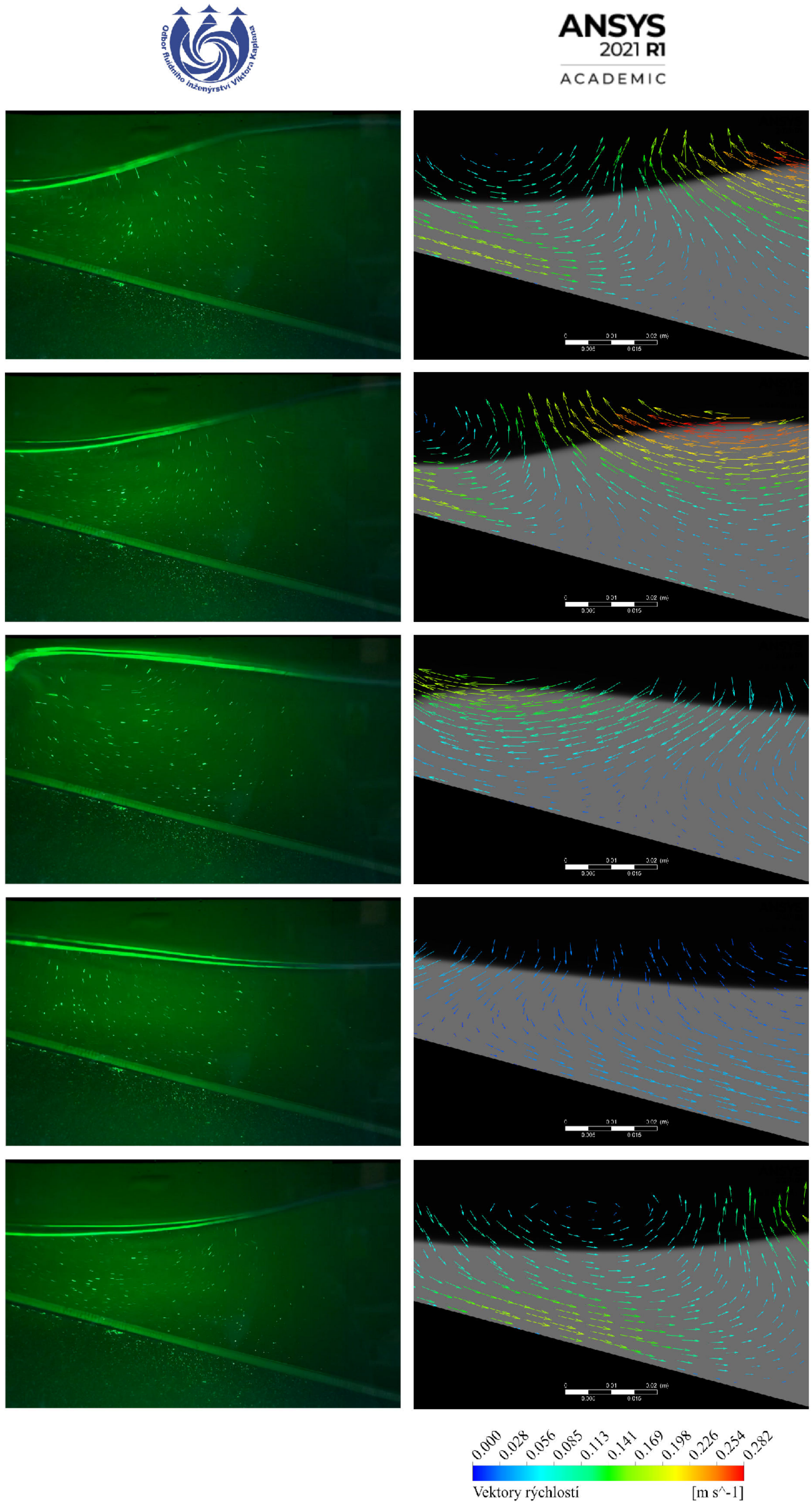
Okrem toho sa podarilo zachytiť aj vektory rýchlostí v jednotlivých časových okamihoch, z ktorých boli poskladané obrázky 1.20 a 4.17. Kedže vlnenie je nestacionárny dej, prúdnice sa s časom menia, a teda nesplývaju s trajektóriami častíc. Parametre jednotlivých fotografií (popr. snímkových sérií) sú uvedené v tabuľke 1.1.

Tab. 4.2: Parametre fotografií.

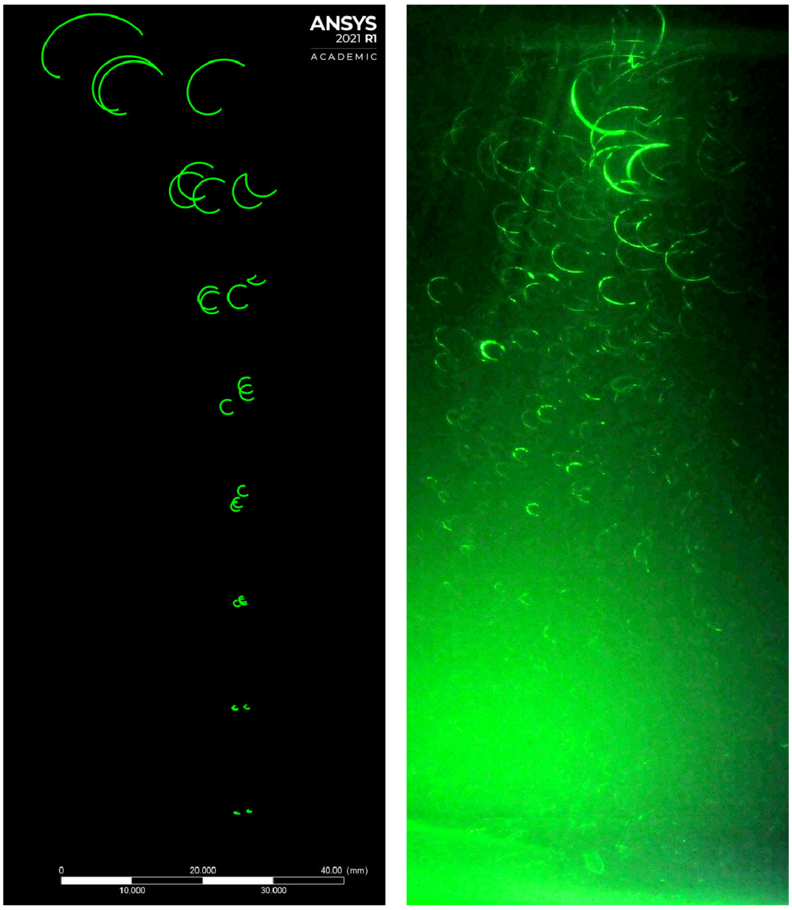
obrázok	clona f/	expozícia [s]	ISO -	ohnisko [mm]
0,5s	10	1/2	1000	17
0,25s	14	1/4	1000	18
0,62s	14	0,62	1000	18
2s čast	18	2	1000	18
vlna	1,8	1/13	100	4
vybeh	1,8	1/50	32	4



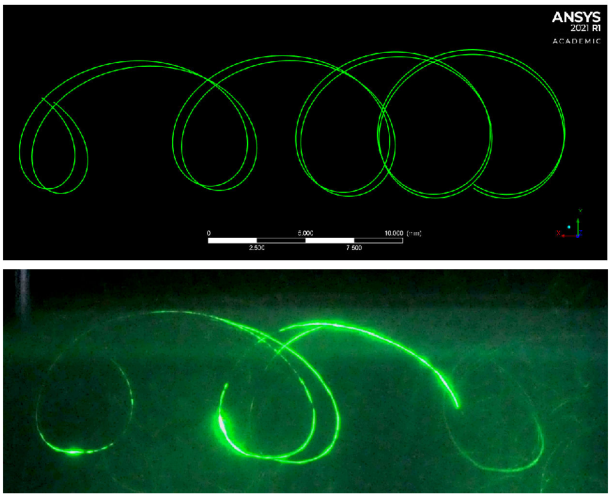
Obr. 4.16: Zobrazenie vektorov rýchlostí na približne jednej vlnovej dĺžke. Porovnanie experimentu a výpočtu H3f_{250}.



