

UNIVERZITA PARDUBICE
FAKULTA CHEMICKO-TECHNOLOGICKÁ

Ústav energetických materiálů

Studium detonace a doprovodných jevů optickými metodami

Disertační práce
2021

Prohlašuji:

Práci s názvem: „Studium detonace a doprovodných jevů optickými metodami“ jsem vypracoval samostatně. Veškeré literární prameny a informace, které jsem v práci využil, jsou uvedeny v seznamu použité literatury.

Byl jsem seznámen s tím, že se na moji práci vztahují práva a povinnosti vyplývající ze zákona č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon), ve znění pozdějších předpisů, zejména se skutečností, že Univerzita Pardubice má právo na uzavření licenční smlouvy o užití této práce jako školního díla podle § 60 odst. 1 autorského zákona, a s tím, že pokud dojde k užití této práce mnou nebo bude poskytnuta licence o užití jinému subjektu, je Univerzita Pardubice oprávněna ode mne požadovat přiměřený příspěvek na úhradu nákladů, které na vytvoření díla vynaložila, a to podle okolností až do jejich skutečné výše.

Beru na vědomí, že v souladu s § 47b zákona č. 111/1998 Sb., o vysokých školách a o změně a doplnění dalších zákonů (zákon o vysokých školách), ve znění pozdějších předpisů, a směrnicí Univerzity Pardubice č. 7/2019 Pravidla pro odevzdávání, zveřejňování a formální úpravu závěrečných prací, ve znění pozdějších dodatků, bude práce zveřejněna prostřednictvím Digitální knihovny Univerzity Pardubice.

V Pardubicích dne 26. 5. 2021

.....

Jindřich Kučera

Na tomto místě bych chtěl poděkovat vedoucímu své disertační práce doc. Ing. Jiřímu Pachmanovi, Ph.D. za uvedení do problematiky, odbornou pomoc a cenné rady při zpracování této práce.

Rád poděkoval také Ing. Martinovi Künzelovi, Ph.D. a MSc. Aline Cardoso Anastacio, Ph.D. za nespočet cenných rad a předávání praktických zkušeností. Dále děkuji Ing. Jaroslavovi Braunovi, Ph.D. a Ing. Haně Fládrové za geodetické zaměření střeleckého areálu, čímž pomohli k dosažení cílů této práce.

Speciální poděkování patří rodině, a především sestře Alici za dlouhodobou podporu i motivaci už od dob výběru vysoké školy.

Anotace

Práce je věnována využití moderních optických metod ke studiu detonace a jevů s ní spojených. Cílem práce bylo zavést fotogrammetrickou metodu stanovení rychlosti vzdušné rázové vlny s následným přepočtem na přetlak. V souvislosti s tím byly zavedeny nové vizualizační metody v exteriéru i v laboratorním měřítku. V práci jsou dále představeny nové aplikace optických metod, jako měření průhybu ocelové desky laserovou interferometrií. K dosažení cílů byl nově využíván 3D tisk a grafické programy ke zpracování obrazu.

Klíčová slova

Detonace, rázové vlny, optické metody, vysokorychlostní záznam, PDV, Optimex

Title

Study of detonation phenomena and related processes by optical methods

Anotation

This work focuses on the use of optical methods to study detonation and related phenomena. New visualization methods were introduced in the exterior and on a laboratory scale. Emphasis is placed on the determination of the blast wave parameters using a photogrammetry method for small-scale experiments. This method can be used to track the blast wave front over time. The work also presents new applications of optical methods, such as measurement the deflection of a steel plate by laser interferometry. To achieve the goals, 3D printing and graphics programs for image processing were newly used.

Keywords

Detonation, blast wave, optical methods, high-speed imaging, PDV, Optimex

Obsah

Cíle práce	1
Úvod	2
I Teoretická část	4
1 Detonace a její projevy na okolí	5
1.1 Šíření detonační vlny náloží	6
1.2 Urychlení hmoty výbuchem	7
1.3 Vzdušné rázové vlny	9
1.3.1 Vznik a útlum VRV	9
1.3.2 Parametry VRV	10
1.3.3 Zatížení materiálu výbuchem	12
1.3.4 Redukované veličiny	13
1.3.5 Empirické výpočty	14
1.4 Stanovení parametrů VRV	15
1.4.1 Pasivní metody	15
1.4.2 Aktivní metody	16
1.4.3 Stanovení rychlosti VRV tlakovými senzory	18
1.4.4 Stanovení rychlosti VRV fotogrammetricky	18
1.4.5 Stanovení parametrů VRV z rychlosti jejího šíření	20
1.5 Tritolový ekvivalent	21
1.5.1 Stanovení tritolového ekvivalentu	22
1.5.2 Stanovení ekvivalentní tritolové nálože	23
1.5.3 Problematika tritolového ekvivalentu	24
2 Optické metody	25
2.1 Vysokorychlostní fotografování	25
2.2 Stínografie	25
2.3 Šlířová metoda (Schlieren)	26
2.3.1 Uspořádání s jedním zrcadlem	26
2.3.2 Uspořádání se dvěma zrcadly	27
2.3.3 Background oriented schlieren (BOS)	28
2.3.4 Další modifikace šlířové metody	28
2.3.5 Citlivost šlířové metody	29

2.4	Interferometrická vizualizace	29
2.5	Analýza trajektorie částic	30
2.6	Vláknové systémy	31
2.7	Laserová interferometrie	32
3	Shrnutí teoretické části a návrh experimentů	34
II	Experimentální část	36
4	Použité trhaviny a vybavení	37
4.1	Trhaviny	37
4.1.1	Trinitrotoluen	37
4.1.2	Semtex 1A	38
4.1.3	Nitromethan	38
4.1.4	A-IX-1	38
4.1.5	Semtex 10SE	38
4.1.6	Semtex S25	38
4.1.7	Emulzní trhaviny	39
4.2	Vybavení	39
4.2.1	Vysokorychlostní kamery	40
4.2.2	Photonic Doppler velocimetry (PDV)	41
4.2.3	Pasivní optický systém OPTIMEX	41
4.2.4	Tlakové senzory a zesilovače	42
4.2.5	Osciloskopy	42
4.2.6	3D tiskárna	42
5	Uspořádání a zpracování experimentů	44
5.1	Měření detonační rychlosti	44
5.2	Vliv iniciace na šíření detonace	47
5.2.1	Vliv pozice rozbušky při centrální iniciaci kulové nálože	47
5.2.2	Interakce detonačních vln	48
5.2.3	Vliv velikosti počínové nálože na iniciaci TNT	48
5.2.4	Generátory rovinného čela detonační vlny	49
5.3	Urychlení hmoty výbuchem	50
5.3.1	Svařování výbuchem	51
5.3.2	Urychlení kovových disků	52
5.4	Stanovení velikosti plamene	53
5.5	Vizualizace vzdušné rázové vlny	54
5.5.1	Vizualizace v exteriéru	54
5.5.2	Vizualizace v laboratoři	57
5.6	Stanovení parametrů vzdušných rázových vln	60
5.6.1	Měření parametrů tlakovými senzory	60
5.6.2	Konstrukce senzoru k měření rychlosti VRV	61
5.6.3	Srovnání metod stanovení přetlaku z rychlosti VRV	62
5.7	Průhyb ocelové desky zatížené dopadem VRV	63

III	Výsledky a diskuze	67
6	Studium detonace	68
6.1	Měření detonační rychlosti	68
6.1.1	Emulzní trhavina	68
6.1.2	Semtex S25	70
6.1.3	Nitromethan	71
6.2	Vliv iniciace na šíření detonace	72
6.2.1	Vliv pozice iniciace	72
6.2.2	Interakce detonačních vln	73
6.2.3	Vliv velikosti počínové nálože na iniciaci litého TNT	74
6.2.4	Generátory rovinného čela detonační vlny	75
7	Studium projevů detonace na okolí	79
7.1	Urychlení hmoty výbuchem	79
7.1.1	Svařování výbuchem	79
7.1.2	Urychlování kovových disků	82
7.2	Stanovení velikosti plamene	84
7.3	Vizualizace vzdušné rázové vlny	87
7.3.1	Vizualizace v exteriéru	87
7.3.2	Vizualizace v laboratoři	89
7.4	Parametry vzdušných rázových vln	90
7.4.1	Závislost přetlaku na vzdálenosti	90
7.4.2	Vliv velikosti počínové nálože na parametry VRV	92
7.4.3	Vliv typu TNT na parametry VRV	93
7.4.4	Optické stanovení parametrů VRV pro pozemní výbuch	95
7.4.5	Stanovení rychlosti VRV tlakovým senzorem	100
7.4.6	Optické stanovení parametrů VRV pro zavěšené nálože	100
7.4.7	Stanovení TNT ekvivalentu Semtexu 1A	104
7.5	Průhyb ocelové desky zatížené dopadem VRV	107
	Závěr	110
	Použitá literatura	112
IV	Přílohy	122
	Příloha A: Publikační činnost a projekty	123
	Příloha B: Schéma geodetického zaměření terénu testovací plochy ÚEnM	126
	Příloha C: Skripty ke zpracování experimentálních dat	127

Seznam obrázků

1.1	Struktura detonační vlny	5
1.2	Zakřivení detonační vlny ve válcové náloži	6
1.3	Záznam rovnání hliníkového disku	7
1.4	Časový průběh urychlení hmoty výbuchem	7
1.5	Lineární rychlostní model	8
1.6	Schéma velikosti efektivní nálože	8
1.7	Schéma časového průběhu parametrů vzdušné rázové vlny.	10
1.8	Odraz VRV od tuhé překážky a závislost koeficientu násobení na dopadajícím přetlaku	12
1.9	Tlakový průběh v blízkosti výbuchu	13
1.10	Namáhání povrchu v blízkosti výbuchu	13
1.11	Ohyb tyčového senzoru a umístění kostek	16
1.12	Schéma tužkového tlakového senzoru	17
1.13	Senzor pro měření celkového přetlaku	17
1.14	Specifikace 25 μm tlustého čidla	17
1.15	Znázornění charakteristického času útlumu	21
1.16	Určení bodu pro odečet TNT ekvivalentu z impulsu	23
1.17	Koeficient goemterie v závislosti na uspořádání.	24
2.1	Schematické znázornění stínografie	26
2.2	Schematické znázornění uspořádání s jedním zrcadlem	27
2.3	Schematické znázornění dvojzrcadového uspořádání šlírové metody	27
2.4	Schematické znázornění Background oriented schlieren (BOS)	28
2.5	Využití šlírové metody k vizualizaci vzdušné rázové vlny	28
2.6	Schéma uspořádání šlírové metody se dvěma čočkami	29
2.7	Nastavení citlivosti metody pomocí množství blokování světla.	29
2.8	Schéma Mach-Zehnderova interferometru a snímek letícího EFP	30
2.9	Využití kouřových raket ke stanovení rychlosti částic vzduchu	30
2.10	Využití kouřových váčků ke stanovení rychlosti částic vzduchu	31
2.11	Fotografie sestavy s aktivním systémem pro měření detonační rychlosti.	32
2.12	Znázornění interference dvou signálů o různé frekvenci.	33
4.1	Odlévání polokulových náloží TNT s dutinou ve středu.	37
4.2	Příprava emulzní trhaviny.	39
4.3	Fotografie cukrářské plničky upravené k plnění emulzní trhaviny do trubek.	39
4.4	Vysokorychlostní kamera IVV UHSi 12/14 s objektivem Samyang 800 mm	40
4.5	Vysokorychlostní kamera GX3 s objektivem Tamron 70–200 mm.	40

4.6	Jednokanálové a čtyřkanálové PDV	41
4.7	Přístroje Optimex-8 a Optimex-64 s příslušenstvím.	41
4.8	Tlakové senzory Kistler 211B3 a PCB 113B22 se zesilovačem PCB ICP 482A22.	42
5.1	Sestava pro měření detonační rychlosti Semtexu S25	44
5.2	Sestava pro měření detonační rychlosti emulzní trhaviny.	45
5.3	Schéma sestavy k měření detonační rychlosti kapalných trhavin.	45
5.4	Schéma sestavy pro měření detonační rychlosti navrtaným optickým vláknem.	46
5.5	Přípravek k navrtávání plastového vlákna.	46
5.6	Optické signály z Optimexu-8 a následné vyhodnocení	46
5.7	Příklad signálu změřeného Optimexem-64 při použití navrtaného optického vlákna.	47
5.8	Fotografie sestavy ke sledování interakce detonačních vln.	48
5.9	Fotografie litých náloží TNT s různou velikostí počinové nálože.	49
5.10	Generátor rovinného čela detonační vlny s inertní vložkou.	49
5.11	Generátor rovinného čela detonační vlny s aktivní vložkou.	50
5.12	Generátor rovinného čela detonační vlny z listové trhaviny.	50
5.13	Sestava pro svařování výbuchem v malém měřítku.	51
5.14	Sestava pro měření ve velkém měřítku a detail uchycení PDV sond.	52
5.15	Sestava pro výbuchové urychlování kovových disků.	52
5.16	Nákres uspořádání fotogrammetrického měření velikosti plamene.	53
5.17	Stanovení velikosti plamene pomocí kalibrace	54
5.18	Zpracování snímků z vysokorychlostní kamery	55
5.19	Uspořádání experimentu vizualizace VRV.	56
5.20	Schéma výškové korekce.	56
5.21	Vizualizace VRV po zpracování obrazu metodou odečtu snímků a následném sloučení s původním záznamem.	57
5.22	Schematické znázornění šlírové metody s jedním zrcadlem.	58
5.23	Detail usazení žiletky a detail čtyřbarevného filtru pro barevnou modifikaci šlírové techniky.	58
5.24	Schéma uspořádání šlírové metody v uspořádání se dvěma zrcadly.	59
5.25	Model konstrukce upínající komponenty pro z-šlírovou metodu.	59
5.26	Polohovatelný úchyt ostřící čočky upnutý do hliníkové konstrukce.	60
5.27	Grafické znázornění měření parametrů VRV.	61
5.28	Grafické znázornění parametrů VRV.	61
5.29	Konstrukce 3D tištěného senzoru pro měření rychlosti VRV.	62
5.30	Aplikace Sadkovy a Deweyovy rovnice na literární data	62
5.31	Schematické uspořádání experimentu k měření průhybu ocelové desky zatížené dopadem VRV.	63
5.32	Fotografie uspořádání experimentu pro měření průhybu ocelové desky.	63
5.33	Detail namíření laseru a umístění piezoelektrického čidla.	64
5.34	Stativ vhodný k jednorázovému použití v blízkosti výbuchu.	64
5.35	Ukázka spektrogramu a proložení rychlostního profilu.	65
5.36	Graf nezpracovaného a zpracovaného záznamu průhybu desky zatížené dopadem VRV	66
6.1	Závislost detonační rychlosti emulzní trhaviny na průměru nálože.	69

6.2	Vyhodnocení detonační rychlosti Semtexu S25 pro 10mm vrstvu.	71
6.3	Závislost detonační rychlosti nitromethanu na ředění methanolem.	72
6.4	Sekvence snímků detonační vlny vystupující z kulové nálože	73
6.5	Sekvence snímků detonační vlny šířící se listovou trhavinou z šesti bodů iniciace.	74
6.6	Sekvence snímků detonační vlny šířící se obdélníkovou náloží ze dvou bodů iniciace. Pořízeno při 300k FPS a expoziční době 50 ns.	74
6.7	Litá válcová nálož 154 g TNT iniciovaná 5 gramy Semtexu 1A.	75
6.8	Zakřivení čela detonační vlny pro nálož nitromethanu o délce i výšce 50 mm.	76
6.9	Zakřivení čela detonační vlny při modifikaci nálože inertní vložkou.	76
6.10	Zakřivení čela detonační vlny při modifikaci nálože aktivní vložkou.	77
6.11	Sekvence snímků detonační vlny vystupující z aktivního generátoru.	78
6.12	Sekvence snímků detonační vlny vystupující z generátoru založeném na listové trhavině.	78
7.1	Srovnání záznamů pro nerezový plech urychlovaný při svařování výbuchem.	79
7.2	Srovnání rychlostních profilů pro hliníkové plechy tloušťky 5 mm v závislosti na výšce trhaviny a odpovídající integrální křivky.	80
7.3	Srovnání rychlostních profilů pro tenký hliníkový plech urychlený přes vrstvu želatiny	81
7.4	Srovnání změřených rychlostních profilů v závislosti na umístění sondy.	81
7.5	Srovnání signálů pro 5mm hliníkový plech a plech s tloušťkou 0,2 mm doplněný o vrstvu želatiny. Výška trhaviny byla 25 mm.	82
7.6	Srovnání rychlostí pro měděné a hliníkové disky urychlené detonací.	82
7.7	Srovnání experimentálních výsledků s numerickou simulací a výpočtem rovnicí pro asymetrický nekonečně utěsněný sendvič.	83
7.8	Plamen v okamžicích separace VRV a maximální velikosti.	85
7.9	Horizontální velikost plamene	85
7.10	Reprodukovatelnost tvaru plamene v časech 0,2 ms a 1 ms pro čtyři totožné kulové nálože.	86
7.11	Symetrie plamene.	86
7.12	Četnost poloměru plamene při odečtu v různých úhlech.	86
7.13	Vizualizace VRV na pruhovaném pozadí	87
7.14	Srovnání čtyř různých pozadí	88
7.15	Snímek hořícího zapalovače a těžké páry diethyletheru v barevné modifikaci šlírové metody.	89
7.16	Záznam iniciace volně sypaného acetylidu stříbrného při 10 000 FPS.	90
7.17	Srovnání experimentů velkého měřítka publikovaných v literatuře.	91
7.18	Srovnání přetlaků změřených na ÚEnM a hodnot publikovaných v literatuře	91
7.19	Srovnání přetlaků změřených na ÚEnM pro nálože o hmotnosti od 27 do 1011 g TNT.	92
7.20	Vliv velikosti počínové nálože na parametry VRV.	92
7.21	Závislost přetlaku na redukované vzdálenosti malé nálože Semtexu 1A.	93
7.22	Závislost přetlaku na redukované vzdálenosti pro nálože TNT různého typu.	93
7.23	Závislost redukovaného impulsu na redukované vzdálenosti pro nálože TNT různého typu.	94