Obr. 4.17: Zobrazenie vektorov rýchlostí pri lámaní vlny na pláži za približne jednu periódu vlny. Porovnanie experimentu a výpočtu P3f_{250}.

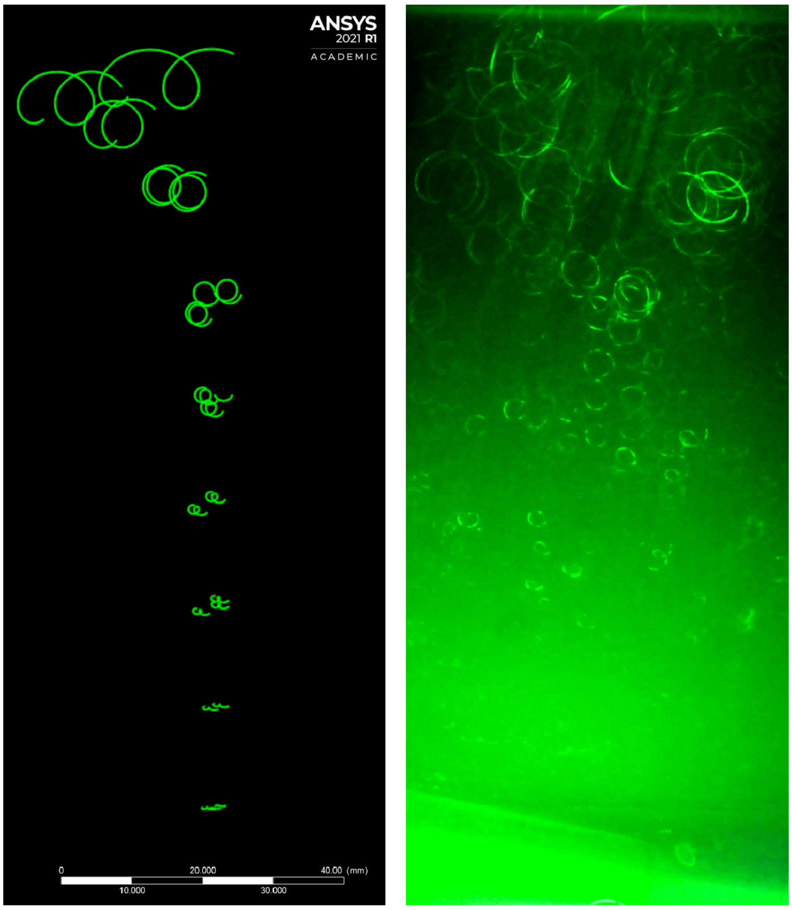


Obr. 4.18: Trajektórie častíc pre časové okno (dĺžka expozície) 0,25 s. Porovnanie výpočtu H3f_{250} a experimentu.



Obr. 4.19: Trajektória častice neďaleko voľnej hladiny, časové okno (dĺžka expozície) 2 s.Porovnanie výpočtu H3f_{250} a experimentu

Z obrázkov 4.18,4.19 a 4.20 je vidieť, že častice sa skutočne pohybujú po neuzavretých orbitálnych trajektóriách v smere šírenia vlny, ktoré sa s rastúcou hĺbkou zmenšujú.



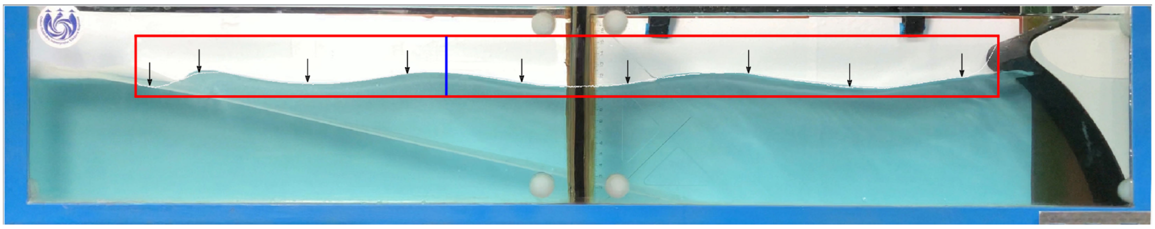
Obr. 4.20: Trajektórie častíc pre časové okno (dĺžku expozície) 0,62 s. Porovnanie výpočtu H3f_{250} a experimentu.

Stokesov drift je najvýraznejší tesne pod voľnou hladinou a trajektórie častíc so zväčšújúcim časovým oknom predlžujú. Všetky tieto poznatky sú v súlade s teoretickým popisom pohybu častíc. Pri porovnaní snímkov z experimentu s výsledkami výpočtu je vidieť, že sa nepresnosti v tvare trajektórií zväčšujú so zväčšujúcim sa časovým oknom. Tieto nedostatky boli pravdepodobne spôsobené metodikou experimentu a nepresným určením parametrov vlnenia.

4.3 Spracovanie obrazu

K určeniu tvaru rozvlnenej hladiny v jednotlivých okamihoch je možné, okrem simulácie experimentu v CFD, využiť aj metódu digitálneho spracovania obrazu. V tejto práci bol využitý softvér vyvinutý docentom Habánom a tvary hladín boli porovnané s výsledkami z výpočtov H3f_{250} a P3f_{250}.

Metodika spracovania obrazu spočívala v rozdelení jednotlivých videí na série snímkov. Päť snímkov pre prechodnú hĺbku 4.22 a ďalších päť pre vlny na hlbokej vode 4.24. Na každej sérií je zobrazená jedna perióda danej vlny. Nasledujúci obrázok predstavuje jeden snímok z celkového počtu desiatich, ktoré sú touto metódou spracované. Pri spracovaní obrazu bolo najskôr potrebné v snímku 4.21 navrhnúť záujmové okno, kde bude hľadané rozhranie vzchuchu a vody. V tomto okne, znázornenom červeným obdĺžnikom, sú hľadané hrany predstavujúce vodnú hladinu. Modrá zvislá čiara predstavuje súradnicu x, kde sú hrany hľadané a po dĺžke tejto čiary, v smere šípok, je stanovená intenzita svetla. Tá je určená súčtom RGB intenzit svetla jednotlivých bodov po celej dĺžke tejto čiary. V mieste najväčšej zmeny intenzity je hľadaná hrana, v tomto prípade je to na prechode bieleho pozadia do modrej vody.

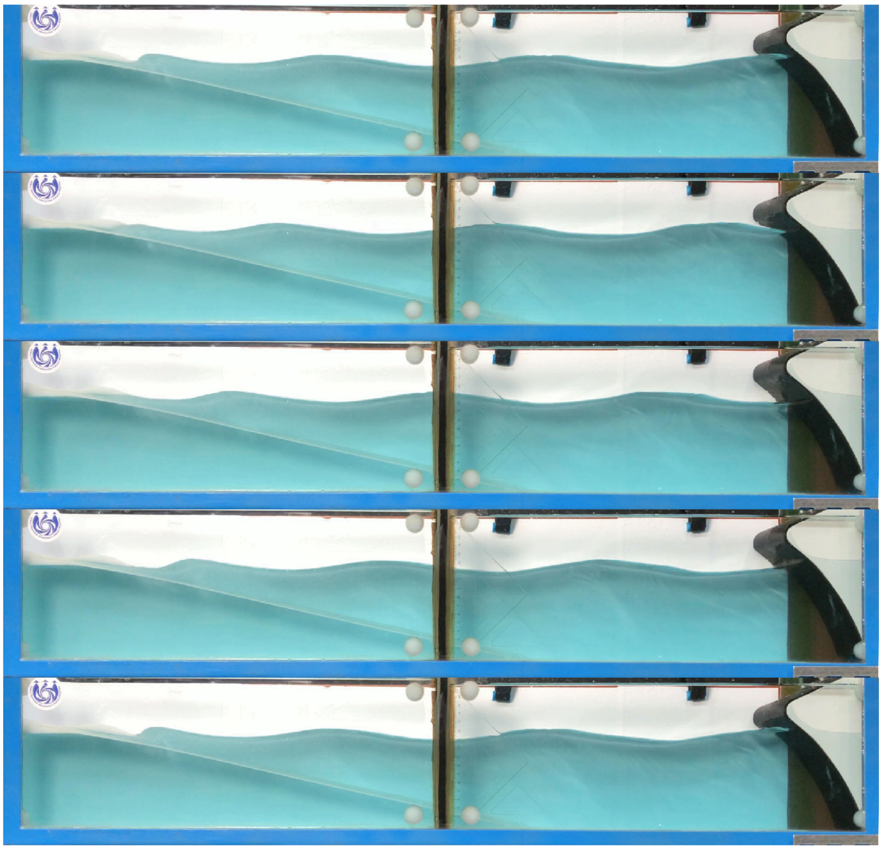


Obr. 4.21: Metodika spracovanie obrazu.

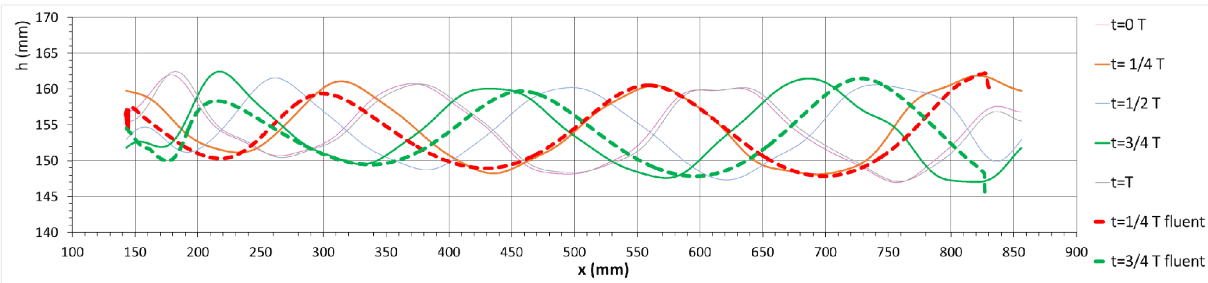
Táto zmena intenzity sa lepšie popisuje numerickou deriváciou a čiastočnou filtráciou svetla, kde sa hľadá minimum funkcie, ktoré reprezentuje polohu hladiny na modrej čiare. Tento postup je aplikovaný na všetky čiary obdĺžniku, z čoho nakoniec vzíjdu jednotlivé body hladiny v záujmovej oblasti.

Ďalším krokom bola filtrácia záznamu najmä v strede nádrže, kde je predel a teda, nie je možné dostať body hladiny. Na záznam je aplikovaná Fourierová transformácia a sú zanedbané kratšie vlnové dĺžky, opäť pomocou spätnej Fourierovej transformácie sú body prevedené do obrázku. Získané obrázkové body boli prevedené do fyzikálnych veličín na základe prepočtu z celkovej dĺžky nádrže 1000 mm. Veľkosť spracovávaných snímkov bola 3829 obrázkových bodov, z čoho plynie rozmer 0,2611 mm na jeden obrázkový bod. Výsledné tvary hladín sú znázornené v obrázkoch 4.23 a 4.25.

V obrázku 4.23 sú zvýraznené tvary hladiny pre čas $t = 1/4Tat = 3/4T$, a sú porovnané s tvarmi hladín získaných z výpočtu P3f_{250} pre rovnaký čas, tie sú označené prerušovanými čiarami. Ostatné tvary hladín zo spracovania obrazu sú znázornené slabšími čiarami, kvôli prehľadnosti. Z porovnania je vidieť, že hladiny pre čas $t = 1/4T$ sú



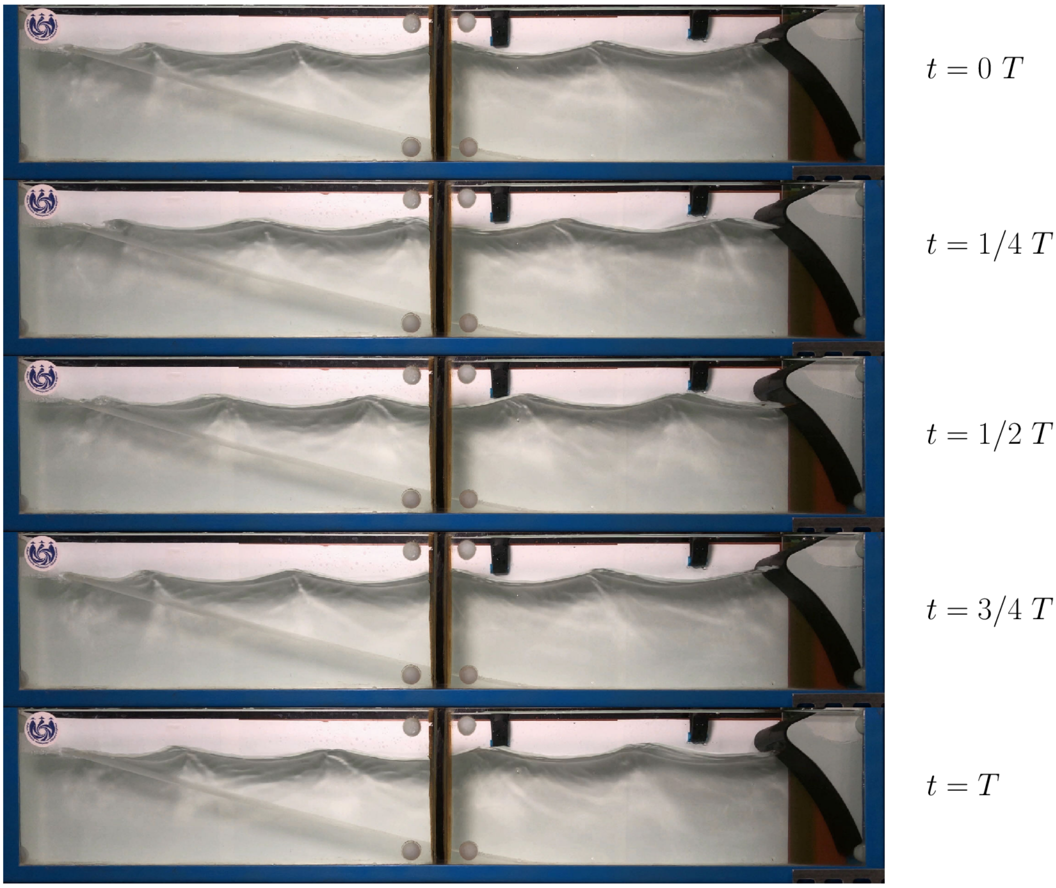
Obr. 4.22: Jedna perióda vlny na prechodnej hĺbke vody.