7.24	Závislost času příchodu VRV na redukované vzdálenosti pro nálože TNT různého typu.	94
7.25	Srovnání časů příchodu stanovených fotogrammetrickou metodou pro pozemní výbuchy Semtexu 1A.	95
7.26	Proložení experimentálních hodnot pro experiment č.7 Deweyovou rovnicí.	96
7.27	Machovo číslo stanovené Deweyovou metodou pro experiment č.7.	96
7.28	Srovnání přetlaků vypočtených z Machova čísla určeného Deweyovou metodou.	97
7.29	Proložení experimentálních hodnot pro experiment č.7 Sadkovou rovnicí.	97
7.30	Machovo číslo stanovené Sadkovou metodou pro experiment č.7.	98
7.31	Srovnání přetlaků vypočtených metodami podle Sadka z fotogrammetrického určení pozice VRV.	98
7.32	Srovnání časů příchodu stanovených fotogrammetricky pro dvě stejné nálože.	99
7.33	Srovnání přetlaků stanovených opticky pro dvě stejné nálože.	99
7.34	Experimentálně stanovená rychlost VRV a příslušný dopadající přetlak.	100
7.35	Srovnání optického stanovení pozice VRV pro zavěšené nálože Semtexu 1A.	101
7.36	Proložení experimentálních hodnot rovnicí navrženou Sadkem	101
7.37	Machovo číslo stanovené Sadkovou metodou.	102
7.38	Dopadající přetlak stanovený Sadkovou metodou.	102
7.39	Opticky stanovené časy příchodu VRV ve srovnání s tlakovými senzory.	103
7.40	Machovo číslo stanovené Sadkovou metodou pro zavěšené nálože.	103
7.41	Srovnání přetlaku stanoveného Sadkovou metodou s hodnotami změřenými tlakovými senzory pro zavěšené nálože.	104
7.42	Proložení změřených přetlaků pro Semtex 1A doplněné o křivku pro TNT.	105
7.43	Proložení změřených impulsů pro Semtex 1A doplněné o křivku pro TNT.	106
7.44	Závislost TNT ekvivalentu na redukované vzdálenosti pro Semtex 1A.	106
7.45	Srovnání průhybu změřeného piezoelektrickým čidlem s laserovou interferometrií.	107
7.46	Reprodukovatelnost měření průhybu ocelové desky.	108
7.47	Vliv vzdálenosti 50g nálože na rychlost prohýbání ocelové desky.	108
7.48	Vliv vzdálenosti 50g nálože na průhyb ocelové desky.	109
7.49	Vliv hmotnosti nálože na rychlost a průhyb 10mm ocelové desky.	109

Seznam tabulek

5.1	Vlastnosti urychlovaných disků	53
6.1	Parametry náloží emulzních trhavin a příslušné detonační rychlosti	69
6.2	Vliv utěsnění na detonační rychlost emulzní trhavin	70
6.3	Detonační rychlosti Semtexu S25	70
6.4	Detonační rychlosti nitromethanu v závislosti na přídavku methanolu	71
7.1	Rychlosti hliníkových a měděných disků urychlených výbuchem	84
7.2	Parametry rovnic k proložení experimentálních bodů	105

Seznam symbolů

α_{1-4}	Parametry Sadkovy rovnice	
c	Rychlost světla ve vakuu	[m/s]
C	Hmotnost trhaviny v Gurneyho modelu	[g]
C_e	Efektivní hmotnost nálože	[g]
$\sqrt{2E}$	Gurneyho rychlost	[km/s]
D	Detonační rychlost výbušiny	[km/s]
f_0	Původní frekvence laserového paprsku	[Hz]
f_b	Frekvence vzniklých beatů	[Hz]
f_d	Frekvence odraženého paprsku	[Hz]
γ	Poměr specifických tepel	
I^+	Impuls pozitivní fáze	[Pa · s]
ζ^+	Redukovaný impuls pozitivní fáze	[Pa · s · kg ^{-1/3}]
k_{TNT}	Tritolový ekvivalent	
k_e	Koeficient utěsnění nálože	
k_g	Koeficient geometrie	
M	Hmotnost kovu v Gurneyho modelu	[g]
M_S	Machovo číslo	
λ	Vlnová délka	[nm]
Δp	Přetlak	[kPa]
p_0	Atmosferický tlak	[kPa]
p_d	Dynamický přetlak	[kPa]
p_R	Odrazný přetlak	[kPa]
r	Poloměr	[cm]
dp	Změna tlaku	[kPa]
Q	Spalné teplo	[kJ/kg]
ρ	Hustota	[g/cm ³]
R	Vzdálenost čela rázové vlny	[m]
R'	Projekce vzdálenosti na pozadí	[m]
R_s	Redukovaná vzdálenost čela rázové vlny	[m · kg ^{-1/3}]
t_a	Čas příchodu rázové vlny	[ms]
t^+	Doba trvání přetlakové fáze	[ms]
t_s	Redukovaný čas příchodu	[ms · kg ^{-1/3}]
U	Rychlost šíření rázové vlny	[km/s]
W	Hmotnost ekvivalentní nálože TNT	[kg]
Z	Redukovaná vzdálenost	[m · kg ^{-1/3}]

Seznam zkratek

A-IX-1	Trhavina založená z 95 % na hexogenu
ANFO (DAP)	Směs dusičnanu amonného s palivem
BOS	Background Oriented Schlieren
DAX	Disc Acceleration eXperiment
EDA	Ethylendiamin
EFP	Výbuchem formovaný projektil
FBG	Fiber Bragg Gratings
FPS	Počet snímků za sekundu videa
HNS	Trhavina hexanitrostilben
PETG	Polyethylentereftalát modifikovaný glykolem
PETN	Trhavina pentaerithritol tetranitrát
PDV	Photonic Doppler Velocimetry
PLA	Kyselina polymléčná
PVDF	Polyvinyliden fluoridové tlakové senzory
TNT	Trinitrotoluen
ÚEnM	Ústav Energetických Materiálů
VRV	Vzdušná rázová vlna

Cíle práce

Cílem práce je rozšířit povědomí o studiu detonace a s ní spojených projevů na okolí moderními optickými metodami. Studium výbušin těmito metodami je přímo podmíněno rychlým rozvojem v jiných odvětvích jako telekomunikace nebo výpočetní technika, proto nebylo jejich využívání ještě před pár lety ekonomicky schůdné. Důraz je kladen na studium vzdušných rázových vln produkovaných detonací trhavin, především na stanovení jejich parametrů. Dále se práce zaměřuje na studium působení vzdušných rázových na okolní materiál. Hlavní cíl práce lze shrnout následujícími body:

- Zavedení metody stanovení parametrů vzdušných rázových vln optickým způsobem.
- Ověření optické metody nezávislými technikami.
- Zavedení moderní metodiky ke kvantifikaci zatížení materiálu vzdušnou rázovou vlnou.

Na hlavní cíl práce navazuje několik dílčích cílů, které rozšiřují cíl hlavní nebo tvoří mezikrok k jeho splnění. Jejich dosažení rovněž představuje významný pokrok ve využívání optických metod na Ústavu energetických materiálů. Dílčí cíle shrnují následující body:

- Zavedení metody vizualizace VRV v laboratorním prostředí.
- Navržení metody zpracování obrazu k vizualizaci VRV.
- Nalezení nových aplikací dříve zavedených optických metod.

Úvod

Studium výbušnin zahrnuje širokou oblast napříč řadou vědních oborů. Může se zdát, že jde o čistou chemii, jelikož látky, ze kterých se výbušiny skládají, je nejprve třeba syntetizovat. I následná analýza připravených chemických látek by stále ještě mohla vyvolávat dojem, že je studium výbušnin výhradně záležitostí chemie. Jelikož jsou však výbušiny až na několik málo výjimek používány ve formě směsí, je vhodné na ně nahlížet spíše z pohledu materiálového inženýrství. Zkoušky citlivosti k mechanickým, elektrickým, optickým či tepelným vlivům tvoří plynulý přechod od chemie k fyzice, se kterou jsou nerozlučně spjaty i funkční vlastnosti výbušnin. Na straně pyrotechniky či hnacích hmot je studováno hoření a s ním spojená balistika, na straně detonujících trhavin pak fyzika rázových vln. Hydrodynamika, termodynamika a další podobory fyziky rázových vln společně s chemií propojují proces detonace s procesem vzniku a šířením rázových vln v okolí nálože.

Z výše uvedeného je patrné, že studium výbušnin je velice široké a má multidisciplinární rozměr. Tato práce je zaměřena na část zahrnující účinek detonace trhavin, a to zejména s ohledem na studium vzniku a šíření vzdušných rázových vln. Parametry vzdušné rázové vlny bývají využívány k hodnocení účinků výbuchu na okolí, proto je nezbytné jejich správné stanovení. K tomuto účelu byly využity klasické tlakové senzory, zejména pro kalibrační a srovnávací měření, ale hlavně byla nově navržena metoda hodnocení VRV vycházející ze zpracování obrazu, tzv. fotogrammetrie. Měření optickou metodou má v porovnání s tlakovými senzory řadu výhod. Odpadá například omezení pro experimenty, kde hrozí zasažení sensorů letícím fragmentem nebo ovlivnění plamenem z detonace. Aniž by bylo nutné rozmístit velké množství sensorů, kabelů a související měřící techniky, poskytuje tato metoda velké množství experimentálních bodů pouze s využitím vysokorychlostního záznamu.

Na charakterizaci VRV plynule navazuje studium jejich interakce s modelovými konstrukčními objekty. K tomu byla navržena a otestována nová metoda stanovení deformace materiálů vlivem pulzního zatížení způsobeného detonací. Vznik VRV je nerozlučně spojen s parametry nálože, a proto byla pozornost věnována také této problematice stejně jako problematice urychlení materiálu v kontaktu s náloží.

Optické metody zaznamenaly v posledních letech velmi dramatický rozvoj díky odvětvím jako výpočetní technika nebo telekomunikace. Některé metody popsané v této práci proto nebyly ještě před pár lety možné. K provedení experimentů jsou v práci používané moderní optické techniky typu vysokorychlostního snímkování nebo metody založené na vláknové optice jako laserová interferometrie PDV a pasivní systém Optimex. Zmíněné techniky nejsou na ÚEnM nové, ale jejich využívání je rozšířeno o nové aplikace. Pro přípravu experimentů je v práci nově zavedeno použití 3D tisku, který sloužil k prototypování sestav na míru jednotlivým experimentům.

Chronologicky se měření parametrů VRV a detonačních parametrů překrývalo. Protože se ale práce zabývá širokým spektrem dějů, je rozvržena tak, že jsou nejprve popisovány děje

spojené s detonací a měřením parametrů detonační vlny. Následně je v popisu postupováno směrem od nálože do okolí. Rozebrány jsou děje spojené s účinkem detonace na materiál v kontaktu s trhavinou. Pokračování tvoří popis projevů detonace na blízké okolí v podobě vzniklého plamene od detonace a nakonec projevy na vzdálené okolí v podobě vzdušné rázové vlny. K jednotlivým částem je v teoretické části shrnuta literatura formou rešerše. Popis jednotlivých experimentů k naplnění cílů práce je prezentován v experimentální části spolu s metodami zpracování experimentálních dat. Výsledky experimentů jsou shrnuty v sekci výsledků a diskuze.

Část I

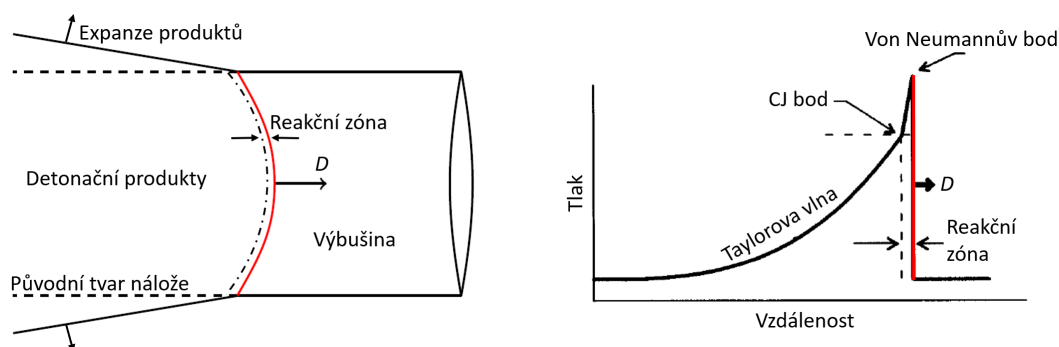
Teoretická část

Kapitola 1

Detonace a její projevy na okolí

Úvodní kapitola uvádí teoretický základ k porozumění experimentům provedeným během práce. Nejprve je popsána detonace a její šíření náloží. Dále projevy na blízké okolí jako urychlení hmoty v kontaktu s trhavinou. V kapitole jsou nakonec popsány projevy na vzdálené okolí v podobě vzdušných rázových vln a metody měření jejich parametrů.

Detonace je stav, ve kterém dochází k rychlé exotermické reakci šířící se reaktivním materiálem v podobě rázové/detonační vlny. Detonační vlna je speciálním typem rázové vlny, která se nazývá reaktivní vlnou. Jedním ze základních znaků je nadzvuková rychlost šíření a pohybuje se v rozmezí 1,5 až téměř 10 km/s. Materiál před průchodem detonační vlny není nijak ovlivněn. Až jejím průchodem dochází k zahájení chemických reakcí, čímž nastává k nevratná změna chemického stavu na plynné detonační produkty. Popsanou situaci lze demonstrovat na obrázku 1.1. Čelo detonační vlny se pohybuje detonační rychlostí D [km/s] ve směru šipky doprava. Na obrázku vpravo se vrchol čela detonační vlny se nazývá Von Neumannův bod, jehož hodnota odpovídá tlaku, kterým je iniciována chemická přeměna v nezregované trhavině, do které se vlna šíří. Následuje úzká reakční zóna naznačená přerušovanou čarou. Podle teorie ideální detonace v této oblasti probíhají všechny chemické reakce při uvolnění veškeré detonační energie rozpadem chemických vazeb.



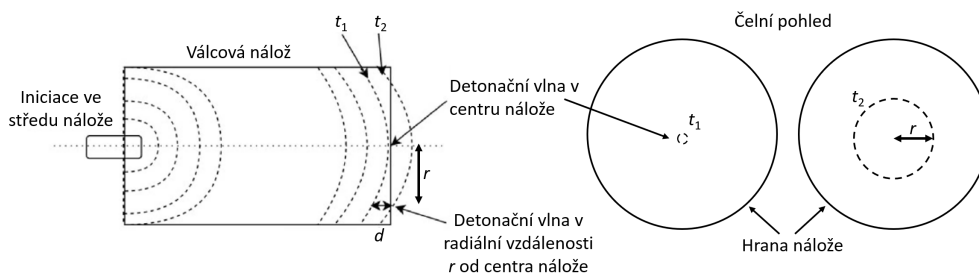
Obrázek 1.1: Struktura detonační vlny [1, 2].

Šířka reakční zóny se u brizantních trhavin pohybuje v desetinách až jednotkách milimetru a její trvání je řádově v desítkách až stovkách nanosekund. Na konci reakční zóny se nachází Chapman-Jouguetův stav (tzv. CJ bod). Zde jsou již podle teorie ideální detonace všechny chemické reakce ukončeny a trhavina je přeměněna na detonační produkty. Pro tento okamžik je udávána většina charakteristických parametrů výbušnin, jako je detonační

tlak nebo teplota. Po dosažení CJ bodu následuje expanze detonačních produktů do okolního prostředí. Tato oblast je nazývána expanzní částí nebo též Taylorovou vlnou [1, 3].

1.1 Šíření detonační vlny náloží

Při detonaci nálože ohraničené vzduchem dochází vedle poklesu hodnot detonačních parametrů také k zakřivení detonační vlny vlivem expanze produktů do okolí. Schematicky je zakřivení znázorněno na obrázku 1.2, kde je válcová nálož iniciována rozbuškou v jejím středu. Vzniklá detonační vlna se v průběhu šíření náloží ustálí na zakřivení charakteristickém pro danou trhavinu, její rozměry a obal. Konce nálože dosáhne detonační vlna nejprve ve středové části. Tento okamžik je na obrázku označen časem t_1 . Detonační vlna při okraji nálože je v čase t_1 ve vzdálenosti d od konce nálože. Ze známé radiální vzdálenosti od středu nálože r a časového zpoždění příchodu detonační vlny na povrch nálože lze stanovit její zakřivení. Okamžik, kdy detonační vlna dosáhla povrchu nálože v radiální vzdálenosti r od středu nálože je označena jako t_2 .

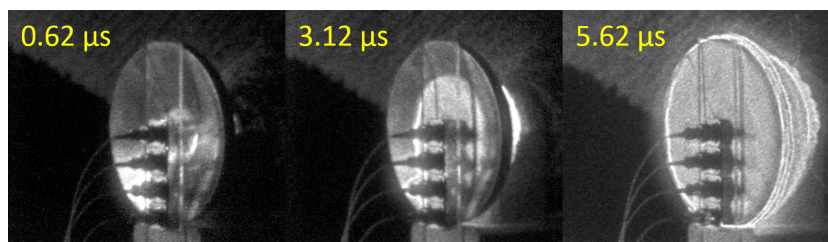


Obrázek 1.2: Zakřivení detonační vlny ve válcové náloží [4].

Pro praktické aplikace může zakřivení detonační vlny představovat nežádoucí jev, jak popsal Yadav [5]. Příkladem jsou kumulativní nálože, měření detonačního tlaku nebo právě urychlení materiálu (projektilu) výbuchem, kde dochází vlivem zakřivení detonačního čela k deformaci urychlovaného projektilu. Proto bývá zakřivení experimentálně měřeno [6]. Aby bylo použito co nejméně trhavinu a současně dosaženo co nejméně zakřivené čelo detonační vlny, byly navrženy techniky k ovlivnění tvaru detonačního čela. Takovou technikou je například použití generátoru rovinného čela detonační vlny. Jeden z typů generátoru je založen na umístění inertní vložky do nálože, čímž je pomocí přesně definovaného tvaru a odlišné rychlosti šíření rázové vlny použitým materiálem docíleno zpomalení rázové vlny v centrální části nálože. Tím dochází k dočasnému narovnání detonačního čela. Na obdobném principu funguje metoda, kterou navrhl Xiong [7]. Mezi dvě válcové nálože je umístěno kovové mezikruží, čímž dochází ke zpomalení rázové vlny v centrální části vyplněné vzduchem. Obě zmíněné techniky ovšem vyžadují velmi přesný návrh, optimalizaci použitého kroužku a v případě inertní vložky také opracování nálože.

Další metodou, jak docílit plochého čela detonační vlny, je nahrazení centrální iniciace za iniciaci v celé ploše nálože. Uvedený způsob popisuje Phillipart [8]. Přesně navržený hliníkový disk kónického tvaru je urychlován detonací přiložené listové trhavinu. V momentě, kdy je v průběhu urychlování disk narovnán, dochází k jeho nárazu do druhé nálože, která je plošně iniciována vygenerovanou rázovou vlnou. Záznam tvarování disku z vysokorychlostní kamery je ukázán na obrázku 1.3 [9]. Metodu, kterou je trhavina iniciována od okrajů a

nikoliv z jejího středu, popsal Backofen [10]. Využita je listová trhavina obalená okolo disku z překližky. Sestava je pak umístěna na nálož. Detonace listové trhaviny postupuje okolo překližky a do kontaktu s náloží dorazí nejprve na okrajích. Porovnání výsledků dosažených pomocí zmíněných technik generátorů rovinného čela nabízí literatura [11].

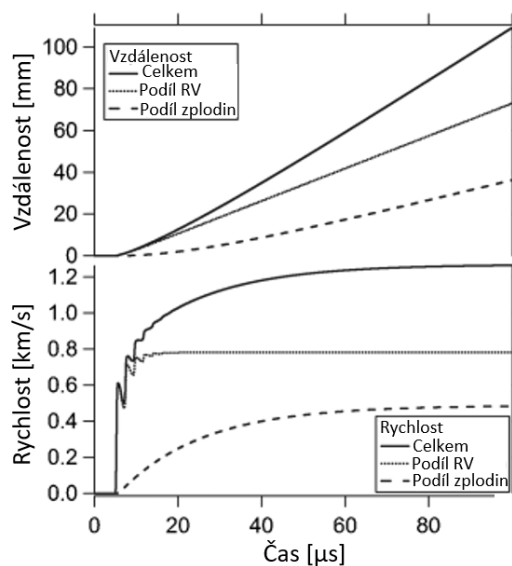


Obrázek 1.3: Záznam rovnání hliníkového disku [9].