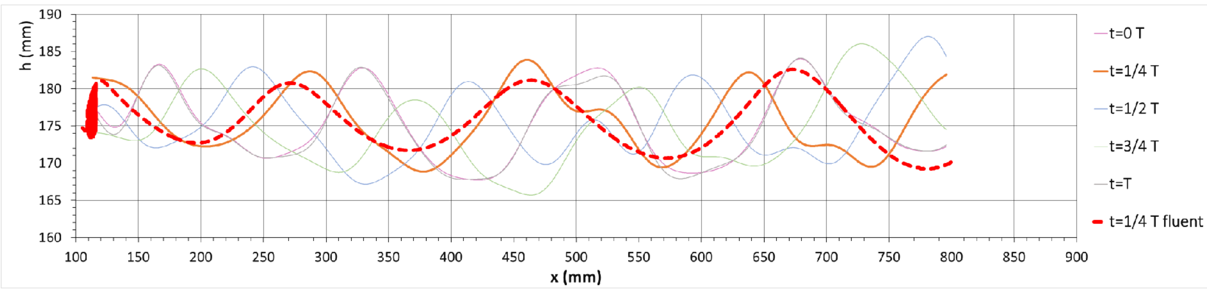
Obr. 4.23: Výsledne tvary hladiny pre 4.22 zo spracovania obrazu a zo simulácie.

zo začiatku takmer totožné a smerom k pláži dochádza k miernemu predbiehaniu hladiny z numerického výpočtu. Naopak, pre čas $t = 3/4T$ hladina z výpočtu zaostáva za hladinou zo spracovania obrazu. Výšky vlny v oboch prípadoch sú odpovedajúce a výraznejšia odchýlka sa medzi výškami vĺn objaví na úplnom konci svahu, kde dochádza k lámaniu vlny. Je nutné podotknúť, že pred porovnávaním hladiny z výpočtu a zo SO prebehla korekcia hĺbky vody. Medzi jednotlivými výškami vodného stĺpca bol rozdiel približne 1,5 cm. Tieto rozdiely by mohli odpovedať nepresnostiam pri odčítaní rozmerov pri návrh domenény výpočtu (najmä sklon dna), poprípade nezhodou výpočetnej domény a rozmermi nádrže na snímkoch.

Na výsledný tvar hladiny pri SO má samozrejme výrazný vplyv kvalita nasvietenia.



Obr. 4.24: Jedna perióda vlny na hlbokej vode.



Obr. 4.25: Výsledne tvary hladiny pre 4.24 zo spracovania obrazu a zo simulácie výpočtu.

Ako je možné vidieť zo sérií obrázkov pre prechodnú hĺbku (modré) a pre hlbokú vodu (transparentné), viac kontrastné sú práve snímky modré. Pri snímkoch 4.24 dochádza k väčšiemu odrazu svetla a hladina nie je jasne definovaná, ako to bolo v predošlom prípade. Z tvaru hladín po SO je vidieť, že ich profil nie je úplne dokonalý najmä v blízkosti generátoru vĺn. Aj v domto prípade dochádza k fázovému posunu tvaru vlny zo SO a z výpočtu H3f_{250}. Výraznejšie rozdiely sa objavili aj v celkovej výške vlny. V tomto prípade šlo o rýchlejší dej, pri ktorom dochádzalo k špliechaniu vody na sklo nádrže a menším deformáciám tvaru vlny. Preto je možné povedať, že tvar hladiny z CFD je značne zidealizovaný oproti skutočnosti.

Je nutné priznať, že ďalším zdrojom chýb pri spracovaní obrazu bol neideálny uhol snímania videa, ktorý nebol kolmý na nádrž ale mierne z perspektívy. Toto natočenie je najviac zreteľné pri generátore vĺn, kde vzniká tak priestorový pohľad na vlny namiesto požadovaného rovinného pohľadu.

ZÁVER

Diplomová práca bola na základe stanovených cieľov rozdelená do troch hlavných častí, a to teoretický popis vlnenia voľnej hladiny, numerický popis pomocou výpočtového modelovania tekutín a experimentálne vlnového pohybu.

V rámci teoretickej časti práce sa záujem zameral na popis lineárnej teórie vĺn, ktorá je napriek svojim výrazným zjednodušeniam jednou z najpoužívanejších metód popisu vlnenia v praxi. Jej presnosť je vysoká pre vlny malých amplitúd a taktiež je východzím bodom pre ostatné teórie. Trajektórie častíc sú uzavreté orbitály, ktorých tvar závisí na režime vlnenia, teda na hĺbke vody vzhľadom na vlnovú dĺžku. Pre vlny na hlbokej vode sa jedná o kruhové trajektórie, ktorých polomer exponenciálne klesá s hĺbkou a tento pohyb je zanedbateľný v hĺbke polovice vlnovej dĺžky. Pre vlny na prechodnej hladine ide o elipsy, ktorých obe poloosi sa s hĺbkou zmenšujú až dôjde k zdeformovaniu orbity na úsečku, vzhľadom na kinematickú okrajovú podmienku pre dno. Prípad pre malú hĺbku je analogický, s tým rozdielom, že dochdádza k zmenšovaniu len vertikálnej poloosi. V tomto prípade, je možné aj z rýchlostných profilov vidieť, že horizontálna zložka rýchlosti. Priebeh týchto trajektórií bol podľa teoretických rovníc vykreslený v softwari Matlab R216a. Okrem toho, boli tieto vlny simulované aj v softwari ANSYS Fluent, kde bol nastavený daný režim a teória Airy (lineárna). Z porovnania výsledkov sa ukázalo, že trajektórie častíc nie sú uzavreté a oproti teoretickému rozmeru sú menšie, teda vlny nie sú čiste oscilačné. Čo je v súlade s očakávaním, keďže teoretický popis vlnenia 1. radu zanedbáva monožstvo premenných, ako je napríklad šmykové napätie na stene.

Samotný pohyb častíc je popísaný aj v rešeršnej časti venovanej transportu sedimentov vplyvom morských prúdov a vlnenia, kde sú popísané základné princípy celkového vplyvu pohybu častíc v kontexte budovania pláži. Na profil pláže má vplyv aj typ lámania vlny, ktoré sú tiež v tejto časti popísané a doplnené obrázkami z experimentu, kde sa podarilo dva typy lámania vlny zachytiť.

Samotná metodika experimentu bola rozdelená na dve časti a to snímanie vlnenia hladiny, kde bol použitý vodný kanál s modelom pláže a vlnenie bolo vyvolané vertikálnym kmitavým pohybom telesa generátoru, pripevnenom na konštrukcii. Z množstva nasnímaných videí boli vybrané dva, ktoré simulovali režim prechodnej a hlbokej kvapaliny a boli následne simulované v ANSYS Fluente. Z výsledkov simulácie sa ukázalo, že v nádrži dochádza k pozdĺžnej cirkulácii rýchlosti vplyvom Stokesova driftu a Eulerovského spätného prúdenia, ktoré sú popísané v teoretickej kapitole nelineárnych Stokesových vĺn. Tvary profilu vlny zo simulácie sú porovnané s tvarmi hladín z experimentu získaných metódou digitálneho spracovania obrazu. Z tohto porovnania bol zjavný výrazný vplyv osvetlenia nádrže experimentu na výsledný tvar profilu vlny. Pri snímaní jednotlivých videí sa tiež prejavila neskúsenosť práce so snímacou technikou, kedže je možné z obrázkou vlnenia vidieť, že nie sú snímané kolmo na nádrž, ale z uhlu. Dochádza, tak k priestorovému pohľadu na vlnenie, namiesto požadovaného rovinného pohľadu.

Druhá časť experimentu bola venovaná sledovaniu trajektórií častíc vody, resp. častíc rozptýlených vo vode. V tomto prípade bola nádrž zakrytá tienidlom a presvietená laserovou rovinou, kvôli lepším podmienkam pre fotografovanie. Dôležité boli práve parametre fotografie, tak aby sa zachytila trajektória v čo najdlhšom časovom okne. Zo snímkov a výsledkou simulácie, kde bol použitý diskrétny model fáze DPM, bolo vidieť výrazné driftovanie častíc neďaleko voľnej hladiny a vplyv veľkosti časového okna na tvar (dĺžku) trajektórií. V súlade s teórickými poznatkami, dochádzalo k výraznemu útlmu pohybu častíc s rastúcou hĺbkou, keďže sa jednalo o vlny na hlbokej hladine. Je nutné podotknúť, že v tejto časti experimentu bol zámer simulácie v ANSYS Fluente čiste vizuálny, teda nie je pokus o ich kvantitatívne porovnávanie.

LITERATÚRA

[1] ALI, SK Z.; DEY, S.: Mechanics of Sediment Transport: Particle Scale of Entrainment to Continuum Scale of Bedload Flux. *Journal of Engineering Mechanics*, [online]. 2017, roč. 143, č. 11, s. [2021–05–19]. ISSN 1943-7889. DOI: 10.1061/(ASCE)EM.1943-7889.0001343.

[2] ALI, SK Z.; DEY, S.: Origin of the scaling laws of sediment transport. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, [online]. 2017, roč. 473, č. 2197, s. 20160785 [2021–05–19]. ISSN 1471-2946. DOI: 10.1098/rspa.2016.0785.

[3] BRDIČKA, M.; SAMEK, L.; SOPKO, B.: *Mechanika kontinua*. 3. vydání. Praha: Academia, 2005. ISBN 80-200-1344-X.

[4] BREMER, T.; BREIVIK, O.: Stokes drift. *Philosophical Transactions of The Royal Society A Mathematical Physical and Engineering Sciences*, [online]. 2018, roč. 376, s. 20170104 [2021–05–19]. ISSN 1471-2962. DOI: 10.1098/rsta.2017.0104.

[5] CLAMOND, D.: On the Lagrangian description of steady surface gravity waves. *Journal of Fluid Mechanics*, [online]. 2007, roč. 589, s. 433–454 [2021–05–19]. ISSN 1469-7645. DOI: 10.1017/S0022112007007811.

[6] CRAIK, A. D. D.: *Wave Interactions and Fluid Flows*. Cambridge monographs on mechanics and applied mathematics vydání. Cambridge: Cambridge University Press, 1985. ISBN 0-521-26740-4.

[7] DU, Q.; DENNIS, Y.; LEUNG, D.: 2D Numerical Simulation of Ocean Waves. In *World Renewable Energy Congress 2011 - Sweden*, [online]. Linköping: Linköping University Electronic Press, 2011 [2021-05-19], 2011. s. 2183–2189, ISBN 978-91-7393-070-3. DOI: 10.3384/ecp110572183.

[8] FINNEGAN, W.; GOGGINS, J.: Numerical simulation of linear water waves and wave–structure interaction. *Ocean Engineering*, [online]. 2012, roč. 43, s. 23–31 [2021–05–19]. ISSN 0029-8018. DOI: 10.1016/j.oceaneng.2012.01.002.

[9] HELLER, V.: *Landslide Generated Impulse Waves: Prediction of Near Field Characteristics*. Zurich, 2007. Dizertačná práca. Swiss Federal Institute of Technology Zurich. Laboratory of Hydraulics, Hydrology and Glaciology. Vedoucí práce: Prof. Dr. sc. techn. Willi H. Hager.

[10] HENRY, D.: Stokes drift in equatorial water waves, and wave–current interactions. *Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography*, [online]. 2019, roč. 160, s. 41–47 [2021–05–19]. ISSN 0967-0645. DOI: 10.1016/j.dsr2.2018.08.003.

[11] KETABDARI, M. J.; NOBARI, M. R. H.; MORADI LARMAEI, M.: Simulation of waves group propagation and breaking in coastal zone using a Navier–Stokes solver with an improved VOF free surface treatment. *Applied Ocean Research*, [online]. 2008, roč. 30, č. 2, s. 130–143 [2021–05–19]. ISSN 0141-1187. DOI: 10.1016/j.apor.2008.08.005.

[12] LEHOTSKÝ, M.; KIDOVA, A.; RUSNÁK, M.: *Slovensko-anglické názvoslovie morfológie vodných tokov*, [online]. 1. vydání. Association of Slovak Geomorphologists, Institute of Geography, Slovak Academy of Sciences, 2015. ISBN ISSN 1337-6799, DOI: 10.1016/B978-008036372-1/50000-3.

[13] LORKE, A.; MACINTYRE, S.: *Encyclopedia of Inland Waters*, kapitola The Benthic Boundary Layer (in Rivers, Lakes, and Reservoirs). Academic Press, 2009, ISBN 978-0120884629, DOI: 10.1016/B978-012370626-3.00079-X, 505-514 [online].

[14] MAATOUG, M. A.; AYADI, M.: Numerical simulation of the second-order Stokes theory using finite difference method. *AEJ - Alexandria Engineering Journal*, [online]. 2016, roč. 55, č. 3, s. 3005–3013 [2021–05–19]. ISSN 1110-0168. DOI: 10.1016/j.aej.2016.04.035.

[15] OMRAN, I.; HASHIM, A.; ABIDALLA, W.; et al.: Using Of Shields Parameter As A Determinate For The Sediment Movement In Irrigation And Drainage Channels(A Case Study in Central Region of Iraq). *Journal of Babylon University for Engineering Sciences*, [online]. 2017, roč. 25, č. 4, s. 1298–1311 [2021–05–19]. ISSN 2616-9916.
URL `https://www.researchgate.net/publication/318323512_Using_Of_Shields_Parameter_As_A_Determinate_For_The_Sediment_Movement_In_Irrigation_And_Drainage_ChannelsA_Case_Study_in_Central_Region_of_Iraq/citations`

[16] PĚČKOVÁ, K.: *Vlny na vodní hladině*. Brno, 2017. Bakalářská práce. Masarykova univerzita. Přírodovědecká fakulta. Vedoucí práce: Tomáš Tyc.

[17] RAMSDEN, D. R.; NATH, J. H.: Kinematics and Return Flow in a Closed Wave Flume. In *21st International Conference on Coastal Engineering*, [online]. Malaga: Jomagar, 1988 [2021-05-19], 1988. s. 448–462, ISBN 8438000320. DOI: 10.1061/9780872626874.032.

[18] RAUS, M.: *Matematické modelování vln na vodní hladině*. Brno, 2018. Diplomová práce. Vysoké učení technické v Brně. Fakulta strojního inženýrství. Vedoucí práce: Tomáš Kisela.

[19] RHEINHEIMER, D. E.; YARNELL, S. M.: *Water for the Environment*, kapitola Chapter 12 - Tools for Sediment Management in Rivers. Academic Press, 2017, ISBN 978-0-12-803907-6, DOI: 10.1016/B978-0-12-803907-6.00012-7, 237-263 [online].

[20] ROBERTSON, B.; HALL, K.; ZYTNER, R.; et al.: Breaking Waves: Review of Characteristic Relationships. *Coastal Engineering Journal*, [online]. 2013, roč. 55, č. 1, s. 1350002 (40) [2021–05–19]. ISSN 0378-3839. DOI: 10.1142/S0578563413500022.

[21] THE OPEN UNIVERSITY: *Waves, Tides and Shallow-Water Processes*, [online]. roč. 4. Oxford: Butterworth-Heinemann, 1999. ISBN 978-0-08-036372-1, DOI: 10.1016/B978-008036372-1/50000-3.

[22] THOMSEN, L.: *Ocean Margin Systems*, kapitola The Benthic Boundary Layer. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2002, ISBN 978-3-642-07872-9, DOI: 10.1007/978-3-662-05127-6_9, 143-155 [online].

[23] UMEYAMA, M.: Dynamic-pressure distributions under Stokes waves with and without a current. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, [online]. 2018, roč. 376, č. 2111, s. 20170103 [2021–05–19]. ISSN 1471-2962. DOI: 10.1098/rsta.2017.0103.

[24] US Army Corps of Engineers, ENGINEERING AND DESIGN: *Water Wave Mechanics*. DEPARTMENT OF THE ARMY, U.S. Army Corps of Engineers, Washington, DC 20314-1000, Coastal Engineering Manual – Part II, [online] 4. vydání, 2015, [2021-05-19].