1.2 Urychlení hmoty výbuchem

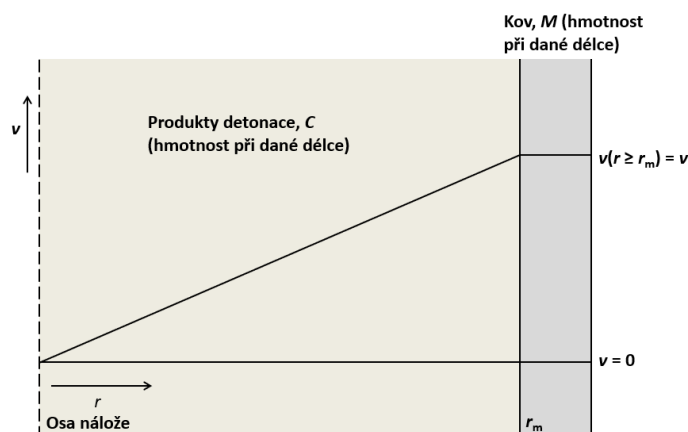
Urychlení hmoty výbuchem je závislé na množství a typu použité trhaviny, poměru impedancí detonačních zplodin a urychlovaného materiálu, hmotnosti urychlovaného materiálu a směru šíření detonační vlny vůči materiálu [12]. Na obrázku 1.4 je schematicky znázorněn dvoustupňový proces urychlování [13]. V počátku je urychlení způsobeno interakcí rázové vlny s urychlovaným materiálem. Tento proces je na křivce znázorněn postupně se snižujícími kroky. V pozdější fázi urychlení se vliv rázové vlny snižuje a na konečnou (terminální) rychlost je letící materiál urychlen expanzí detonačních produktů [14].

Teoretický výpočet terminální rychlosti urychleného materiálu umožňují teoretické modely, jejichž základ tvoří Gurneyho model [15]. Ten byl navržen pro zjištění rychlosti fragmentů munice v průběhu druhé světové války a dodnes z něho vychází mnoho novějších modelů, které uvádějí například Ydav [5] a Kennedy [14], který navíc rozšířil Gurneyho model z válcové geometrie na mnoho dalších.



Obrázek 1.4: Časový průběh urychlení hmoty výbuchem [13].

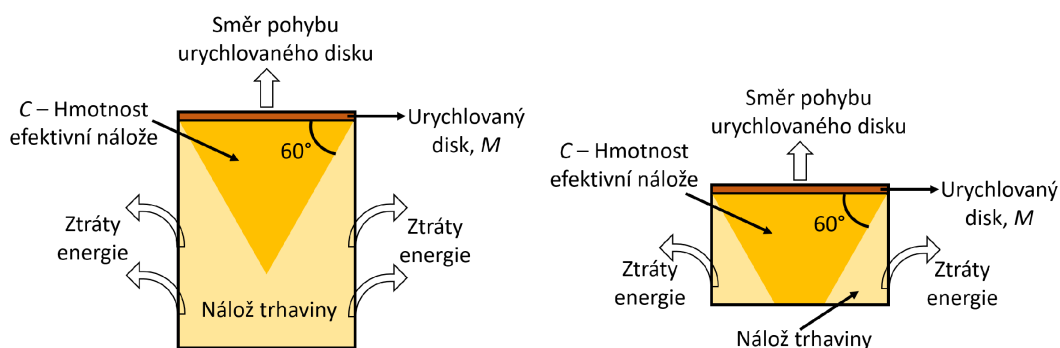
Pro platnost Gurneyho modelu existují dva předpoklady. První říká, že příspěvek kinetické energie z detonace každé jednotky hmotnosti je konstantní a nezávisí na geometrii. Chemická energie vzniklá přeměnou trhaviny na plynné detonační produkty je uvolněna jako energie kinetická [14, 15]. Druhým předpokladem je lineární rychlostní profil a konstantní hustota zplodin detonace, jak je znázorněno na obrázku 1.5. Rychlost částic v materiálu se předpokládá konstantní v celé jeho tloušťce.



Obrázek 1.5: Lineární rychlostní model [14].

Přesnost výpočtů terminální rychlosti bývá s chybou do 10 % v závislosti na poměru hmotnosti trhaviny a urychlovaného materiálu. Model má i svá omezení. Kennedy [14] nedoporučuje používání při poměru hmotnosti materiálu k hmotnosti trhaviny nižším než 0,1.

Cooper [16] popisuje vliv geometrie na množství trhaviny, která se na urychlení podílí. Na válcové geometrii ukazuje, že jako hmotnost trhaviny C nemusí být počítána celá hmotnost nálože. Vlivem expanze detonačních produktů do stran dochází ke ztrátám energie, proto musí být velikost nálože redukována na tzv. „efektivní velikost nálože“. Tu lze vypočítat jako kužel s podstavou velikosti urychlovaného disku a úhlem u základny 60° . Na obrázku 1.6 je vidět náčrt pro dvě možné situace. V prvním případě je nálož dostatečně dlouhá, proto je z ní využívána část odpovídající zmíněnému kuželu. Ve druhém případě je nálož příliš krátká na to, aby mohl být kužel trhaviny využit celý. V takovém případě je počítána pouze skutečná část, tedy komolý kužel s výškou odpovídající délce použité nálože.



Obrázek 1.6: Schéma velikosti efektivní nálože [17].

Rychlosti letícího disku či urychlení stěny ve válcové geometrii může být využito jak k charakterizaci urychlovaného materiálu, tak i trhaviny samotné. Příklad využití pro charakterizaci trhaviny uvádí Maines [18], který zkombinoval cylindr test s urychlením disku v planárním uspořádání (DAX, Disc Acceleration eXperiment). Jednodušší sestavu popisuje Lorenz [19], který využívá čistě DAX experiment s diskem urychlovaným přilehlou trhavinou. Příklad využití DAX experimentu k materiálovému výzkumu publikoval Turley [20], který se zaměřil na výzkum vzniku výtrží v měděných discích urychlovaných detonací. Článek uvádí i systém záhytu letícího disku i možnost fotografování disku v průběhu jeho letu pomocí rentgenu.

1.3 Vzdušné rázové vlny

Detonace trhaviny působí i na okolí mimo přímý kontakt s náloží. Typickým příkladem projevu detonace na okolí je vzdušná rázová vlna.

Počátky zájmu o vzdušné rázové vlny sahají do 17. století. O systematickém zkoumání vzdušných rázových vlnách lze mluvit až od rozvoje balistiky a moderní fyziky na přelomu 19. a 20. století. V tomto období se objevují i počátky dynamického namáhání materiálů [21] a první experimenty s vysokorychlostním fotografováním [22]. Rázové vlny přesto ještě nebyly spojovány s detonací výbušin, ale byly zkoumány z hlediska optimalizace toku v plynném prostředí při výstřelech, od jiskrového výboje a později i při dalších nadzvukových dějích. Zájem o vzdušné rázové vlny (VRV), jejich vznik a účinky přinesl až vývoj jaderných zbraní v polovině 20. století [23].

Významným rozdílem vzdušné rázové vlny v porovnání s detonační vlnou je fakt, že se jedná o vlnu nereaktivní, tedy vlnu jejímž průchodem nedochází ke změně chemického stavu prostředí. Vzdušná rázová vlna tak svým průchodem stlačuje vzduch, čímž se skokově mění jeho parametry. Ty se však následně vrací zpět na atmosferickou hodnotu.

1.3.1 Vznik a útlum VRV

K vygenerování rázové vlny může dojít několika způsoby, z nichž některé patří mezi běžné děje. Jednoduchým příkladem může být švihnutí bičem doprovázené prásknutím, kdy konec biče lokálně překračuje rychlost zvuku [24]. Tím, že se objekt pohybuje nadzvukovou rychlostí, dochází ke koncentrování vln před objektem, což vede k formování rázové vlny. Takový rozruch pak dokážeme vnímat jako intenzivní zvuk. Stejným mechanismem vzniká rázová vlna od vystřeleného projektilu nebo u nadzvukových letadel. Vzniklá rázová vlna se projevuje jako sonický (akustický) třesk.

Práce je ale vzhledem ke svému zaměření soustředěna na rázové vlny generované detonací výbušin. V tomto případě dochází k přeměně detonující výbušiny na plynné produkty, čímž je uvolněno velké množství energie. Jakmile je veškerá trhavina přeměněna a detonační vlna dorazí na povrch nálože, dochází k výraznému urychlení vzduchu v bezprostředním okolí nálože [24]. Náhlá expanze do okolního prostředí působí jako sférický píst, který vygeneruje kompresní vlnu šířící se do okolí. Pokud je expanze dostatečně rychlá, dochází ke zformování vzdušné rázové vlny [25, 26]. Tato vzdušná rázová vlna je nazývána hlavní/primární VRV.

V okamžiku, kdy detonační vlna dorazí na okraj nálože, dojde vedle urychlení okolního vzduchu k odrazení expanzní vlny pohybující se zpět směrem do středu původní nálože. Expanzní vlna se pohybuje skrz detonační zplodiny a rychlost pohybu této vlny je rovna

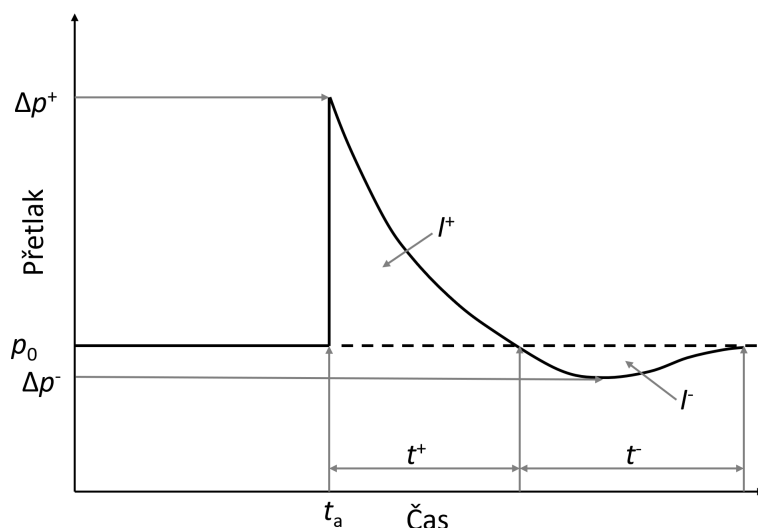
lokální rychlosti zvuku (vzhledem k podmínkám až jednotky km/s). Jak expanze detonačních produktů pokračuje, tlak v místě původní nálože poklesne až pod úroveň atmosferického tlaku. Ač to může být překvapivé, ve chvíli, kdy expanzní vlna dorazí do středu původní nálože, teplota se uvnitř pohybuje pouze pár stupňů nad absolutní nulou a tlak zde může být i pouhé 1 % atmosferického tlaku. Pouze pro tenkou oblast na okraji expandujících detonačních zplodin platí vysoká teplota a tlak. Zmíněnou tenkou oblast pak vnímáme jako ohnivou kouli (plamen, fireball) [24, 26].

V průběhu expanze detonačních produktů dojde k oddělení primární rázové vlny a současně ke vzniku druhé (sekundární) vlny šířící se zpět směrem dovnitř k místu původní nálože. Důvodem je „přeexpandování“ vlivem vzniklého toku plynů a jejich setrvačnosti směrem od nálože [26]. Sekundární rázová vlna se tak nejprve šíří směrem dovnitř do středu výbuchu. Když sekundární rázová vlna dorazí do místa původní nálože, dojde k jejímu odrazu zpět směrem ven od nálože. V tuto chvíli se již hlavní rázová vlna oddělila od detonačních produktů a zformovala se za ní negativní tlaková fáze. Sekundární rázová vlna tak nikdy nemůže dohnat původní vlnu. Z tohoto důvodu bývá u vzdušných rázových vln pozorována i druhá slabá rázová vlna právě během podtlakové fáze [24].

Parametry VRV šířící se do okolí jsou závislé na vzdálenosti, čase a geometrii prostředí. S rostoucí vzdáleností od nálože (a s plynoucím časem od detonace) dochází k postupnému útlumu. S klesajícím tlakem v čele VRV dochází rovněž k postupnému zpomalování šíření prostředím. Při poklesu rychlosti na rychlost zvuku pak dochází k zániku diskontinuálního charakteru a vzdušná rázová vlna plynule přechází na vlnu akustickou, která se již šíří rychlostí zvuku [1, 16].

1.3.2 Parametry VRV

V předešlé části byly zmíněny parametry vzdušné rázové vlny. Jejich podrobnější popis je uveden v této kapitole. Nejčastěji sledované parametry VRV znázorňuje obrázek 1.7. Pro platnost záznamu na obrázku je nutné uvažovat vzdušnou rázovou vlnu, která se šíří od nálože v dokonale homogenním prostředí bez odrazů [27].



Obrázek 1.7: Schéma časového průběhu parametrů vzdušné rázové vlny.

V momentě, kdy VRV dorazí na pomyslný tlakový senzor, dojde ke skokovému nárůstu tlaku (hustoty, teploty a pod.). Jakmile veličina dosáhne svého maxima, začíná expanzní fáze VRV, kdy dochází k poklesu postupně na výchozí atmosferické hodnoty, a také pod jejich úroveň. Charakteristický průběh lze rozdělit na pozitivní a negativní fázi podle toho, zda je sledovaná veličina vyšší či nižší než je její základní úroveň (např. atmosferický tlak). Zatímco u tlaku a hustoty dojde k poklesu pod úroveň atmosferické hodnoty, rychlost částic určující pohyb prostředí během poklesu zpomaluje až se nakonec otočí její směr a vzduch se začne pohybovat opačným směrem zpět k náloži.

Parametr vyznačený na obrázku jako maximální hodnota je přetlak (Δp) v čele VRV. Dalším parametrem je impuls I^+ , který odpovídá ploše pod tlakovou křivkou a lze jej spočítat podle rovnice 1.1.

$$I^+ = \int_{t_a}^{t_a+t^+} p dt \quad (1.1)$$

Při umístění tlakového senzoru do známé vzdálenosti od nálože lze stanovit čas příchodu VRV, který je označen jako t_a z anglického „time of arrival“. Pokud je známý i čas, kdy dojde k poklesu přetlaku zpět na tlak atmosferický, lze jej využít k výpočtu délky trvání přetlakové (pozitivní) fáze. Ta je rozdílem jmenovaných časů.

Lze rozlišovat několik typů přetlaku podle způsobu měření. Prvním je přetlak dopadající. V anglické literatuře je označován jako „incident overpressure“, „peak overpressure“, nebo „static overpressure“. Jedná se o hydrostatický tlak v plynném prostředí, čili sílu působící na plochu způsobenou náhodným pohybem molekul vzduchu [25], o který je v daném místě překročen tlak atmosferický. Do dopadajícího přetlaku není zahrnutý pohyb samotného prostředí, tím pádem může být měřen pouze čidlem umístěným tak, aby ho tok vzduchu aerodynamicky obtékal a senzor byl umístěn kolmo na směr šíření rázové vlny. Jak již název přetlak napovídá, jeho hodnota je určena rozdílem mezi naměřeným hydrostatickým tlakem p [kPa] a aktuálním atmosferickým tlakem p_0 podle rovnice 1.2:

$$\Delta p = p - p_0. \quad (1.2)$$

Dalším typem je přetlak dynamický, který je způsoben pohybem částic atmosféry, což se projevuje jako „vítr“ za čelem VRV. Zajímavostí je, že po poklesu zpět na základní úroveň (konci pozitivní fáze) dochází k otočení směru šíření, což se projevuje jako pohyb vzduchu zpět směrem k náloži. Přestože je za příčinu destrukce nebo poničení staveb označován dopadající přetlak a impuls, van Netten [28] upozorňuje na velký podíl právě dynamického přetlaku, který způsobuje dynamické namáhání stěn. K vypočtení lze použít rovnici 1.3:

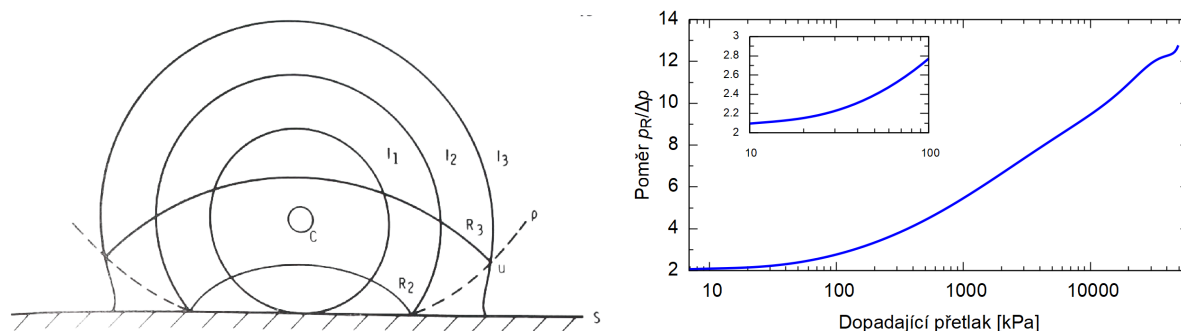
$$p_d = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot U^2, \quad (1.3)$$

kde ρ je hustota [g/cm³] za čelem a U rychlost částic [m/s]. Hustota je obtížně stanovitelným parametrem, proto byla navržena rovnice 1.4, která je platná pro šíření ve vzduchu za předpokladu, že poměr specifických tepel γ je pro vzduch roven 1,4 [25].

$$p_d = \frac{5}{2} \cdot \frac{\Delta p^2}{7p_0 + \Delta p} \quad (1.4)$$

Třetím typem je přetlak odrazný. Odrazy rázových vln lze rozlišovat podle úhlu dopadu, kde v nejjednodušším případě dochází ke kolmému dopadu VRV na tuhou překážku, což

se nazývá normálním odrazem. Druhým typem je šikmý odraz, kde dochází k dopadu na překážku pod úhlem a třetím typem je odraz, při kterém vzniká Machova vlna skládáním dopadající a odražené vlny [29]. Grafické znázornění odrazu při kolmém dopadu ukazuje obrázek 1.8. Vizualizací a popisem odrazů se zabýval ve svých publikacích Kleine [30–32] nebo Ripley [33], který experimenty srovnával s numerickou simulací. Autoři zmiňují, že přetlak v čele odražené vlny se nerovná přetlaku v čele dopadající vlny. Hodnota odrazného přetlaku je závislá na velikosti dopadajícího přetlaku a zároveň na úhlu dopadu. Násobící koeficient (poměr odrazného přetlaku k přetlaku dopadajícímu) pro kolmý odraz vyjadřuje křivka v grafu 1.8. Obecně lze odrazný přetlak také vypočítat jako dvojnásobek přetlaku dopadajícího a přičíst 2,4 násobek přetlaku dynamického [24]. Grafy pro hodnoty odrazného přetlaku v závislosti na úhlu dopadu lze nalézt v dokumentu UFC 3-340-02 [34, 35].