[25] ZDROJ: elektronický, [2021-05-19].
URL https://www.fondriest.com/environmental-measurements/parameters/hydrology/sediment-transport-deposition/

[26] ZDROJ: elektronický, [2021-05-19].
URL https://blogs.agu.org/landslideblog/2008/12/11/the-vaiont-vajont-landslide-of-1963/

[27] ZDROJ: elektronický, [2021-05-19].
URL https://pubs.usgs.gov/of/2006/1195/htmldocs/images/chart.pdf

[28] ZDROJ: elektronický, [2021-05-19].
URL https://manoa.hawaii.edu/exploringourfluidearth/physical/coastal-interactions/wave-coast-interactions

[29] ZDROJ: elektronický, [2021-05-19].
URL https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/e/e0/Water_wave_theories.svg

[30] ZDROJ: elektronický, [2021-05-19].
URL https://www.youtube.com/watch?v=-m_VDE-BSgc

ZOZNAM SYMBOLOV, VELIČÍN A SKRATIEK

CFD	Computational Fluid Dynamics – výpočetné modelovanie tekutín
DPM	Discrete Phase Model – model diskrétnej fáze
PBS	Pressure-Based Solver – metóda korekcie tlaku
PRESTO!	PREssure STaggering Option – metóda diskretizácie tlaku
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes – Navier–Stokesové časovo stredované rovnice
SIMPLE	Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations – sekvenčný algoritmus diskretizácie
SST	Shear Stress Transport – variácie modelu turbulencie k–ω
URANS	Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes – nestacionárné Navier–Stokesové časovo stredované rovnice
VOF	Volume of Fluid – metoda modelovania viacfázového prúdenia

$\vec{v}$	$[\mathrm{m} \cdot \mathrm{s}^{-1}]$	rýchlosť vektor
t	$[\mathrm{s}]$	čas
∇	$[-]$	operátor nabla
ρ	$[\mathrm{kg} \cdot \mathrm{m}^{-3}]$	hustota vody
p	$[\mathrm{Pa}]$	tlak
$\vec{f_g}$	$[\mathrm{kg} \cdot \mathrm{s}^{-2}\mathrm{m}^{-2}]$	objemová hustota tiažovej sily
φ	$[-]$	rýchlostný potenciál
v_i	$[\mathrm{m} \cdot \mathrm{s}^{-1}]$	vektor rýchlosti v Einsteinovej sumačnej symbolike
x_i	$[\mathrm{m}]$	vektor polohy v Einsteinovej sumačnej symbolike
$\vec{g}$	$[\mathrm{m} \cdot \mathrm{s}^{-2}]$	tiažové zrýchlenie
U	$[-]$	potenciál tiažového poľa
p_0	$[\mathrm{Pa}]$	atmosférický tlak
x	$[-]$	smer osi x
y	$[-]$	smer osi y
z	$[-]$	smer osi z
$f(t)$	$[\mathrm{s}]$	funkcia času
λ	$[\mathrm{m}]$	vlnová dĺžka
a	$[\mathrm{m}]$	amplitúda vlny
H	$[\mathrm{m}]$	výška vlny
T	$[\mathrm{s}]$	perióda vlny
v_n	$[\mathrm{m} \cdot \mathrm{s}^{-1}]$	normálová zložka rýchlosti
$\vec{n}$	$[-]$	jendotkový normálový vektor
ζ	$[\mathrm{m}]$	vychýlenie voľnej hladiny
v_z	$[\mathrm{m} \cdot \mathrm{s}^{-1}]$	zložka rýchlosti v smere z
v_x	$[\mathrm{m} \cdot \mathrm{s}^{-1}]$	zložka rýchlosti v smere x
v_y	$[\mathrm{m} \cdot \mathrm{s}^{-1}]$	zložka rýchlosti v smere y
h	$[\mathrm{m}]$	hĺbka
$f(z)$	$[-]$	závislosť rýchlostného potenciálu na z
k	$[\mathrm{m}^{-1}]$	vlnové číslo
ω	$[\mathrm{rad} \cdot \mathrm{s}^{-1}]$	uhlová frekvencia vlny
M, N	$[-]$	integračné konštanty
c	$[\mathrm{m} \cdot \mathrm{s}^{-1}]$	fázová rýchlosť vlny
c_g	$[\mathrm{m} \cdot \mathrm{s}^{-1}]$	grupová rýchlosť vĺn
a_x	$[\mathrm{m} \cdot \mathrm{s}^{-2}]$	zložka zrýchlenia v smere x
a_y	$[\mathrm{m} \cdot \mathrm{s}^{-2}]$	zložka zrýchlenia v smere y
x	$[\mathrm{m}]$	horizontálny posun častice
z	$[\mathrm{m}]$	vertikálny posun častice
A	$[\mathrm{m}]$	horizontálna poloos elipsy
B	$[\mathrm{m}]$	vertikálna poloos elipsy

α	$[-]$	premenná funkcie
x_0	$[\mathrm{m}]$	počiatočná horizontálna poloha
z_0	$[\mathrm{m}]$	počiatočná vertikálna poloha
r	$[\mathrm{m}]$	polomer
p_s	$[\mathrm{Pa}]$	hydrostatický tlak
p_d	$[\mathrm{Pa}]$	dynamický tlak
U_r	$[-]$	Ursellovo číslo
u_{SD}	$[\mathrm{m \cdot s^{-1}}]$	rýchlosť Stokesovho driftu
τ	$[\mathrm{Pa}]$	šmykové napätie
u	$[\mathrm{m \cdot s^{-1}}]$	časovo stredovaná rýchlosť prúdu
u_*	$[\mathrm{m \cdot s^{-1}}]$	trecia rýchlosť
κ	$[-]$	Von Kármánová konštanta
K	$[-]$	integračná konštanta
δ_v	$[\mathrm{m}]$	hrúbka viskóznej podvrstvy
ν	$[\mathrm{m^2 \cdot s}]$	kinematická viskozita
Re_*	$[-]$	Reynoldsovo číslo vztiahnuté k trecej rýchlosti
k	$[-]$	absolútna drsnosť dna
δ_D	$[\mathrm{m}]$	hrúbka difúznej podvrstvy
F_D	$[\mathrm{N}]$	odporová sila
F_L	$[\mathrm{N}]$	vztlaková sila
F_G	$[\mathrm{N}]$	gravitačná sila
θ	$[-]$	Shieldsovo číslo
ρ_p	$[\mathrm{kg \cdot m^{-3}}]$	hustota sedimentu
D_p	$[\mathrm{m}]$	priemer zrna
Re_{*p}	$[-]$	Reynoldsovo číslo vztiahnuté k rozmeru častice
w	$[\mathrm{m \cdot s^{-1}}]$	rýchlosť sedimentácie
R_n	$[-]$	Rousovo číslo
q_c	$[\mathrm{kg \cdot s^{-1}}]$	celkový prietok sedimentov
q_d	$[\mathrm{kg \cdot s^{-1}}]$	prietok dnových splavenín
q_s	$[\mathrm{kg \cdot s^{-1}}]$	prietok suspendovaných splavenín
v_{xM}	$[\mathrm{m \cdot s^{-1}}]$	maximálna horizontálna zložka orbitálnej rýchlosti
s_v	$[-]$	strmosť vlny
γ	$[-]$	relatívna výška vlny
α_n	$[^\circ]$	sklon dna
H_0	$[\mathrm{m}]$	výška vlny v hlbokej vode
λ_0	$[\mathrm{m}]$	vlnová dĺžka v hlbokej vode
ξ_0, ξ_B	$[-]$	Iribarrenovo číslo
H_B	$[\mathrm{m}]$	výška vlny v bode zlomu

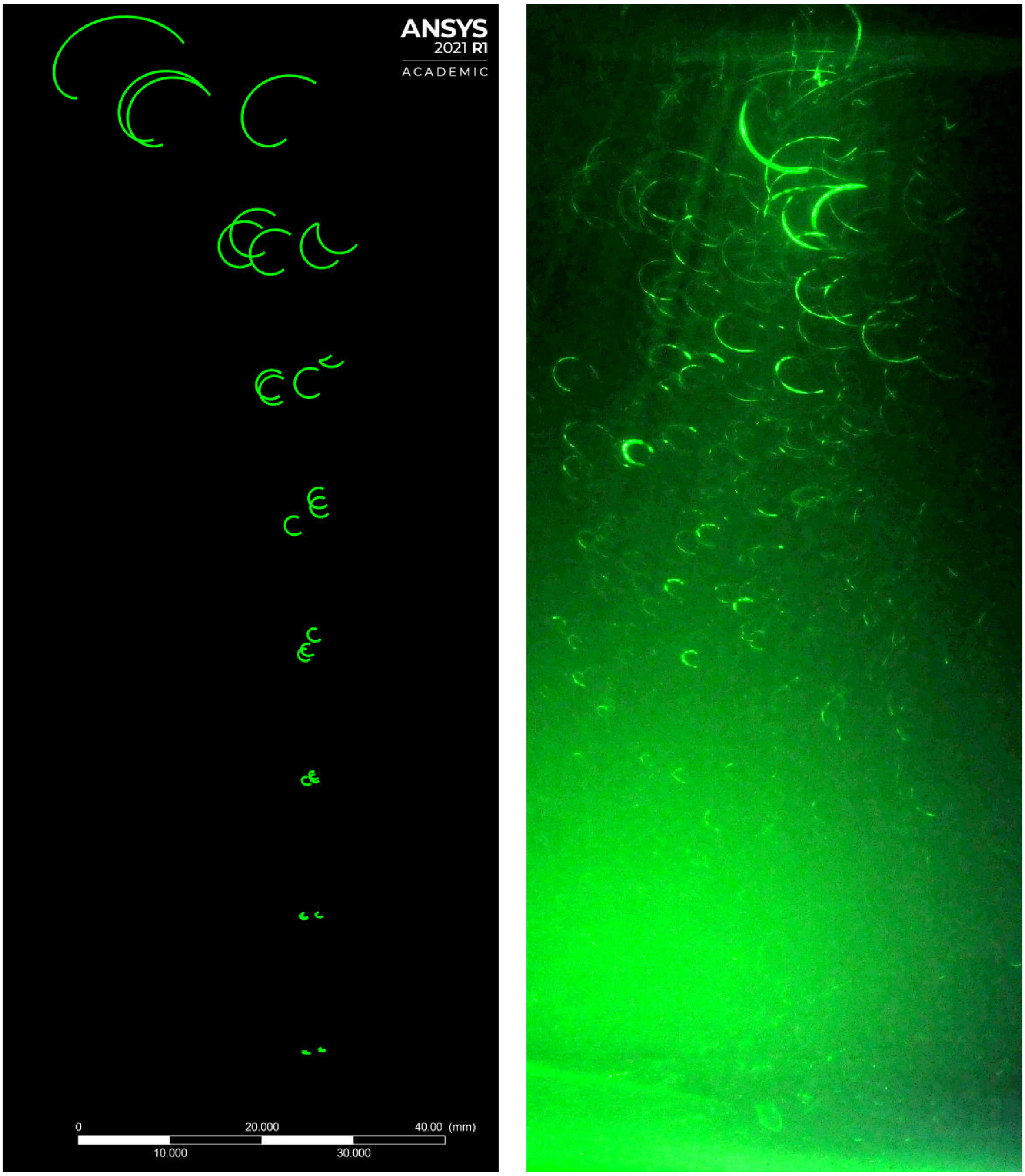
ZOZNAM OBRÁZKOV

ZOZNAM TABULIEK

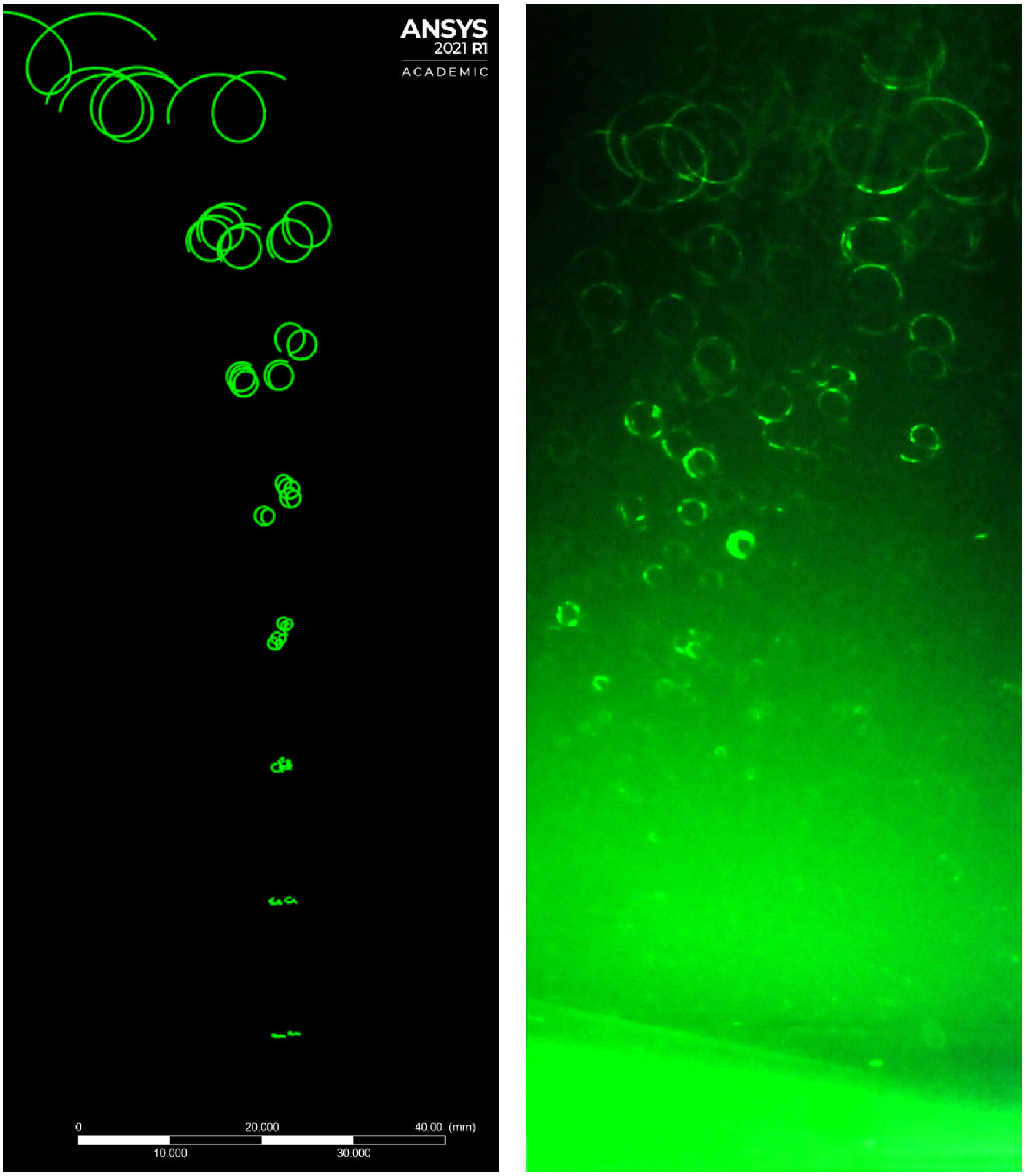
ZOZNAM PRÍLOH

A TRAJEKTÓRIE ČASTÍC

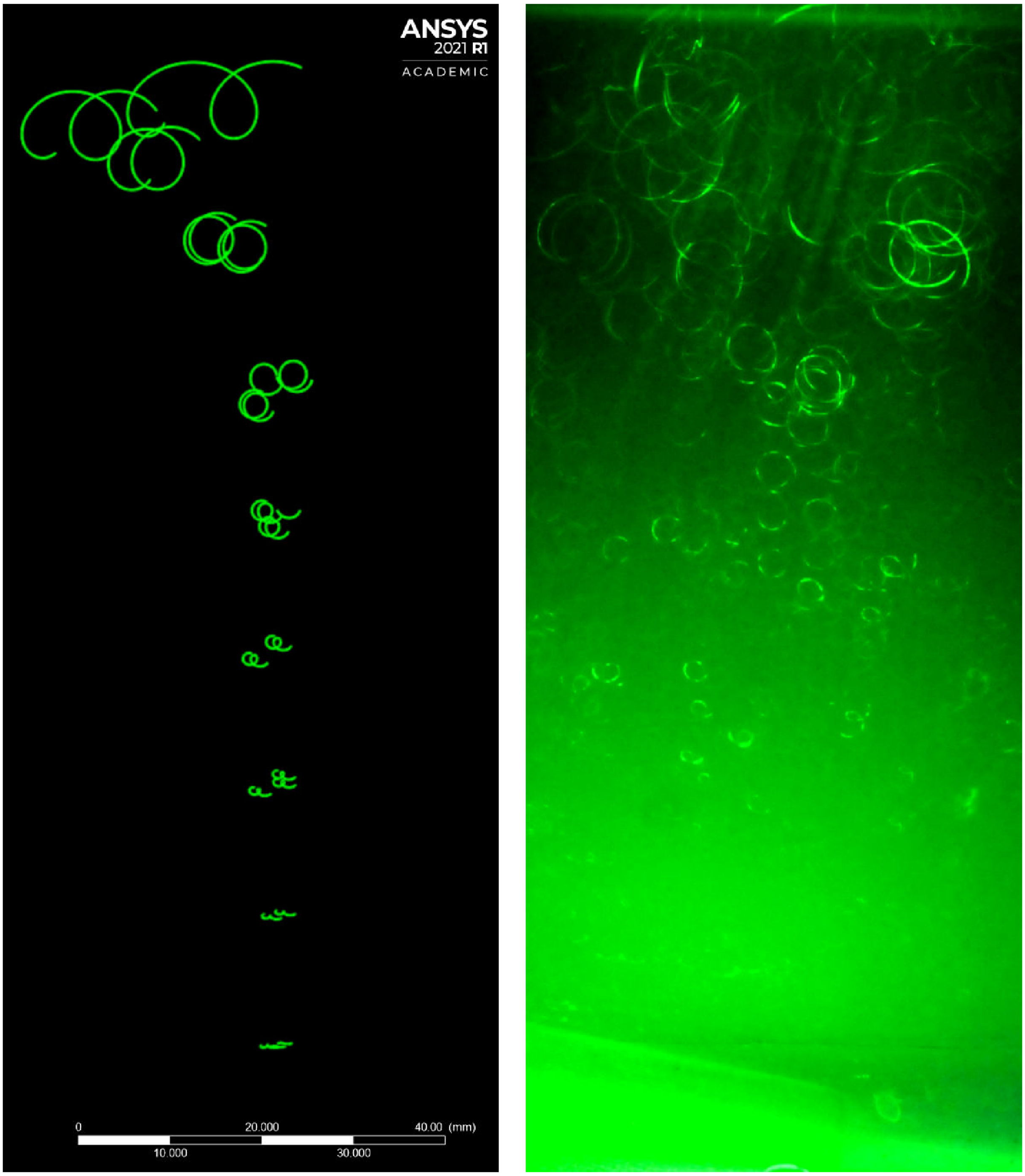
Detaily trajektórií častíc zobrazené pomocou laseru.