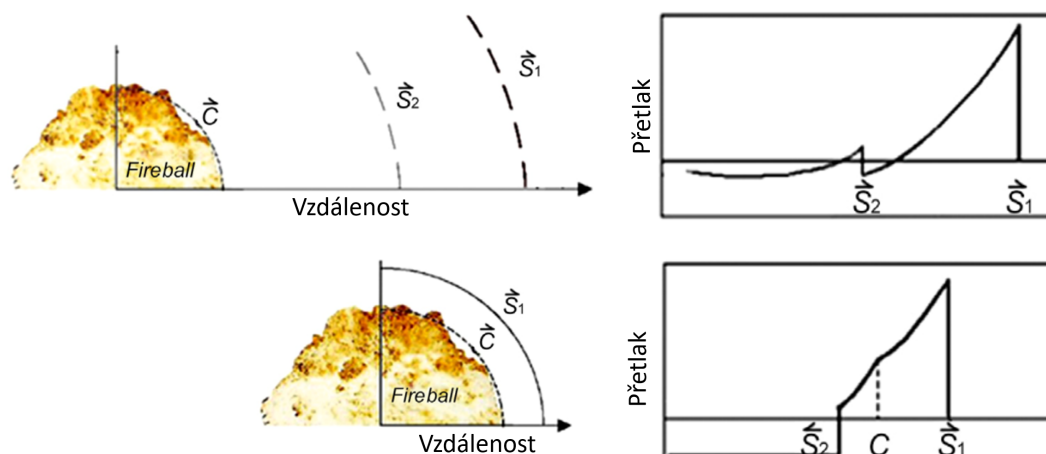


Obrázek 1.8: Odraž VRV od tuhé překážky (nalevo) [27] a závislost koeficientu násobení na dopadajícím přetlaku (napravo) [34].

Posledním typem přetlaku je přetlak celkový. S ním se lze v literatuře setkat pod několika názvy jako „stagnation pressure“, „total pressure“, „total head pressure“ nebo „pitot pressure“. Jedná se o přetlak, který je naměřen v místě vystavenému čelem k rázové vlně. Zde dochází k účinku jak toku částic vzduchu, tak běžnému dopadajícímu přetlaku. Tok částic je zde ovšem zastaven a nedochází k proudění okolo senzoru [25]. V praxi se tedy jedná o součet dynamického a dopadajícího přetlaku [24]. Přestože je měřen stejně jako odrazný přetlak směrem k náloži, nelze jej zaměňovat. Zde nedochází k násobení dopadajícího přetlaku.

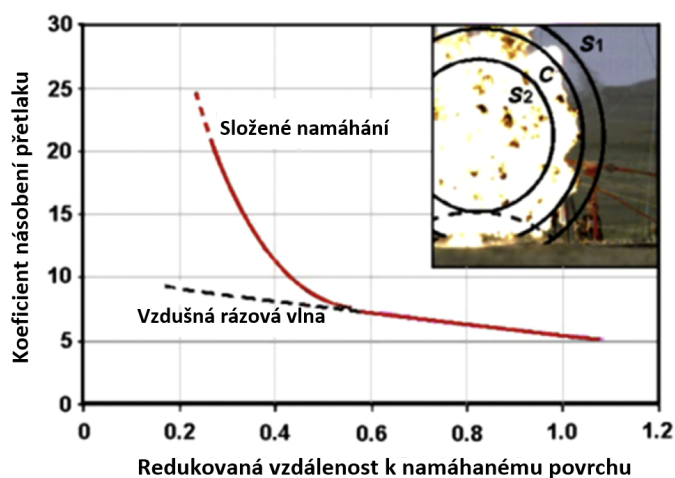
1.3.3 Zatížení materiálu výbuchem

V minulé kapitole byla zmíněna situace, ve které dopadá vzdušná rázová vlna na tuhou překážku a odráží se od ní nová VRV opačným směrem. V tuto chvíli je odrazná plocha materiálu vystavena působení vzdušné rázové vlny, a tím je namáhána. Rozlišovat lze dva případy, které jsou znázorněny na obrázku 1.9. V prvním jednodušším se do okolí se šíří primární vlna S₁ a v její negativní fázi jí následuje vlna sekundární S₂. Ve druhém případě je ukázán tlakový profil VRV v blízkosti výbuchu. Jako S₁ je značena primární VRV postupující od nálože do okolí, C značí hranici plamene a S₂ je sekundární rázová vlna, která vznikla na rozhraní mezi plamenem a vzduchem a směřuje zpět do místa původní nálože.



Obrázek 1.9: Tlakový průběh v blízkosti výbuchu [26, 36].

Pokud je materiál vystavený výbuchu poblíž bodu C, je mechanismus namáhání odlišný, jak popsal Cimpoeru [26]. Dochází především k násobení přetlaku, jak ukazuje obrázek 1.10. Vzdálenost od středu plamene je zde redukována i na průměr plamene, bod C tak bývá okolo hodnoty 0,5. Na křivce lze pozorovat nárůst koeficientu násobení přetlaku s klesající vzdáleností. Pokud je tedy materiál na hraně plamene nebo jím je dokonce zasažen, je nezbytné počítat s odlišným mechanismem a výrazně vyšším zatížením objektu [36].



Obrázek 1.10: Namáhání povrchu v blízkosti výbuchu [26].

Namáhání materiálu výbuchem bylo podrobena řadě experimentů a numerických simulací, jak shrnuje literatura [26]. Důkladnému porozumění namáhání materiálu v blízkosti výbuchu však stále nebylo dosaženo [37].

1.3.4 Redukované veličiny

Pomocí parametrů VRV lze srovnávat účinky náloží mezi sebou. V souvislosti s tím je nutné zavést tzv. „redukové veličiny“, které umožňují porovnání s ohledem na vzdálenost od nálože nebo její velikost. V předložené práci je k redukování parametrů VRV využíváno

výhradně rovnice 1.5 navržené Hopkinsonem [27, 38], někdy též nazývané jako „cube-root scaling“:

$$Z = \frac{R}{W^{1/3}}, \quad (1.5)$$

kde Z je redukováná vzdálenost [$\text{m} \cdot \text{kg}^{-1/3}$], R je vzdálenost od nálože [m] a W je hmotnost nálože [kg]. K redukování parametrů byly navrženy i další složitější rovnice zahrnující korekci také na aktuální tlak a teplotu [25, 27, 29, 39]. Autoři popisují i redukování dalších parametrů VRV, jakými jsou například impuls a čas příchodu. Pro impuls pak platí rovnice 1.6:

$$\zeta^+ = \frac{I^+}{W^{1/3}}, \quad (1.6)$$

kde ζ^+ je redukovaný impuls [$\text{Pa} \cdot \text{s} \cdot \text{kg}^{-1/3}$] a I^+ je impuls pozitivní fáze [$\text{Pa} \cdot \text{s}$]. Redukovaný čas příchodu lze spočítat obdobně podle rovnice 1.7:

$$t_s = \frac{t_a}{W^{1/3}}, \quad (1.7)$$

kde t_s je redukovaný čas příchodu VRV [$\text{ms} \cdot \text{kg}^{-1/3}$] a t_a je čas příchodu VRV [ms].

1.3.5 Empirické výpočty

Parametry vzdušných rázových vln lze získat buď měřením, nebo výpočty založenými na závislostech z reálných experimentů. Ty slouží jako základ pro empirické výpočty, které jsou popsány v této kapitole.

Dopadající přetlak je veličinou používanou při vzájemném porovnávání účinků VRV nebo náloží. Proto bylo navrženo několik ryze empirických rovnic, podle kterých lze vypočítat. Shrnutí empirických výpočtů přehledně uvádí Ullah [40]. Příkladem jsou empirické rovnice 1.8 a 1.9, které navrhl Brode [41]:

$$\Delta p = \frac{6,7}{Z^3} + 1 \quad \text{pro } \Delta p > 10 \text{ bar} \quad (1.8)$$

$$\Delta p = \frac{0,975}{Z} + \frac{1,455}{Z^2} + \frac{5,85}{Z^3} \quad \text{pro } 0,1 \leq \Delta p \leq 10 \text{ bar}. \quad (1.9)$$

Protože se jedná o rovnice vzniklé proložení experimentálních dat, nemusí být k dispozici jedna rovnice, která platí pro široký rozsah dopadajících přetlaků. Brode rozsah rozdělil do dvou částí, kde rovnice 1.8 platí pro rozmezí přetlaků nad 10 bar (1000 kPa). Rovnice 1.9 platí pro rozsah od 0,1 do 10 bar (10–1000 kPa). Obdobně Henrych rozdělil závislost přetlaku na vzdálenosti, tentokrát však do tří částí. Zde není rozsah dělený podle přetlaku, ale podle redukové vzdálenosti, jak ukazují rovnice 1.10 až 1.12:

$$\Delta p = \frac{14,072}{Z} + \frac{5,540}{Z^2} + \frac{0,357}{Z^3} + \frac{0,00625}{Z^4} \quad \text{pro } 0,005 \leq Z \leq 0,3 \quad (1.10)$$

$$\Delta p = \frac{6,194}{Z} + \frac{0,326}{Z^2} + \frac{2,312}{Z^3} \quad \text{pro } 0,3 \leq Z \leq 1 \quad (1.11)$$

$$\Delta p = \frac{0,662}{Z} + \frac{4,05}{Z^2} + \frac{3,288}{Z^3} \quad \text{pro } 1 \leq Z \leq 10. \quad (1.12)$$

Další empirickou rovnicí 1.13 publikoval Kinney [29, 40]. Platnost rovnice je uvedena v rozsahu redukované vzdálenosti od 0,053 do 500 m · kg^{-1/3}.

$$\Delta p = \frac{808 \cdot \left[1 + \left(\frac{Z}{4,5} \right)^2 \right]}{\sqrt{1 + \left(\frac{Z}{0,048} \right)^2} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{Z}{0,32} \right)^2} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{Z}{1,35} \right)^2}} \cdot p_0 \quad (1.13)$$

Výpočet pokrývající rozsah od 0,05 do 40 m · kg^{-1/3} publikovali Kingery a Bulmash [35]. Rovnice vznikly proložení experimentálních dat od náloží v rozmezí méně než 1 kg po více než 400 000 kg TNT. Rovnice 1.14 a 1.15 dnes tvoří základ pro výpočetní programy jako US Conventional Weapons Effects Programme (CONWEP) [42], AT Blast [43], UFC 3-340-02 [34] nebo UN safeguard [44].

$$U = -0,214362789151 + 1,35034249993 \cdot T \quad (1.14)$$

Kde U je proměnná následující rovnice 1.15 a T je přirozený logaritmus vzdálenosti od nálože v metrech.

$$\begin{aligned} \ln \Delta p = & 2,78076916577 - 1,6958988741 \cdot U - 0,154159376846 \cdot U^2 \\ & + 0,514060730593 \cdot U^3 + 0,0988534365274 \cdot U^4 - 0,293912623038 \cdot U^5 \\ & - 0,0268112345019 \cdot U^6 + 0,109097496421 \cdot U^7 + 0,00162846756311 \cdot U^8 \\ & - 0,0214631030242 \cdot U^9 + 0,0001456723382 \cdot U^{10} + 0,00167847752266 \cdot U^{11} \end{aligned} \quad (1.15)$$

1.4 Stanovení parametrů VRV

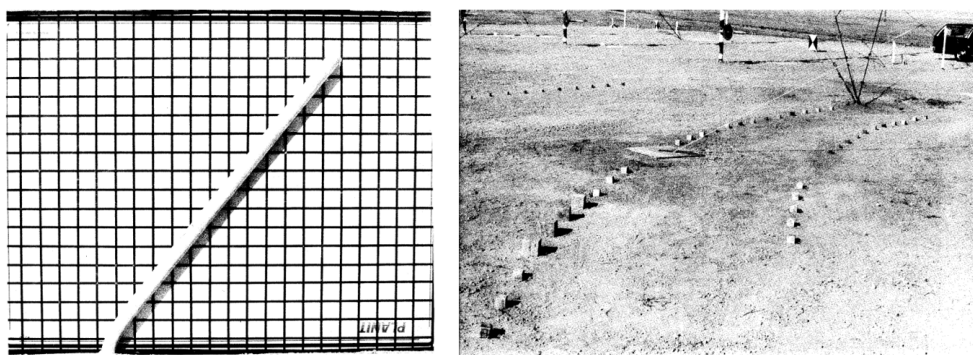
V průběhu desítek let od druhé světové války do současnosti bylo navrženo nespočet měřících technik a teoretických výpočtů. Obecně lze rozlišovat měření optickými metodami nebo měření tlakovými senzory. Ty je možné dělit na aktivní a pasivní podle toho, zda je využíváno měřící elektroniky. Vzhledem k zaměření práce je důraz kladen na měření dopadajícího přetlaku, přestože existují metody k měření dalších parametrů od hustoty až po lokální rychlost zvuku.

1.4.1 Pasivní metody

Pasivními metodami jsou takové měřící systémy, kde nejsou použita žádná elektronická zařízení. Jednoduchým příkladem mohou být tyčové senzory (cantilever gauges, Canadian wire drag gauge) hojně využívané v poválečném období. Principem je umístění tuhého tyčového senzoru vertikálně do stojanu nebo země v blízkosti nálože. Při následné explozi dochází k ohybu tyčového senzoru působením vzdušné rázové vlny ve směru od nálože. Z ohybu senzoru (viz obrázek 1.11 vlevo) lze následně stanovit účinky výbuchu jako je například impuls rázové vlny. Ze směru ohybu je rovněž zřetelný směr šíření rázové vlny. Dewey [45] zmíněnou metodu využil například ke srovnání účinků mezi výbuchy TNT a ANFO (DAP). Během experimentu dochází k nevratnému poškození sensorů. V průběhu

konce 20. století bylo navrženo několik modifikací lišících se tuhostí materiálu, délkou a průměrem tak, aby bylo možné senzory využívat v širokém rozmezí tlaků a vzdáleností [46].

Další pasivní metodou bylo využití kostek (krychliček) rozmístěných na rovné zemi v různých vzdálenostech od nálože. Důležité bylo umístění tak, aby jedna stěna mířila kolmo na očekávaný směr šíření rázové vlny. Tím došlo k působení rázové vlny na stěnu kostky, a ta byla odhozena nebo odvalena. Standardně bylo umístěno více kostek v jedné vzdálenosti tak, aby tvořily oblouk, jak je ukázáno na obrázku 1.11 napravo. Jejich pozice po odhození byly srovnávány s původními pozicemi, a rovněž mezi sebou v rámci stejné původní vzdálenosti. Během experimentů bylo vyzkoušeno několik velikostí kostek od 44 do 152 mm lišících se také konstrukčním materiálem. Tím byla ocel, několik typů dřeva nebo hliník. Takto navrženou metodou byl následně stanoven dynamický přetlak a impuls. Podrobný přehled popsanych a dalších pasivních metod shrnuje literatura [46]. Protože pasivní metody neposkytují žádné údaje o průběhu sledované veličiny ale pouze srovnávají výchozí stav se stavem po výbuchu, zaznamenaly rozvoj metody aktivní.



Obrázek 1.11: Ohyb tyčového senzoru a rozmístění kostek před experimentem [46].

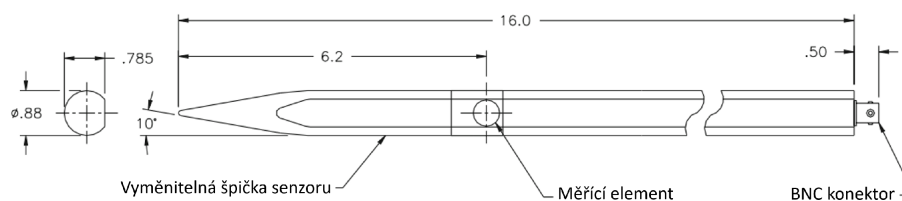
1.4.2 Aktivní metody

Jako aktivní metody jsou nazývány techniky využívající měřící elektroniku. Výhodou aktivních metod je poskytování jak maximálních hodnot, tak průběhů měřených veličin v čase.

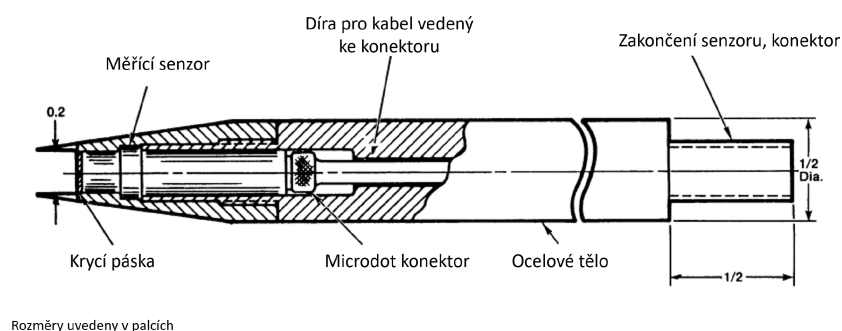
Typickým aktivním senzorem jsou tužkové senzory určené k měření dopadajícího přetlaku (viz obrázek 1.12). Měření je umožněno použitím piezoelektrického materiálu v každém senzoru. Dopadem rázové vlny je vygenerován náboj úměrný působícímu tlaku, který je veden na zesilovač a pomocí specifické kalibrační konstanty pro každý senzor přepočítán na přetlak. Umístění tužkového senzoru je pro měření dopadajícího přetlaku nezbytné volit tak, aby měřící element směřoval kolmo na směr šíření rázové vlny. Citlivosti ke směru rázové vlny předchází typ senzoru zvaný lízátko (z ang. lollipop gauge) [47].

Na obdobném principu, a při využití stejné elektroniky, funguje i měření celkového přetlaku. V průběhu měření je senzor umístěn tak, aby směřoval čelem k náloži. Zároveň je senzor zapuštěný do tenké špičky, čímž je zajištěno měření v místě, které není ovlivněno působením obtékajícího vzduchu. Zde je vystaven působení dopadajícího i dynamického přetlaku, jejichž součtem je právě celkový přetlak. Typický vzhled zmíněného tlakového senzoru ukazuje obrázek 1.13 [46]. Obdobný senzor popisuje i Needham [24]. Zmiňuje ovšem i nevýhody takto navrženého senzoru v podobě citlivosti na velikost plochy, kterou by měl

čelní senzor zabírat. V případě, kdy je ve stejné vzdálenosti měřen i dopadající přetlak, může být uvedený senzor využíván k měření dynamického přetlaku jako rozdílu hodnot celkového a dopadajícího přetlaku.



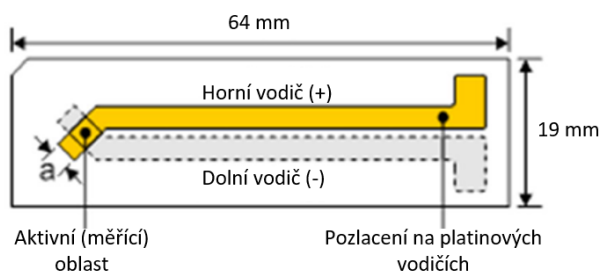
Obrázek 1.12: Schéma tužkového tlakového senzoru (rozměry v palcích) [48].



Obrázek 1.13: Senzor pro měření celkového přetlaku [46].

Mezi aktivní senzory se řadí i manganinová čidla a polyvinylidene fluoridové (PVDF) senzory. Jejich primárním využitím je měření v pevných látkách [49], ale lze je rovněž využít k měření odrazného přetlaku na tuhé překážce. Publikováno bylo také využití u výbuchů pod vodou [50]. Manganinová čidla jsou založena na piezorezistivních vlastnostech slitiny 83–87 % mědi, 12–13 % manganu a 0–4 % niklu zvané manganin [51]. Při vystavení manganinu rázové vlně (změně tlaku) dochází ke změně odporu. Měřením průběhu napětí v čase je tak po kalibraci každého čidla možné vypočítat tlak [52, 53].

Obdobou manganinových senzorů jsou PVDF senzory fungující na piezoelektrickém principu. Senzor se skládá z typicky 25–100 μm tenké polymerní fóle, která při stlačení generuje elektrický signál [54, 55]. Obrázek 1.14 ukazuje konstrukci PVDF senzoru.