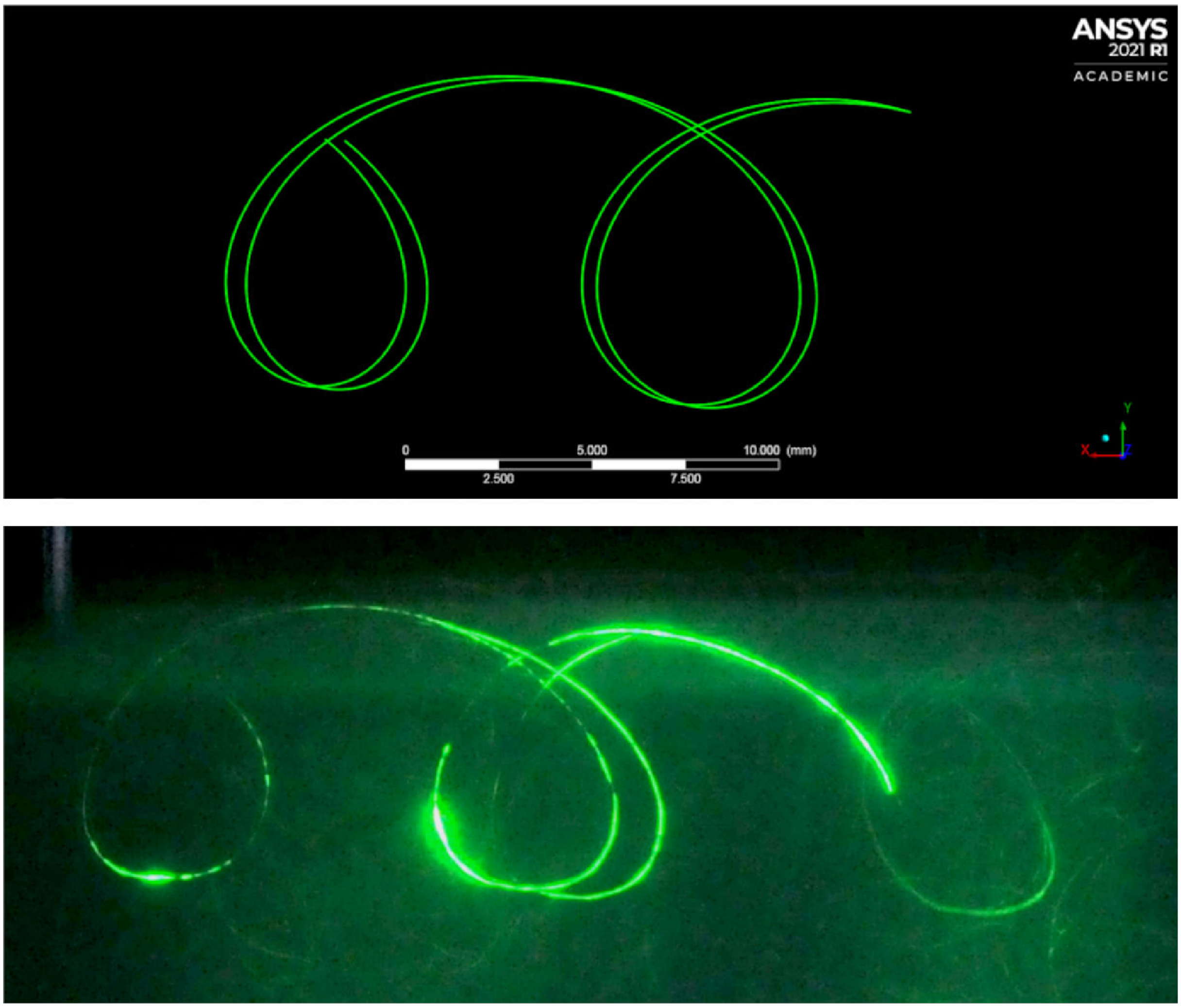
Obr. A.1: Doba expozície $t = 0,25$ s.



Obr. A.2: Doba expozície $t = 0,5$ s.



Obr. A.3: Doba expozície $t = 0,62$ s.



Obr. A.4: Doba expozície $t = 2$ s.