Obrázek 1.14: Specifikace 25 μm tlustého senzoru [55].

Aktivní metody mohou být využity i k nepřímému stanovení dalších veličin. Příkladem je stanovení rychlosti VRV pomocí dvou nebo více senzorů.

1.4.3 Stanovení rychlosti VRV tlakovými senzory

Stanovení rychlosti VRV pomocí senzorů je založeno na rozmístění několika čidel do známé vzdálenosti od nálože. Z tlakových signálů jsou vyhodnoceny časy příchodu VRV na jednotlivá čidla, čímž lze získat závislost času příchodu VRV na vzdálenosti. Z derivace závislosti vzdálenosti na čase může být stanovena rychlost šíření VRV do okolí. Druhou možností je umístění dvou senzorů blízko k sobě. Rychlost je pak určena jako průměrná rychlost v daném intervalu vzdáleností [47]. Na trhu jsou k dispozici i tužkové senzory s více měřicími elementy. Toho lze využívat k měření rychlosti VRV pomocí známé vzdálenosti mezi nimi. Příkladem je tužkový senzor PCB model 137B25 [56].

1.4.4 Stanovení rychlosti VRV fotogrammetricky

Základní myšlenkou metody je stanovení veličin z obrazového záznamu. V případě studia VRV je sledována pozice jejího čela v čase. Ze znalosti závislosti pozice na čase je následně vyhodnocena rychlost šíření VRV, která slouží k výpočtu dalších parametrů.

Použití vysokorychlostní kamery k měření rychlosti vzdušných rázových vln bylo navrženo a využíváno již před desítkami let, jak popisuje Dewey [57, 58]. Výhodou je možnost ponechat měřící techniku v bezpečné vzdálenosti, kde je chráněna před fragmenty, a zároveň není vystavena silným rázovým vlnám. Na druhou stranu je fotogrammetrickou metodou získána pouze hodnota maximálního přetlaku a nikoliv časový průběh ve zvolené vzdálenosti, jak tomu je u tlakových senzorů [59–64]. Důvodem k využívání fotogrammetrické metody byla absence dnešních tlakových senzorů obsahujících elektroniku malých rozměrů. Získání závislosti pozice čela rázové vlny na čase bývá docíleno tak, že je umístěno kontrastní pozadí za nálož. Průchodem VRV pak dochází ke zviditelnění jejího čela díky změně indexu lomu stlačovaného vzduchu, a tím deformaci vzoru v pozadí (viz šlírová metoda v kapitole 2.3.4). Následně může být odečtena pozice čela VRV na každém snímku kamerového záznamu. V porovnání s tlakovými senzory jde o výhodu, neboť by bylo prakticky nemožné naměřit obdobné množství experimentálních bodů rozmístováním senzorů po testovací ploše.

K vyhodnocení rychlosti čela rázové vlny fotogrammetrickou metodou byly navrženy dva postupy. První podle Deweye [57, 58, 63] a druhý podle Sadka a Gottlieba [60]. Pro jejich rozlišování jsou nazývány vždy jménem prvního autora. Úvodním krokem je stanovení rychlosti VRV, který je pro obě metody společný. Z vysokorychlostního záznamu výbuchu jsou získána experimentální data pozic čela vzdušné rázové vlny v závislosti na čase. Při vyhodnocení Deweyovým postupem jsou následně proložena rovnicí 1.16:

$$R_s = A + Ba_0t_s + C \ln(1 + a_0t_s) + D\sqrt{\ln(1 + a_0t_s)}, \quad (1.16)$$

kde R_s je redukovaná vzdálenost čela VRV od původního umístění nálože, a_0 je rychlost zvuku za standardních podmínek 340 m/s. Veličiny A , B , C a D jsou parametry rovnice vypočítané metodou nejmenších čtverců¹. Jako počáteční hodnoty pro proložení lze použít hodnoty publikované Kleinem [65] $A = 3,5$, $B = 1$, $C = 4,4$ a $D = -1,8$. Parametr B bývá roven jedné, což má za následek, že funkce limituje k rychlosti zvuku, kde VRV přechází na vlnu akustickou. Rychlost rázové vlny je následně vypočítána jako derivace rovnice 1.16 [25, 65]. Derivaci uvádí rovnice 1.17:

¹Lavenberg-Marquardtův algoritmus implementovaný ve funkci `leasqr` v programu GNU Octave

$$\frac{dR_s}{dt_s} = a_0 \cdot \left(1 + \frac{C}{1 + a_0 t_s} + \frac{D}{2(1 + a_0 t_s)\sqrt{\ln(1 + a_0 t_s)}} \right). \quad (1.17)$$

Navržená nelineární rovnice 1.16 k proložení experimentálních dat může být i lineari-zována (pro $B = 1$), jak ukazuje rovnice 1.18:

$$R_s - a_0 t_s = A + C \ln(1 + a_0 t_s) + D\sqrt{\ln(1 + a_0 t_s)}. \quad (1.18)$$

Rovnice je lineární v parametrech A , C a D :

$$Y = A + Cx_1 + Dx_2, \quad (1.19)$$

kde $Y = R_s - a_0 t_s$, $x_1 = \ln(1 + a_0 t_s)$ a $x_2 = \sqrt{\ln(1 + a_0 t_s)}$. Výhodou linearizace rovnice je fakt, že parametry A , C a D zadávané jako počáteční nejsou potřeba, což eliminuje poměrně vysokou citlivost k jejich hodnotám. Po proložení experimentálních dat je z parametru Y je nutno vyjádřit R_s a následně vypočítat rychlost v podobě Machova čísla.

Dewey uvádí, že rovnice 1.16 by neměla být používána oblasti s Machovým číslem nižším než 1,04 [25]. Metodika navržená Deweyem byla později zmiňována Sadkem kvůli jejím omezením [60].

Druhou možností stanovení rychlosti VRV fotogrammetricky je metodika popsaná Sadkem a Gottliebem [60]. Zatímco předchozí metodika byla jedнокroková, Sadkova metoda je prováděna ve třech krocích. Prvním krokem je proložení experimentálních dat rovnicí 1.20. Není ovšem proložen celý rozsah redukovaných vzdáleností, ale pouze jejich konec. Doporučená oblast redukovaných vzdáleností pro proložení je od okamžiku, kdy je poměr dopadajícího tlaku vůči standardnímu roven 0,29 do konce, kde již tlak poklesl na úroveň atmosferického tlaku. Proložení probíhá s pevně zadanou hodnotou $\alpha_4 = 0,3403$ [-]. Jako výsledek prvního kroku Sadkovy metody jsou vypočítány hodnoty α_1 [m] a α_3 [m], které jsou použity jako fixní ve druhém kroku metody.

$$R_s = \alpha_1 + a_0 t_s + \alpha_3 [\ln(1 + \alpha_4 t_s)]^{\frac{1}{2}} \quad (1.20)$$

Ve druhém kroku je k proložení využívána nelineární rovnice 1.21. Nyní již ovšem v celém rozsahu naměřených redukovaných vzdáleností a za použití pevně zadané α_4 stejně jako v prvním kroku. Navíc jsou pevně zadané i hodnoty α_1 a α_3 získané při proložení v prvním kroku. Jako výsledek druhého kroku tím pádem vychází hodnoty α_2 [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$] a exponent n [-].

$$R_s = 1 + \frac{\alpha_1 \alpha_2 t_s^n}{1 + \alpha_2 t_s^n} + a_0 t_s + \alpha_3 [\ln(1 + \alpha_4 t_s)]^{\frac{1}{2}} \quad (1.21)$$

Ve třetím kroku je rovnice 1.21 použita k proložení celého rozsahu dat. Rozdílem je, že všechny dříve vypočtené hodnoty parametrů jsou pevně zadané a α_4 , které bylo zvolené jako 0,3403 ještě před prvním krokem, je nyní výsledkem. V Sadkem navržené metodice je rovněž používáno váhy pro prokládání $1/R_s^2$, což přidává důraz na přesnost proložení v oblasti nižších redukovaných vzdáleností².

²V originálním reportu je uvedeno $1/R_s$. V průběhu práce bylo zjištěno, že se pravděpodobně jedná o tiskařskou chybu a správně je $1/R_s^2$.

Jakmile je dokončen třetí krok, lze dosazením vypočítaných parametrů do rovnice 1.22 získat rychlost čela VRV. Uvedená rovnice odpovídá derivaci rovnice 1.21.

$$U = 1 + \frac{n\alpha_1\alpha_2 t_s^{n-1}}{a_0(1 + \alpha_2 t_s^n)^2} + \frac{\alpha_3\alpha_4}{2a_0(1 + \alpha_4 t_s)[\ln(1 + \alpha_4 t_s)]^{\frac{1}{2}}} \quad (1.22)$$

Výslednou rychlost VRV z obou popsanych metod lze vydělit rychlostí zvuku a_0 a získané Machovo číslo využít k výpočtu řady parametrů VRV včetně dopadajícího přetlaku, jak podrobněji popisuje následující kapitola.

1.4.5 Stanovení parametrů VRV z rychlosti jejího šíření

Znalost rychlosti šíření vzdušné rázové vlny poskytuje možnost stanovení dalších parametrů VRV. K tomu je využíváno Rankine-Hugoniotových rovnic [24, 60]. Rychlost bývá reprezentována pomocí Machova čísla, čili poměrem rychlosti šíření VRV vůči rychlosti zvuku ve vzduchu za lokálních atmosferických podmínek, viz rovnice 1.23:

$$M_s = \frac{1}{a_0} \cdot \frac{dR_s}{dt_s}, \quad (1.23)$$

kde M_s je Machovo číslo [-], a_0 rychlost zvuku za standardních podmínek 340 m/s, R_s je vzdálenost čela rázové vlny od okraje nálože [m] a t_s je čas odpovídající této vzdálenosti [s]. Igra [25] uvádí rovnice pro celou řadu parametrů. Všechny následující rovnice jsou platné pro oblast tlaků, kde je poměr specifických tepel vzduchu γ roven 1,4. S přesností výpočtů nad 99 % lze proto rovnice použít do tlaku 2 MPa. Vliv tlaku na hodnotu gamma podrobněji rozebírá Needham [24]. Nad 2 MPa je již vzduch stlačen (a tím zahřát) tolik, že se postupně objevuje disociace kyslíku, dále i dusíku a při ještě vyšších tlacích dochází až k první ionizaci kyslíku. Všechny zmíněné děje mají za následek snižování hodnoty gamma [24]. Pro výpočet hydrostatického tlaku lze využít rovnici 1.24:

$$\frac{p}{p_0} = \frac{7M_s^2 - 1}{6}, \quad (1.24)$$

kde p je hydrostatický tlak [kPa], p_0 atmosferický tlak [kPa] a M_s Machovo číslo [-]. Pro dopadající přetlak v čele VRV může být využito rovnice:

$$\frac{\Delta p}{p_0} = \frac{7(M_s^2 - 1)}{6}, \quad (1.25)$$

kde Δp je dopadající přetlak [kPa]. Ze znalosti rychlosti šíření VRV lze vypočítat i další parametry VRV. Příkladem je rovnice 1.26 pro rychlost částic, rovnice 1.27 pro hustotu a rovnice 1.28 pro dynamický přetlak.

$$\frac{u}{a_0} = \frac{5}{6} \left(\frac{M_s^2 - 1}{M_s} \right) \quad (1.26)$$

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{6M_s^2}{M_s^2 + 5} \quad (1.27)$$

$$\frac{p_d}{p_0} = \frac{35}{12} \frac{(M_s^2 - 1)^2}{M_s^2 + 5} \quad (1.28)$$

Nevýhodou výpočtů z rychlosti pohybu rázové vlny je, že neposkytují průběh veličiny v čase. Ke stanovení impulsu nebo délky trvání přetlakové fáze jsou proto nezbytné další výpočty. Aby bylo možné stanovit impuls, je nutné nejprve popsat útlum prošlé rázové vlny (její expanzní část). K tomu byla navržena Friedlanderova rovnice [61], která byla později modifikována do přesnějších podob, jak zmiňují Sadek nebo Anderson [59,60]. Modifikovaný tvar uvádí rovnice 1.29:

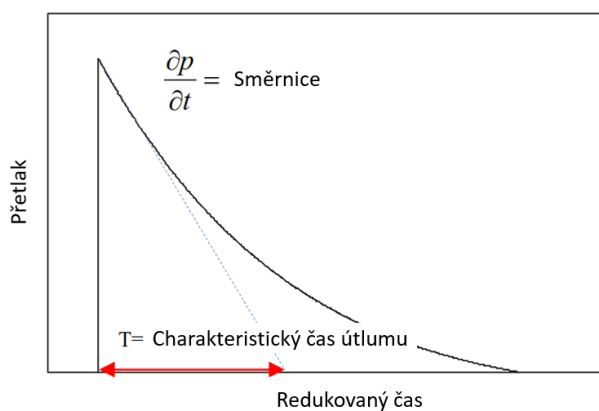
$$p(t) = \Delta p \left[1 - \frac{t - t_a}{t_0} \right] e^{\left(\frac{t_a - t}{a_d} \right)}, \quad (1.29)$$

kde $p(t)$ je tlak v závislosti na čase [kPa], Δp dopadající přetlak [kPa], t čas [s], t_a čas příchodu VRV [s], t_0 délka trvání pozitivní tlakové fáze [s] a a_d útlumový koeficient [-]. Ten je možno spočítat podle rovnice 1.30:

$$a_d = \frac{T \cdot t_0}{t_0 - T}, \quad (1.30)$$

kde T je charakteristický čas útlumu [s], který lze vypočítat z rovnice 1.31 a jeho definice je znázorněna na obrázku 1.15 [59, 60]. Anderson uvádí, že metoda určení délky pozitivní tlakové fáze z ryze optických metod stále nebyla vyvinuta, proto pro účely jeho práce využil hodnot t_0 z tlakových senzorů.

$$T = - \frac{p - 1}{\partial p / \partial t} \quad (1.31)$$



Obrázek 1.15: Znázornění charakteristického času útlumu [59].

1.5 Tritolový ekvivalent

Pomocí parametrů VRV lze vzájemně srovnávat i účinky trhavin. Pojem tritolový ekvivalent znamená přirovnání k trinitrotoluenu (TNT). Tímto způsobem bývají vyjadřovány i energie uvolněné výbuchem sopky, zemětřesením nebo nárazem meteoritu, přestože se jedná o zcela rozdílný mechanismus výbuchu. Důležitost TNT ekvivalentu je však spojena s oblastí výbušin pro srovnání účinků klasických i jaderných výbuchů vzájemně mezi sebou. Toho je docíleno přirovnáním zvoleného parametru trhaviny nebo VRV ke standardu. Tím byl

v průběhu let zažitý právě trinitrotoluen díky svému širokému rozšíření především v munici a vojenském materiálu.

1.5.1 Stanovení tritolového ekvivalentu

Jedním ze způsobů stanovení je přirovnání k energii uvolněné detonací TNT. Pro jednotkové množství pak platí rovnice 1.32:

$$W_{\text{TNT}} = W_{\text{vzorku}} \cdot \frac{E_{\text{vzorku}}}{E_{\text{TNT}}} = 1 \cdot \frac{E_{\text{vzorku}}}{4184}, \quad (1.32)$$

kde W odpovídá hmotnosti [kg] a E uvolněné energii [kJ/kg]. Energii sledovaného děje je tímto způsobem možné přepočítat na odpovídající množství TNT. Masově zažitá hodnota energie $E_{\text{TNT}} = 4184$ kJ/kg, kterou uvádí i Národní institut standardů a technologie (NIST) [66], však byla stanovena uměle a neodpovídá uvolněnému teplu při detonaci TNT. Tu uvádí například Sochet [67], která zprůměrovala hodnoty publikované v literatuře s výsledkem 4369 kJ/kg. Především rovnice bývá uváděna spíše ve tvaru rovnice 1.33, která umožňuje výpočet TNT ekvivalentu právě z detonačních tepel výbušiny:

$$k_{\text{TNT}}^Q = \frac{Q_d(\text{vzorku})}{Q_d(\text{TNT})}, \quad (1.33)$$

kde k_{TNT}^Q značí tritolový ekvivalent [-], Q_d detonační teplo [kJ/kg] vzorku výbušiny nebo TNT jako standardu.

TNT ekvivalent lze stanovit také z dopadajícího přetlaku VRV [68]. Aby jej bylo možné vypočítat, je nutné znát přetlak pro nálož TNT. Ten následně slouží jako standard, ke kterému jsou přirovnávány ostatní naměřené vzorky trhaviny. Tlakový tritolový ekvivalent lze určit podle rovnice 1.34:

$$k_{\text{TNT}}^p = \frac{W_{\text{TNT}}}{W_{\text{vzorek}}} = \frac{\left(\frac{R_{\text{TNT}}}{Z_{\text{TNT}}}\right)^3}{\left(\frac{R_{\text{vzorek}}}{Z_{\text{vzorek}}}\right)^3} = \left(\frac{Z_{\text{vzorek}}}{Z_{\text{TNT}}}\right)^3, \quad (1.34)$$

kde k_{TNT}^p je tlakový tritolový ekvivalent, W_{TNT} je hmotnost TNT [kg] vedoucí k určitému dopadajícímu přetlaku ve vzdálenosti R , W_{vzorek} [kg] je hmotnost vzorku trhaviny, která by vedla k totožnému dopadajícímu přetlaku ve stejné vzdálenosti R [m]. Jako Z [$\text{m} \cdot \text{kg}^{-1/3}$] jsou označeny příslušné redukované vzdálenosti.

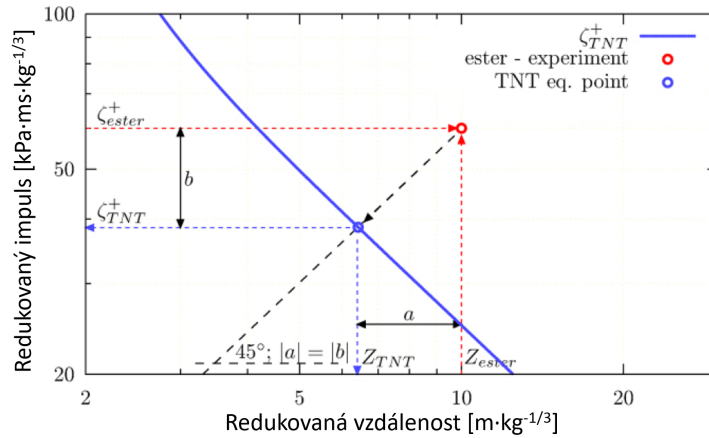
Obdobným způsobem lze tritolový ekvivalent stanovit z impulsu pozitivní přetlakové fáze vzdušné rázové vlny. V takovém případě je ovšem k výpočtu nutné využít redukovaného impulsu [68]. Ke stanovení TNT ekvivalentu slouží rovnice 1.35:

$$k_{\text{TNT}}^{\zeta^+} = \frac{W_{\text{TNT}}}{W_{\text{vzorek}}} = \frac{\left(\frac{R_{\text{TNT}}}{Z_{\text{TNT}}}\right)^3}{\left(\frac{R_{\text{vzorek}}}{Z_{\text{vzorek}}}\right)^3} = \left(\frac{Z_{\text{vzorek}}}{Z_{\text{TNT}}}\right)^3 = \left(\frac{\zeta_{\text{vzorek}}^+}{\zeta_{\text{TNT}}^+}\right)^3, \quad (1.35)$$

kde $k_{\text{TNT}}^{\zeta^+}$ je tritolový ekvivalent stanovený z impulsu a jako ζ^+ jsou označeny příslušné redukované impulsy [$\text{Pa} \cdot \text{s} \cdot \text{kg}^{-1/3}$].

Při stanovení TNT ekvivalentu z impulsu nebývá do poměru brán bod vertikálně ve stejné redukované vzdálenosti jako v případě stanovení z přetlaku [68]. Situaci znázorňuje

graf na obrázku 1.16, kde je experimentální bod pro sledovaný vzorek vyznačen červeně. K získání hodnoty reprezentující standard TNT je graf vykreslen v logaritmických osách. Pokud je graf vykreslen se stejným logaritmickým dělením os, hodnota pro výpočet může být nalezena graficky. Jde o průsečík TNT hodnot s křivkou, která má vůči ose x úhel 45° a prochází experimentálním bodem měřeného vzorku.



Obrázek 1.16: Určení bodu pro odečet TNT ekvivalentu z impulsu [68].

Experimentálně stanované závislosti přetlaku či impulsu na vzdálenosti vykazují určitý rozptyl hodnot, proto bývají reprezentovány křivkou, kterou lze získat proložením experimentálních bodů [68]. Shrnutí dalších možných rovnic uvádí Borges [69]. Pro potřeby předložené práce byly využívány rovnice 1.36 a 1.37:

$$\Delta p = \frac{A}{Z} + \frac{B}{Z^2} + \frac{C}{Z^3} + \frac{D}{Z^4} + \frac{E}{Z^5}, \quad (1.36)$$

$$\zeta^+ = \frac{A}{Z} + \frac{B}{Z^2} + \frac{C}{Z^3} + \frac{D}{Z^4} + \frac{E}{Z^5}. \quad (1.37)$$

kde A až E jsou parametry rovnice získané proložením experimentálních dat, Δp je dopadající přetlak [kPa], ζ^+ redukovaný impuls [$\text{Pa} \cdot \text{s} \cdot \text{kg}^{-1/3}$] a Z je redukovaná vzdálenost [$\text{m} \cdot \text{kg}^{-1/3}$].

1.5.2 Stanovení ekvivalentní tritolové nálože

Zatímco v předešlých rovnicích bylo předpokladem shodné uspořádání experimentu, tvar nálože i použití či nepoužití obalu, metoda ekvivalentní nálože uvažuje i změnu uspořádání experimentu. Ohled je brán jak na umístění nálože na zemi či ve vzduchu v neohrazeném prostoru, tak na použití obalu. Principem je stanovení ekvivalentní nálože TNT, která má pro okolí stejné účinky jako sledovaná nálož. Při použití obalu je ovšem zanedbáván vliv rozletu fragmentů. Myšlenkou je tedy spíše sledování potenciálního poškození dopadem rázovou vlnou nebo impulsem rázové vlny [16]. Výpočet ekvivalentní nálože ukazuje rovnice 1.38:

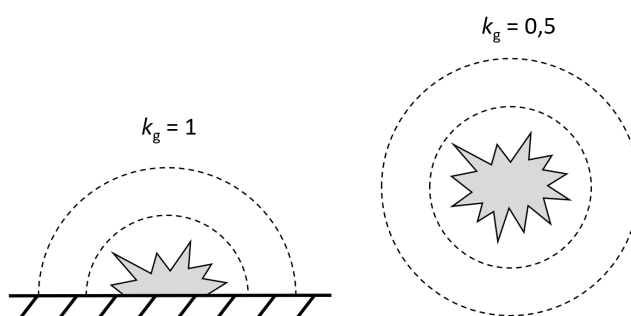
$$W_{\text{TNT}} = W_{\text{nálože}} \cdot k_{\text{TNT}}^p \cdot k_e \cdot k_g, \quad (1.38)$$

kde W_{TNT} je odpovídající hmotnost TNT [kg], $W_{\text{nálože}}$ hmotnost sledované nálože [kg], k_{TNT}^p přetlakový tritolový ekvivalent [-], k_e koeficient utěsnění nálože [-] a k_g geometrický koeficient [-].

Koeficient utěsnění je závislý na poměru hmotnosti výbušiny C [kg] a hmotnosti obalu M [kg] [70] a lze vypočítat z rovnice 1.39:

$$k_e = 0,2 + \frac{0,8}{\left(1 + \frac{M}{C}\right)}. \quad (1.39)$$

Koeficient geometrie závisí na umístění nálože. Existují dva případy, kde v prvním leží nálož na zemi a $k_g = 1$. Energie výbuchu se nemůže šířit do všech směrů rovnoměrně, jak je ukázáno na obrázku 1.17. Ve druhém případě je nálož umístěna v neohrazeném prostoru vysoko nad zemí. V takovém případě se může energie šířit rovnoměrně do všech směrů a $k_g = 0,5$.



Obrázek 1.17: Koeficient geometrie v závislosti na uspořádání.

Alternativní způsob stanovení ekvivalentní nálože nabízí Cooper [1]. Ze známých parametrů TNT v CJ rovině ($\rho = 1,64 \text{ g/cm}^3$, $p_{\text{CJ}} = 21 \text{ GPa}$) vychází rovnice 1.40:

$$W_{\text{TNT}} = 0,078 \cdot W_{\text{vzorku}} \cdot \left(\frac{p_{\text{CJ}}}{p_0} \right)_{\text{vzorku}}. \quad (1.40)$$

1.5.3 Problematika tritolového ekvivalentu

Přestože se metoda TNT ekvivalentu nabízí jako vhodné srovnávací měřítko, mnoho autorů poukazuje na její nedostatky. Cooper a Locking [71, 72] stanovovali ekvivalent experimentálně z dopadajícího přetlaku a impulsu. V obou případech došli autoři k závěru, že se hodnota TNT ekvivalentu mění se vzdáleností od nálože neohledě na typ trhaviny nebo použitou metodu stanovení. Rovněž hodnoty, které uvádí Formby [73], neposkytují shodné ekvivalenty pro různé vzdálenosti, přestože autor použil několik metod stanovení. Naopak Rigby [74] a jeho experimentální měření i výpočty TNT ekvivalentu z tlaku a impulsu ukazují, že ke změně jeho hodnoty s rostoucí vzdáleností nedochází. V uvedených pracích si lze rovněž všimnout, že ani ekvivalent určený pro totožnou nálož dvěma technikami není stejný.

Kapitola 2

Optické metody

Hlavní část kapitoly o optických metodách tvoří vizualizační metody vhodné k zaznamenání fyzikálních dějů spojených s detonací. Mezi vizualizační metody lze zařadit techniky jako je vysokorychlostní fotografování, stínografie nebo šlírová metoda. Základem pro jmenované metody je pořizování obrazového záznamu. Kapitola se dále zabývá optickými systémy a laserovou interferometrií, u kterých je základem využití vláknové optiky.

2.1 Vysokorychlostní fotografování

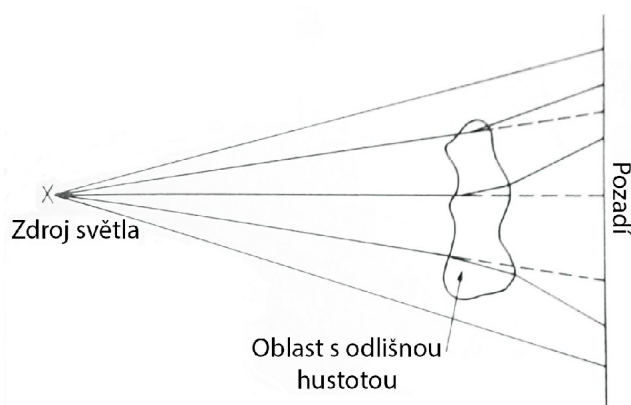
Počátky fotografování lze datovat téměř do roku 1800, kdy byly objeveny základy chemie umožňující vyvolávání obrazu pomocí solí stříbra [75]. Vývoji vysokorychlostního fotografování se již od počátků 20. století věnoval Courtney-Pratt [22]. Fuller [76] rozdělil vysokorychlostní kamery do několika kategorií podle jejich rychlosti a principu. Kamery dělí na takové, které umožňují nahrávání video záznamu, kamery zachycující sekvenci několika snímků nebo clonkové (streakové) kamery. Zatímco video kamery mají rozlišení závislé na použité rychlosti, snímkovací kamery mohou být rozlišením nezávislé na rychlosti a jednotlivé snímky umožňují nezávisle načasovat. V současnosti převládají digitální kamery nad filmovými, a ty nejrychlejší mohou poskytovat i triliony snímků za sekundu [77].

S vysokorychlostním fotografováním je spojena i problematika osvětlení sledovaného děje. Už při rychlostech několika stovek až tisíc snímků za vteřinu přestává přirozené denní světlo dostačovat. Přehled možných typů osvětlení sepsal Fuller [76].

2.2 Stínografie

Historii vizualizačních metod lze datovat až do 17. století, kdy s pokusy při pozorování svíčky začínal Robert Hooke [78]. Jeho pokusy jsou považovány za objev šlírového efektu, který je základem pro stínografii i šlírovou metodu.

Stínografie spočívá v umístění sledovaného děje mezi zdroj světla a pozadí, jak ukazuje obrázek 2.1. Průchodem světla oblastí s odlišnou hustotou dochází vlivem rozdílného indexu lomu k lomu světla, čímž je vytvořen obraz na pozadí. Výstupem stínografie však není ostrý obraz, ale stín sledovaného děje promítnutý na pozadí, jak napovídá již název metody. Bod na pozadí, do kterého se paprsek odchlítil průchodem sledovaného děje bude na pozadí zobrazen jako světlejší, zatímco oblast, kam by paprsek dopadl bez odklonění, se jeví jako tmavší [78].



Obrázek 2.1: Schematické znázornění stínografie [27].

Vedle jednoduchosti stínografie lze za nezanedbatelnou výhodu považovat i možnost použití při experimentech velkého měřítka bez nutnosti dodatečného nasvícení nebo použití zrcadel a čoček velkých rozměrů.

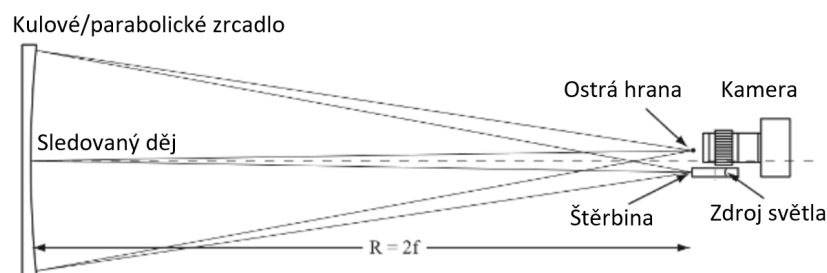
2.3 Šlírová metoda (Schlieren)

Na velmi podobném principu jako stínografie je založena i šlírová metoda (Schlieren z německého Schliere, neboli šmouha). Jde o techniku, která umožňuje sledování dějů, u kterých dochází k toku plynů nebo kde se vyskytují nehomogenity v hustotě. Nehomogenity mají za následek změnu indexu lomu prostředí a odklon světelných paprsků.

Rozdílem proti stínografii je využití ostré hrany k odstínění paprsků, které se odklonily mimo původní směr. Taková místa jsou na výsledném záznamu zobrazena jako tmavá. Existuje několik uspořádání využívajících dutých zrcadel nebo spojných čoček. Pro experimenty velkých rozměrů byly navrženy i modifikace, které se obejdou úplně bez čoček nebo zrcadel.

2.3.1 Uspořádání s jedním zrcadlem

Nejjednodušším uspořádáním je šlírová metoda využívající jednoho zrcadla, jak je schematicky znázorněno na obrázku 2.2. Využíváno je duté parabolické nebo sférické zrcadlo, které usměřňuje paprsky z bodového zdroje umístěného ve dvojnásobku ohniskové vzdálenosti rovněž do dvojnásobku ohniskové vzdálenosti. Průchodem světla přes nehomogenity v prostředí dojde k odklonění paprsků. Ty jsou následně odstíněny pomocí hrany umístěné přesně na střed obrazu. I velmi malé pohyby mohou vést k výrazným změnám v kvalitě zobrazení. Paprsky odkloněné směrem od hrany (ale stále do objektivu) se jeví jako světlá místa obrazu, zatímco paprsky odkloněné níže jsou zablokovány ostřím. Proto místa, kam by zablokované paprsky původně mířily, jsou zobrazena jako tmavá. Jako zdroj světla bývá využita LED dioda nebo žárovka umístěná za clonou/šterbinu tak, aby šlo o bodový zdroj. Světelný zdroj je stejně jako ostrá hrana umístěn ve dvojnásobku ohniskové vzdálenosti zrcadla.

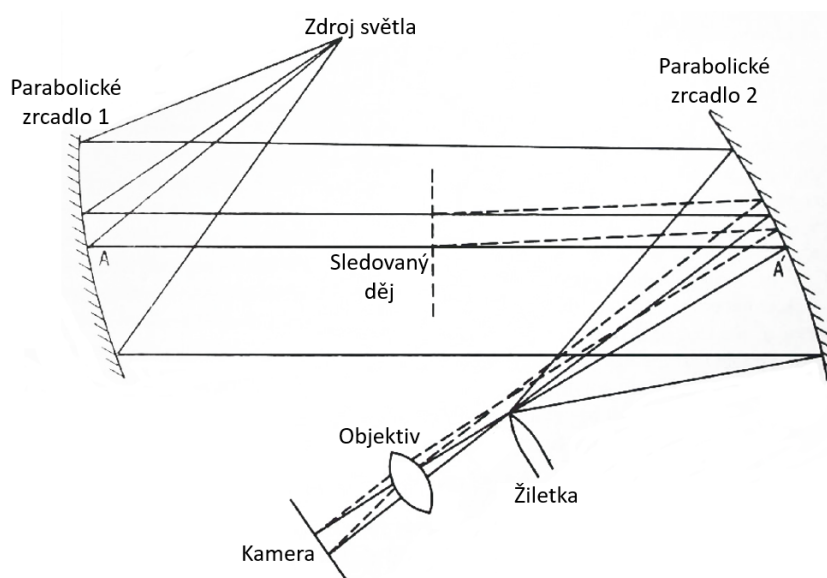


Obrázek 2.2: Schematické znázornění uspořádání s jedním zrcadlem [79].

Omezením sestavy s jedním zrcadlem je nutnost umístění pozorovaného děje do blízkosti zrcadla. Proto byla navržena řada dalších uspořádání.

2.3.2 Uspořádání se dvěma zrcadly

Nevýhodu umístění sledovaného děje do blízkosti zrcadla řeší uspořádání, které využívá zrcadla dvě (někdy též nazývané jako „z-typ“ šlířové metody). Sledovaný děj je umístěn mezi zrcadly, jak je ukázáno na obrázku 2.3. Proti sestavě s jedním zrcadlem je rozdílné i umístění bodového zdroje světla. Při použití dvojzrcadlového uspořádání není v blízkosti ostré hrany, ale samostatně před prvním zrcadlem přesně v jeho ohniskové vzdálenosti. Světlo ze zdroje putuje přes první parabolické zrcadlo směrem ke sledovanému ději. Zde dochází k ovlivnění dráhy některých paprsků. Světlo poté míří přes druhé zrcadlo k hraně, kde je část odkloněných paprsků zablokována. Zbylé paprsky vstupují přes objektiv do kamery, nebo jsou promítány na pozadí [78]. Zde platí, že sledovaný děj nemusí být přímo uprostřed mezi zrcadly, neboť paprsky se mezi nimi pohybují rovnoběžně.



Obrázek 2.3: Schematické znázornění dvojzrcadlového uspořádání šlířové metody [78].

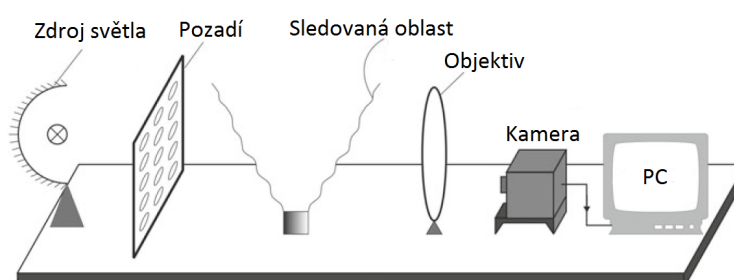
Využití z-typu šlířové metody ke sledování rázových vlny uvádí Kleine [65], který sledoval detonace azidu olovnatého v miligramových množstvích. Stejný typ uspořádání využili i

Hargather [80] a Biss [81], kteří ovšem nepoužili ostrou hranu k blokování odkloněného světla, proto v jejich případě šlo spíše o stínografii v uspořádání se dvěma zrcadly.

2.3.3 Background oriented schlieren (BOS)

Úplně bez zrcadel se obejde tzv. „Background oriented schlieren“, kde je využíváno osvětleného pozadí za sledovaným dějem. Obraz je tvořen na základě šlírového efektu, neboť světlo je ovlivněno průchodem oblastí s rozdílnou hustotou.

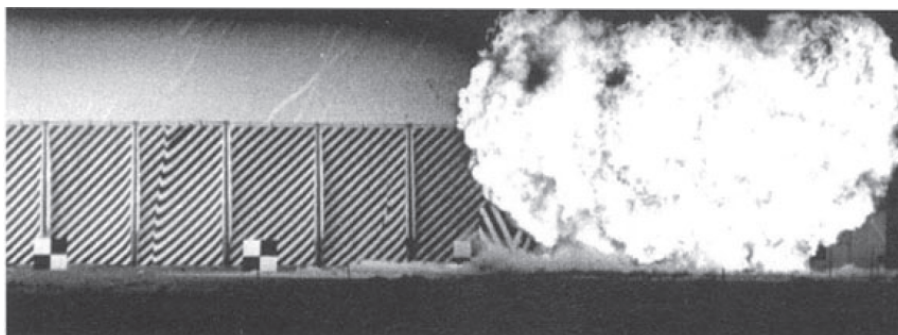
Využití našel BOS i v letectví, kde při nadzvukových letech dochází ke vzniku rázových vln u čela nebo křídel letadel. Jako vhodné pozadí pro nadzvukové lety bývá používána země. Sledované letadlo se pak nachází mezi zemí a pozorujícím letadlem [82]. Druhou variantou je pozorování ze země a sledované letadlo přelétává přesně přes slunce [83].



Obrázek 2.4: Schematické znázornění Background oriented schlieren (BOS) [84].

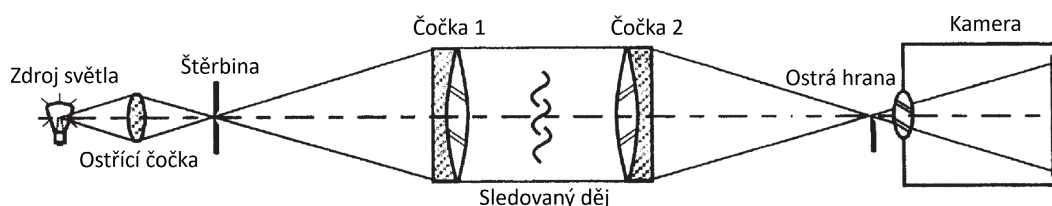
2.3.4 Další modifikace šlírové metody

Šlírová metoda má řadu dalších uspořádání, jejichž podrobný popis uvádí Schardin [85] nebo Settles [78]. Oba autoři zmiňují jednoduché uspořádání, kde pomocí šlírového efektu dochází ke zkreslení vzoru na pozadí. Jako vzor bývají použity pruhy černé a bílé barvy. Změnou indexu lomu prostředí mezi pozadím a kamerou je dosaženo zviditelnění na barevných přechodech pruhů, jak ukazuje obrázek 2.5. Zajímavostí metody je, že ji lze aplikovat i na experimenty velkých rozměrů. Dewey například popisuje využití u experimentu s 200 t TNT [25]. Dále pak fakt, že se popsané uspořádání obejde bez dodatečného svícení a postačí pouze denní světlo.



Obrázek 2.5: Využití šlírové metody k vizualizaci vzdušné rázové vlny [78].

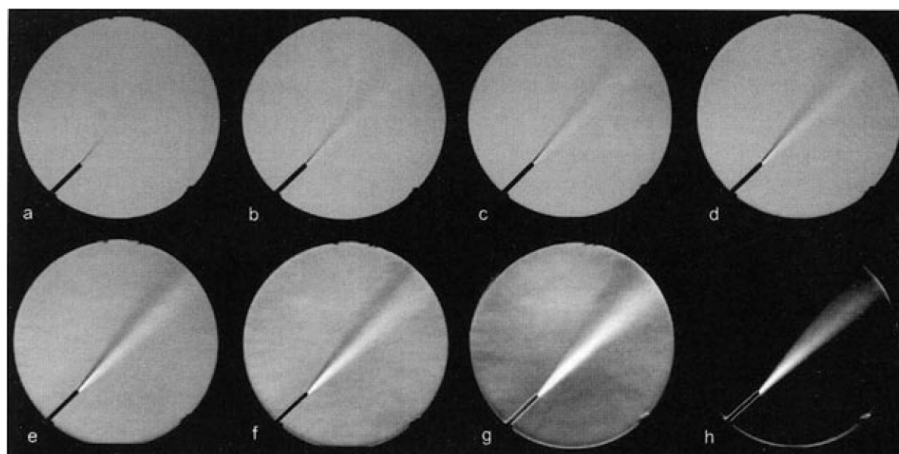
Další modifikací standardních metod je nahrazení dutých zrcadel spojnými čočkami, což lze provést opět s jednou čočkou nebo více čočkami. Příkladem uspořádání může být lineární uspořádání ukázané na obrázku 2.6.



Obrázek 2.6: Schéma uspořádání šlírové metody se dvěma čočkami [78].

2.3.5 Citlivost šlírové metody

Všechna uspořádání využívající zrcadla nebo čočky mají společný parametr, kterým je nastavení citlivosti metody. Citlivost je závislá na přesnosti umístění ostré hrany blokující světlo [78]. Přestože bývá doporučováno blokovat polovinu světla, nemusí vždy jít o ideální řešení. Situaci ukazuje obrázek 2.7. Ořez (blokování ostrou hranou) obrazu u jednotlivých snímků je: a – 0 %, b – 20 %, c – 40 %, d – 60 %, e – 80 %, f – 90 %, g – 95 % a h – 100 %. Experiment může vyžadovat i ořez nad 90 %, čímž je docíleno vysoké citlivosti. Podmínkou je však dostatečně intenzivní světelný zdroj nebo možnost využít dlouhé expoziční doby při záznamu. Settles [78] i Schardin [85] popisují situaci při ořezu okolo 100 % obrazu, kde zůstávají viditelné hrany sledovaného objektu vlivem tzv. „difrakčního halo“. Při nepřesném odladění sestavy nebo vysokých ořezech obrazu se mohou objevovat i jevy jako difrakční stíny, které znemožňují kvalitní zobrazení.



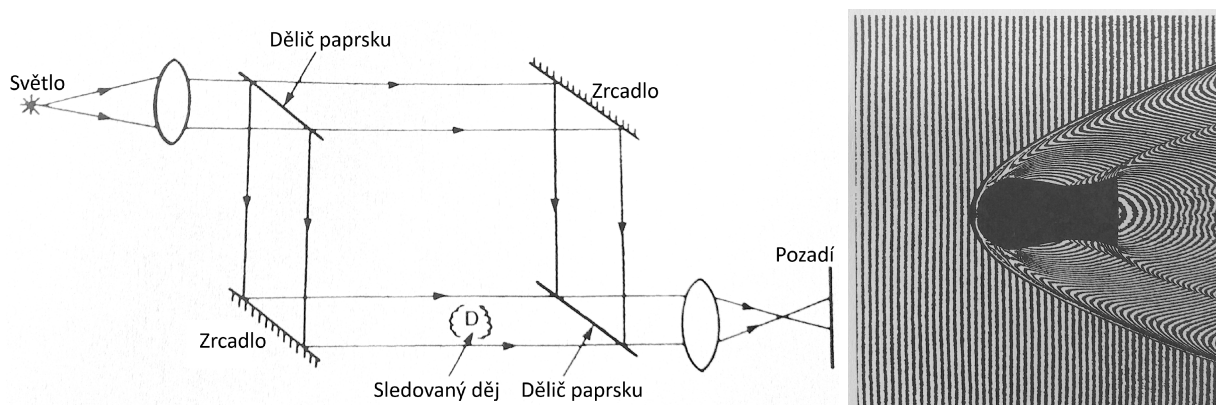
Obrázek 2.7: Nastavení citlivosti metody pomocí množství blokování světla [78].

2.4 Interferometrická vizualizace

Alternativní metodou k stínografii i šlírově metodě je interferometrie. Jedná se metodu, která poskytuje velmi ostré snímky s možností sledování větších oblastí, jak popisuje Ray [75]. Vyvinuta byla celá řada modifikací metody, jejichž příkladem může být Mach-Zehnderův

interferometr ukázaný na obrázku 2.8. Princip metody je založen na vlnových vlastnostech světla, kde je monochromatické světlo rozděleno do dvou tras s přesně stejnou délkou. Toho je docíleno pomocí děliče paprsku a velmi přesně umístěných zrcadel. V jedné z optických tras se pak nachází sledovaný děj, který ovlivní procházející paprsky. Po složení s původním světlem dochází k interferometrickému skládání paprsků, čímž je tvořen obraz na pozadí. Příklad takového snímku ukazuje obrázek 2.8 napravo, kde lze vidět výbuchem formovaný projektil (EFP) při rychlosti 1400 m/s.

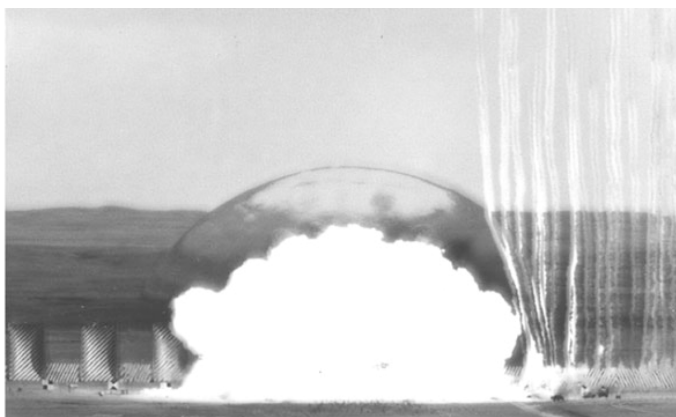
Vzhledem k nutnosti používat monochromatické světlo, ochraně celého systému před vibracemi a velmi přesnému umístění všech komponent se jedná o komplikovanou metodu.



Obrázek 2.8: Schéma Mach-Zehnderova interferometru a snímek letícího EFP [75].

2.5 Analýza trajektorie částic

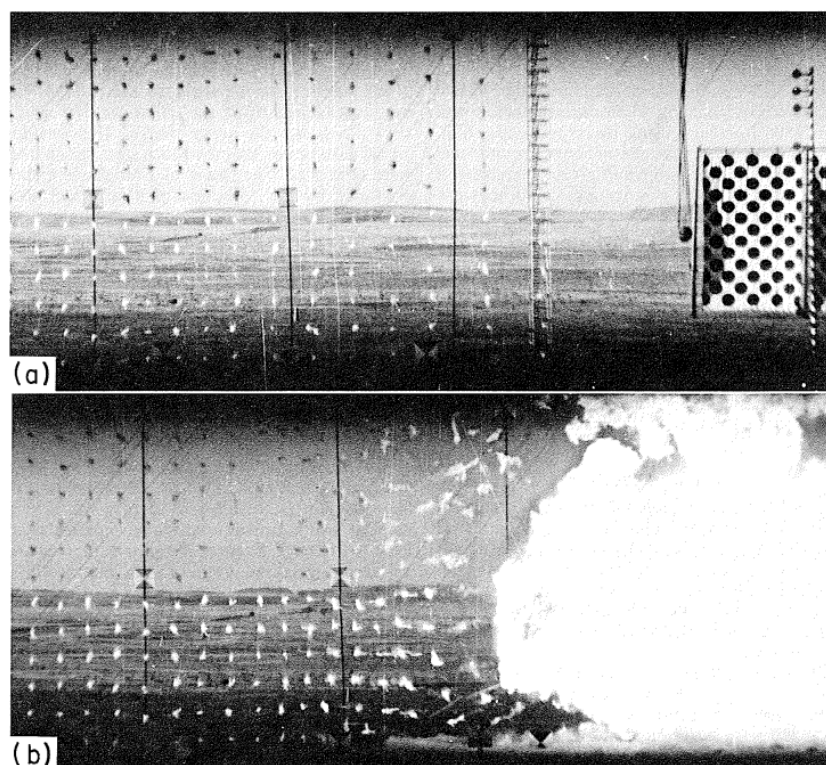
Další optickou metodou využitelnou ke studiu projevů výbuchu je analýza trajektorie částic. Principem je sledování pohybu částic vzduchu ovlivněného průchodem rázové vlny. Využíváno bývá vysokorychlostní kamery spolu s kouřovými raketami, které jsou vystřeleny v blízkosti nálože těsně před její detonací. Svislé pruhy kouře jsou následně průchodem vzdušné rázové vlny urychleny ve směru od nálože, jak je vidět na obrázku 2.9.



Obrázek 2.9: Využití kouřových raket ke stanovení rychlosti částic (nálož 200 tun TNT) [25].

Ze změny pozice kouřových stop v závislosti na čase lze určit rychlost částic vzduchu. Konstrukci kouřových raket popisuje Dewey [57]. Pro přesný odečet je nutné vytvořit kouř s velmi jemnými částicemi, k čemuž bylo využíváno kyseliny chlorsulfonové. Ta je ovšem toxická a silně korozivní, proto se později využívalo oxidu křemičitého pro vytvoření bílého dýmu nebo sazí k vytvoření černého. Barva byla volena podle pozadí tak, aby byly kouřové stopy co nejlépe viditelné [25].

Alternativou ke kouřovým raketám bylo využití zavěšených váčků se sypkým materiálem, které byly průchodem VRV poškozeny a vysypaný obsah mohl být sledován v pohybu odpovídajícímu rychlosti částic. Experimentální použití ukazuje obrázek 2.10 [86], kde obrázek nahoře ukazuje situaci před výbuchem a obrázek dole šíření VRV přes první sloupce váčků.



Obrázek 2.10: Využití kouřových váčků ke stanovení rychlosti částic vzduchu [86].

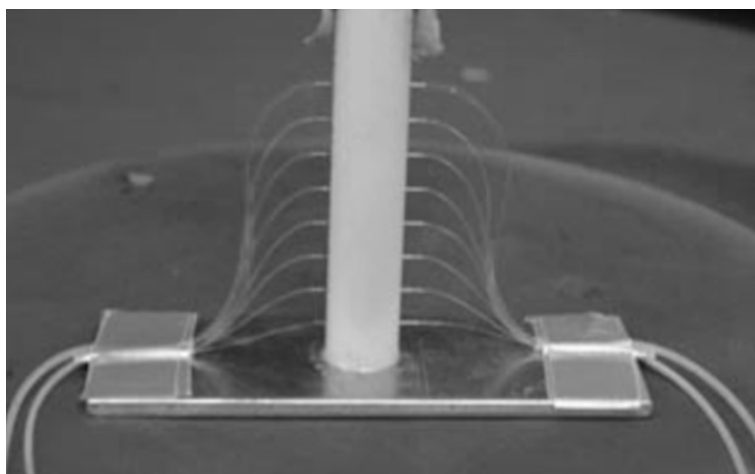
2.6 Vláknové systémy

Vláknové systémy představují moderní metody pro měření řady fyzikálních parametrů výbušin. Vláknová optika zaznamenala rychlý rozvoj především v posledních letech spolu s odvětvími jako je telekomunikace nebo výpočetní technika. V oblasti výbušin je využíváno světla, které je produkováno detonací v případě pasivních systému nebo ze světelného zdroje u systémů aktivních. To je následně vedeno pomocí vláknové optiky do přístroje s fotodiodou, kde je optický signál převeden na signál elektrický. Bylo popsáno několik využití zmíněného principu, kdy Presles [87] využil optických vláken ke stanovení detonační rychlosti dusičnanu amonného. Čtyři senzory umístil kolmo k náloži. Prinse [88] nebo Chan [89] využili jednoho podélně umístěného vlákna, které bylo navrtáno několika děrami. V okamžiku přechodu detonační vlny došlo k intenzivnímu stlačení vzduchu v každé z děr, čímž byl vygenerován

potřebný optický signál. Všichni jmenovaní autoři využili k následnému zpracování elektrického signálu osciloskopy.

Alternativou k metodám využívajícím osciloskop je pasivní optický systém Optimex, který jej nevyžaduje a rovněž je snadno přenosný. Měření se zařízením Optimex bylo popsáno v patentu [90]. Využití Optimexu k měření detonační rychlosti popisuje Pachman [6]. Optické systémy však nejsou limitovány pouze pro měření detonační rychlosti. Využití k měření zakřivení čela detonační vlny uvádí Pachman [91]. Künzel uvádí měření detonačního tlaku [92] nebo rychlosti výbuchem urychlených projektilů a kumulačního paprsku [93].

Aktivní vláknový systém představila Quaresma [94]. Světlo není pouze zaznamenáváno, ale metoda aktivně využívá svícení laseru. Prosvícená optická vlákna jsou umístěna v náloži a v okamžiku příchodu detonace dojde k ovlivnění jejich průhlednosti. Tím dochází k poklesu intenzity zpětně zaznamenávaného světla. Aktivní systém je ukázán na obrázku 2.11.



Obrázek 2.11: Fotografie sestavy s aktivním systémem pro měření detonační rychlosti [94].

Z obrázku je patrné, že aktivní vlákna jsou prostrčena skrz nálož. Z toho lze vyvodit nevýhodu aktivního systému v podobě složitosti přípravy, neboť pasivní metody umožňují velmi rychlé rozmístění měřících vláken a rovněž i měření přes tenké typy obalů nálože.

Další metodu založenou na optických vláknech publikoval Pooley [95]. Optické vlákno s jádrem dopovaným vzácnými prvky jako erbium nebo ytterbium bylo připevněno do nálože nebo omotáno okolo jejího obalu. Vlákno prosvícené laserem následně při detonaci nálože postupně snižovalo svoji přirozenou emisi vlivem přítomnosti vzácných prvků. Pooley popisuje přepočítání na změnu délky vlákna a stanovení detonační rychlosti ze závislosti na čase.

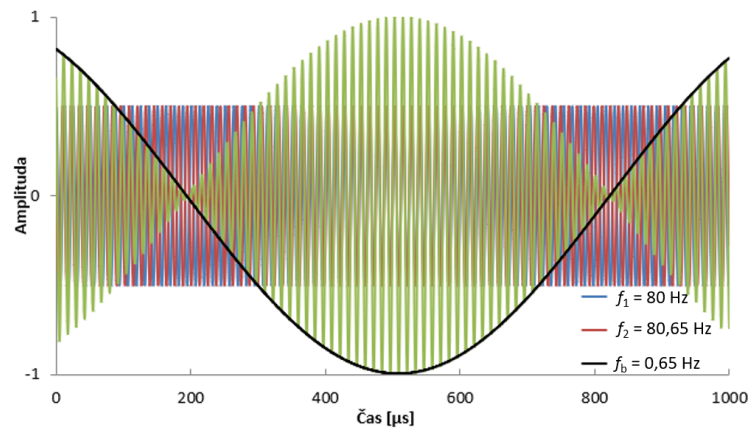
Benterou [96] a Barbarin [97] popisují využití Braggových mřížek (FBG – Fiber Bragg Gratings) k měření detonační rychlosti trhavin vložením optického vlákna do nálože nebo jeho přiložením na její povrch. Braggovy mřížky jsou v optickém vlákne vytvořeny výbojem UV laseru a slouží k odrazení specifické vlnové délky na základě lokální změny indexu lomu vlákna.

2.7 Laserová interferometrie

Interferometrie je metoda založená na vlnových vlastnostech světla. Využíváno je interference dvou signálů (vlnění) o různé frekvenci, jejichž skládáním dochází k tvorbě třetí, řádově

nižší frekvence. V oblasti výbušin technika slouží k měření rychlosti pomocí laserového paprsku odraženého od povrchu pohybujícího se objektu. V předložené práci je důraz kladen na metodu PDV (Photonic Doppler Velocimetry), přestože obdobné výsledky poskytují i techniky VISAR [98,99] nebo Fabry-Perotův interferometr [100]. Srovnáním PDV a VISAR se zabývá ve své publikaci Jensen [101].

Metoda PDV funguje na principu Dopplerova jevu, kde je paprsek o frekvenci f_0 vyzářen z optické sondy směrem k odrazivému povrchu. V případě, že je povrch v pohybu, dochází vlivem Dopplerova jevu k posunu frekvence odraženého paprsku. Pro pohyb směrem k optické sondě je laserový paprsek odražen s frekvencí f_d , která je vyšší než původní frekvence f_0 . Čím rychleji se sledovaný objekt pohybuje, tím je posuv frekvence odraženého paprsku větší (a vlnová délka kratší). Technika umožňuje měřit celý časový průběh urychlování a změny rychlosti v čase. Stejná sonda, která vyzářila laser směrem k objektu také zachytí paprsek odražený. Interferencí původního záření se zářením dopplerovsky posunutým se následně vytváří signál, který je znázorněn na obrázku 2.12 a je charakteristický tvorbou tzv. „beatů/záznějí“ o frekvenci $|f_0 - f_d|$, řádově nižší než mají obě složky záření.



Obrázek 2.12: Znárodnění interference dvou signálů o různé frekvenci.

Tvorba beatů je nezbytně důležitá pro funkci metody, neboť přímé měření změny frekvence by nebylo technicky možné. Při použití infračerveného laseru o vlnové délce 1550 nm je frekvence f_0 rovna 193,4 THz, což je daleko za možnostmi dnešní techniky. Osciloskopem je proto měřena frekvence právě vytvořených beatů f_b , která je zvýrazněna černou čarou na obrázku. Ze znalosti průběhu frekvence v čase $f_b(t)$ je z rovnice 2.1 možno stanovit rychlost pohybujícího se povrchu [102,103].

$$v(t) = \frac{f_b(t)}{2f_0} \cdot c = \frac{f_b(t) \cdot \lambda}{2c} \cdot c = \frac{f_b(t) \cdot \lambda}{2} = f_b(t) \cdot 775 \text{ [m/s; GHz]} \quad (2.1)$$

kde c je rychlost světla ve vakuu [m/s], $v(t)$ průběh rychlosti objektu v čase [m/s] a λ vlnová délka použitého laseru [nm].

Využití laserové interferometrie bylo popsáno v celé řadě aplikací. Příkladem je urychlení disků výbuchem přilehlé trhavin (DAX) [19,104], cylinder test určený k charakterizaci trhavin a výpočtu stavových rovnic [105,106], svařování výbuchem [107], materiálový výzkum betonu zatíženého dopadem VRV [108] nebo měření detonační rychlosti [109–111].

Kapitola 3

Shrnutí teoretické části a návrh experimentů

V teoretické části byly uvedeny základní informace nutné k porozumění experimentům popsaných v následujících kapitolách. Nejprve byly popsány základy teorie detonace, na které navazují její projevy na okolí. Takovým projevem je jak urychlení hmoty výbuchem, tak generování vzdušné rázové vlny. Práce je soustředěna na optické metodiky měření, proto byly v teoretické části rozepsány dostupné metody s potenciálním využitím.

Na ÚEnM byly dosud parametry vzdušných rázových vln měřeny výhradně pomocí tlakových senzorů, proto byly v teoretické části popsány i alternativní metody měření. Pozornost byla věnována fotogrammetrické metodě, která umožňuje stanovení parametrů VRV, konkrétně rychlosti jejího šíření. Využíváno je vysokorychlostního záznamu a kalibrace vzdálenosti, aby bylo možné stanovit pozici čela vzdušné rázové vlny v čase, a tedy rychlost. Prvním krokem metody je vizualizace, která umožní pozici jinak neviditelné vlny určit. Teoretická část proto popisuje přehled dostupných vizualizačních technik jak pro experimenty v exteriéru, tak v laboratoři. Jako vhodná se ukázala šlířová metoda. Práce si proto dává za cíl zavést techniku vizualizace v obou prostředích pomocí šlířové metody. K určení rychlosti VRV je však nutné pořízený videozáznam zpracovat, proto je návrh techniky zpracování obrazu nezbytnou součástí práce. Jakmile je známa rychlost šíření, lze z Rankine-Hugoniotových rovnic stanovit parametry vzdušné rázové vlny. V literatuře je popsán výpočet celé řady parametrů od dopadajícího přetlaku přes hustotu až po lokální rychlost zvuku. Protože nebyl nalezen jediný údaj o využívání fotogrammetrického měření pozice vzdušné rázové vlny na území ČR, dává si práce za cíl tuto metodu zavést pro experimenty v malém měřítku.

Teoretická část uvádí přehled optických metod vhodných k charakterizaci dalších projevů výbušin. Popsány byly optické metody jako laserová interferometrie nebo pasivní optické systémy využívající vláknovou optiku. Obě metody nejsou na ÚEnM nové a jejich dosavadní využití bylo sepsáno v disertační práci M. Künzela [106]. Protože jde o relativně nové a moderní metody měření, nabízí se řada nových aplikací.

Pasivní optický systém Optimex zaznamenává světlo vyprodukované například detonací, které je na fotodiodu vedeno pomocí vláknové optiky. Využití metody bylo popsáno pro měření detonační rychlosti, zakřivení čela detonační vlny nebo měření rychlosti kumulárního paprsku. Cílem je ověřit aplikaci optické metody při vývoji nových typů generátorů rovinného čela detonační vlny nebo otestovat měření neideálních trhavin jako Semtex S25 nebo emulzní trhavinu. V průběhu vzniku této práce byl na ÚEnM zaveden 3D tisk, který umožňuje

přípravu jmenovaných experimentů novým a přesnějším způsobem nebo rovnou vytvářet celé sestavy.

Laserová interferometrie PDV funguje na principu aktivního vyzařování laserového paprsku, který je po odrazu od pohybujícího se materiálu zachycen zpět. Odrazem dochází vlivem Dopplerova jevu k ovlivnění frekvence. Interferencí s původním paprskem vznikají řádově nižší frekvence, které lze měřit pomocí současné techniky a odpovídají rychlosti pohybujícího se objektu. Využití metody bylo popsáno pro experimenty s urychlením kovových disků a cylinder test s cílem charakterizovat trhavinu nebo k měření rychlosti betonu zatíženého dopadem vzdušné rázové vlny. Nabízí se však nové aplikace jako měření průhybu materiálu zatíženého dopadem vzdušné rázové vlny, což bylo dosud prováděno kontaktními čidly, které neposkytovaly celý časový průběh, ale pouze diskrétní body odpovídající počtu umístěných kanálů. Experimenty jsou proto soustředěny na zavedení metodiky měření průhybu materiálu. V diplomové práci [112] byla nově popsána aplikace na měření rychlosti plechu při svařování výbuchem. V návaznosti se proto nabízí ověření pro experimenty v průmyslovém měřítku.

Navržené experimenty jsou popsány v experimentální části a dosažené výsledky v části výsledky a diskuze. Experimenty jsou v práci řazeny od studia detonace přes projevy na blízké okolí až po projevy na vzdálené okolí. Pořadí bylo určeno tak, že se pomyslně postupuje od nálože dále do okolí.

Část II

Experimentální část

Kapitola 4

Použité trhaviny a vybavení

První kapitola experimentální části uvádí přehled veškerého vybavení a trhavin, které byly nezbytné k provedení experimentů. Popsány jsou trhaviny řazené podle četnosti jejich využívání. Dále měřicí zařízení, ze kterých jsou vyjmenována nejprve optická zařízení, a následně tlakové senzory a doplňkové vybavení.

4.1 Trhaviny

K experimentům popsaným v následujících kapitolách byly využívány jak průmyslové trhaviny, tak trhaviny připravované pro konkrétní experiment. Přehled všech využitých trhavin uvádí tato kapitola včetně jejich základních fyzikálních parametrů. Iniciací trhavin byla prováděna mžikovými elektrickými rozbuškami Rockstar nebo zážehovými rozbuškami (Austin Detonator).

4.1.1 Trinitrotoluen

Trhavina 2,4,6-trinitrotoluen (tritol, TNT) byla využívána převážně v podobě náloží odlévaných na míru pro konkrétní experiment (viz obrázek 4.1). K minimalizaci tvorby nehomogenit bylo vždy přidáváno 1 % hexanitrostilbenu (HNS).



Obrázek 4.1: Odlévání polokulových náloží TNT s dutinou ve středu.

Šupinový TNT byl roztaven v duplikátorovém kotlíku vyhřívaném vodou a odléván do válcových nebo polokulových náloží s dutinou ve středu. Tím byla umožněna následná

centrální iniciace kulové nálože složené ze dvou připravených polokoulí. Jako žáruvzdorné polokulové formy byly využity cukrářské silikonové formy o průměrech 5 a 7 cm. K vytvoření dutiny byl navržen nylonový 3D tištěný přípravek, který byl ze zatuhlé nálože vyjmut. K odlévání válcových náloží byly využity trubky daného průměru vymazané mazivem. Hustota litých náloží se pohybovala v rozmezí 1,56–1,60 g/cm³.

4.1.2 Semtex 1A

Plastická trhavina Semtex 1A má nominální složení ≤ 86 % PETN a $\leq 1,5$ % značkovadla 2,3-dimethyl-2,3-dinitrobutanu (DMDNB) [113]. K zajištění plasticity může být přidáno až 17 % nevýbušného styren-butadienového kaučuku. Deklarovaná hustota Semtexu 1A je minimálně 1,34 g/cm³ a detonační rychlost min. 7,0 km/s. Semtex 1A byl využíván jako samostatná nálož nebo jako počinová nálož (booster) k zajištění spolehlivé iniciace ostatních trhavin.

4.1.3 Nitromethan

Nitromethan byl jedinou kapalnou trhavinou používanou v rámci předložené práce. Pro zcitlivění bylo do nitromethanu přidáváno 5 % ethylendiaminu (EDA). Hustota výsledné směsi je 1,12 g/cm³. Zcitlivěný nitromethan byl využíván také ve zředěné podobě. K ředění byl využit methanol, jehož koncentrace ve směsi byla 10, 20 nebo 30 %. Detonační rychlost směsi byla měřena a je popsána v kapitole 6.1.3.

4.1.4 A-IX-1

Trhavina A-IX-1 se skládá z 95 % RDX, pojiv ceresinu (3 %) a stearinu (2 %) a stopového množství oranžového barviva. Trhavina byla používána ve formě válcových náložek o průměrech 40 a 50 mm lisovaných na hustotu $1,65 \pm 0,02$ g/cm³. Ke spolehlivé iniciaci lisovaných náložek bylo využíváno počinové nálože ze Semtexu 1A o hmotnosti 20 gramů.

4.1.5 Semtex 10SE

Listová trhavina Semtex 10SE (Explosia a.s.) je plastickou trhavinou, která je výrobcem dodávána v podobě 2,2 mm tlustých „listů“. Nominální složení Semtexu 10SE je 77,8 % PETN, 15 % polyizobutylenového pojiva změkčeného dioktylsebakátem (DOS), 6 % inetrtních pomocných látek a 1,2 % značkovadla DMDNB. Hustota trhaviny je výrobcem uváděna 1,45 g/cm³.

4.1.6 Semtex S25

Sypká průmyslová trhavina Semtex S25 (Explosia a.s.) se skládá ze 75 % z NaHCO₃ a 25 % PETN. Její hustota se pohybovala v rozmezí 1,0–1,2 g/cm³. Detonační rychlost byla experimentálně stanovena v rámci této práce a je blíže popsána v kapitole 6.1.2.

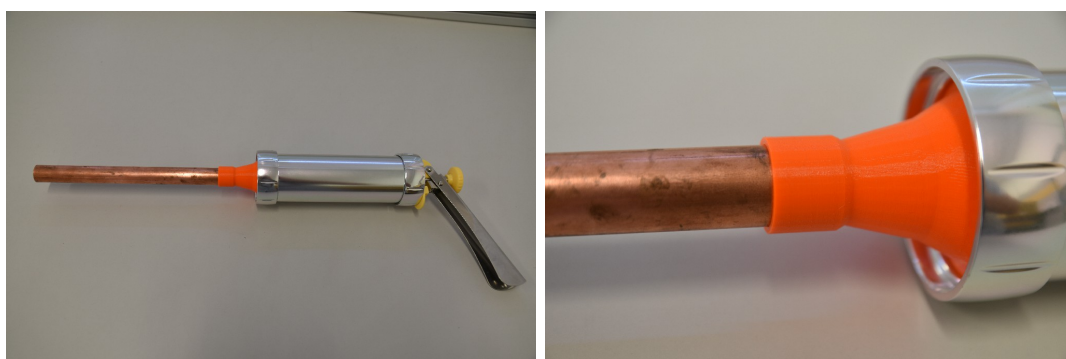
4.1.7 Emulzní trhaviny

Emulzní trhaviny byly připravovány z matrice dodané firmou Explosia a.s. Ke zcitlivění byl využíván přídatek 3,3 % (hm.) skleněných mikrokuliček. Příprava trhaviny je ukázána na obrázku 4.2, kde vlevo je vidět matrice, uprostřed nádoba po přidání mikrokuliček a hotová emulzní trhavina je napravo. Promíchání bylo prováděno v potravinářském hnětači po dobu minimálně 20 minut, dokud nebyla dosažena homogenní konzistence. Pomocí svislé narážky Herold byla vzniklá emulzní trhavina dávkována do plastových střívek průměru od 30 do 70 mm. Hustota připravených náloží byla stanovena metodou dvojího vážení a pohybovala se v rozmezí 1,05–1,1 g/cm³. Detonační rychlost byla experimentálně stanovena v závislosti na průměru náložě (viz kapitola 6.1.1).



Obrázek 4.2: Příprava emulzní trhaviny. Navažování matrice nalevo, přídatek mikrokuliček uprostřed a připravená emulzní trhavina napravo.

Při experimentech byly pozorovány obtíže při plnění kovových trubek emulzní trhavinou. Proto byla zakoupena cukrářská plnička (lis na těsto, zdobička). Aby bylo zamezeno vzniku bublin uvnitř roury, byla plnička modifikována pomocí 3D tištěné trysky, jak ukazuje obrázek 4.3. Hmotnost emulzní trhaviny byla v případě testů okolo 40 gramů.



Obrázek 4.3: Fotografie cukrářské plničky upravené k plnění emulzní trhaviny do trubek.

4.2 Vybavení

K provedení experimentů byly využívány vysokorychlostní kamery, laserová interferometrie PDV, pasivní optický přístroj Optimex a několik dalších zařízení jako osciloskopy a tlakové senzory. Popis jednotlivých zařízení uvádí tato kapitola.

4.2.1 Vysokorychlostní kamery

V práci byly použity dvě kamery, které se liší snímkovací rychlostí, a také délkou poskytnutého záznamu.

Vysokorychlostní kamera IVV UHSi 12/14 (Invisible Vision) je vybavena 16 Mpx CCD snímačem. Kamera byla využívána ke sledování dějů, kde bylo zapotřebí stovek tisíc až milionů snímků za sekundu, neboť teoretická maximální snímkovací rychlost kamery je 200 milionů FPS. Při takto rychlých dějích může být potřeba dodatečné externí osvětlení, které detailněji popsal M. Künzel [114]. Kamera poskytuje záznam v podobě 12 samostatně časovatelných snímků s rozlišením 1000x860 pixelů. Kamera je vybavena standardním bajonetem kompatibilním s objektivy Nikon. V průběhu práce byly použity objektivy Samyang 800 mm (F/8) a Tamron 70–200 mm (F/2,8), viz obrázek 4.4.



Obrázek 4.4: Vysokorychlostní kamera IVV UHSi 12/14 s objektivem Samyang 800 mm [9].

Kamera GX3 (NAC Imaging Technologies) byla využívána ke sledování pomalejších dějů řádově v tisících FPS. Poskytuje video záznam, jehož délka se odvíjí od využití snímkovací frekvence a je limitována zaplněním paměti. Kamera je vybavena 1,3 MPx snímačem, bajonetem Nikon a byla využívána převážně s objektivem Tamron 70–200 mm (F/2,8), jak je ukázáno na obrázku 4.5. Spoušť měření byla zajištěna buď zkratovacím čidlem umístěným v náloži, nebo od osciloskopu pro časově synchronizované měření s dalšími měřicími přístroji (např. s tlakovými senzory).

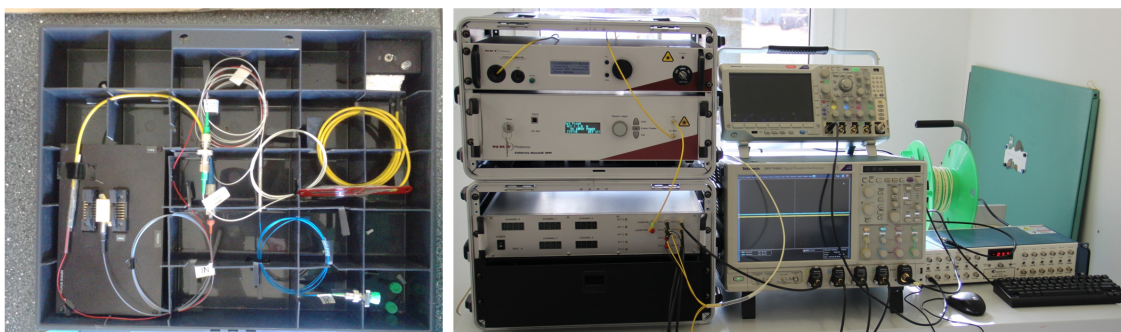


Obrázek 4.5: Vysokorychlostní kamera GX3 s objektivem Tamron 70–200 mm.

4.2.2 Photonic Doppler velocimetry (PDV)

Celkem byly použity tři přístroje PDV. Prvním z nich je jednobanální verze PDV1k ovládaná pomocí PC a umožňující spuštění měření od okamžiku zničení měřící sondy. V momentě, kdy bylo zapotřebí více měřících kanálů, byla použita verze PDV4k. Čtyřkanalová verze PDV s výkonem laseru až 2 W umožňuje měření čtyřmi kanály současně. Ke spuštění měření této verze PDV bylo nutné používání čidla umístěného v náloži a zkratovaného v okamžiku detonace. Obě verze jsou ukázané na obrázku 4.6. Při řadě experimentů byla používána nejnovější verze VeloreX PDV (OZM Research), která opět umožňuje spuštění osciloskopu od okamžiku zničení měřící sondy a umožňuje měření se čtyřmi kanály.

Jako optické sondy byly používány FC/UPC konektory, kterými lze zaznamenávat odraz do vzdálenosti 15–20 mm v závislosti na odrazivosti povrchu. V případě, kdy experiment vyžadoval měření na větší vzdálenost, byly použity kolimátory. Zpracování naměřených dat se podrobněji věnuje kapitola 5.7.



Obrázek 4.6: Odkryté jednobanální PDV1k (nalevo) a čtyřkanalové PDV4k s kompletním přístrojovým vybavením nutným k experimentu (napravo).

4.2.3 Pasivní optický systém OPTIMEX

Přístroje Optimex-8 a Optimex-64 (OZM Research) vyvinuté v rámci projektu TAČR (TA02010923) byly využívány k záznamu intenzity optického signálu v čase. Optimex-8 umožňuje současné připojení čtyř skleněných optických vláken a čtyř plastových. Optimex-64 byl využíván v konfiguraci s jednou měřící kartou, která pomocí adaptéru umožňuje připojení buď osmi skleněných, osmi plastových nebo kombinaci obou typů vláken. Maximální vzorkovací frekvence obou zařízení je 250 MHz. Přístroje jsou ukázané na obrázku 4.7.



Obrázek 4.7: Přístroj Optimex-8 nalevo a Optimex-64 s příslušenstvím napravo.

Jako optické sondy byla využívána skleněná multimódová vlákna s průměrem jádra $50\ \mu\text{m}$, průměrem pláště $125\ \mu\text{m}$ a celkovým průměrem $1\ \text{mm}$. Dále plastová vlákna (POF) s průměrem jádra $0,96\ \text{mm}$, průměrem pláště $1\ \text{mm}$ a celkovým průměrem $2,2\ \text{mm}$.

4.2.4 Tlakové senzory a zesilovače

K měření parametrů vzdušných rázových vln byly využívány tlakové senzory, které jsou ukázány na obrázku 4.8. Prvním typem byly tužkové tlakové senzory PCB ICP 137A23 napojené koaxiálními kabely přes zesilovač PCB ICP 482A22 do osciloskopu, který zaznamenal jejich výstupní signál.

Dalším typem byly snímače Kistler 211B3 a PCB 113B22, které byly obdobně pomocí koaxiálních kabelů zapojeny do zesilovače a osciloskopu. Zmíněné tlakové senzory byly použity při konstrukci senzoru na měření rychlosti VRV k zaznamenávání doby příchodu, jak popisuje kapitola 5.6.2.



Obrázek 4.8: Tlakové senzory Kistler 211B3 (nalevo) a PCB 113B22 (uprostřed) se zesilovačem PCB ICP 482A22 (napravo).

4.2.5 Osciloskopy

K záznamu elektrických signálů z tlakových čidel i PDV bylo využito celkem třech osciloskopů. Spolu s metodou PDV bylo využíváno modelu Tektronix DPO 70404C (šířka pásma $4\ \text{GHz}$, vzorkovací frekvence až $25\ \text{GS/s}$). Pro měření vzdušných rázových vln bylo využíváno modelu Tektronix DPO 3034 ($300\ \text{MHz}$) a okrajově i MDO 3034 ($350\ \text{MHz}$), pokud měření probíhalo na více než čtyřech kanálech. Spoušť měření byla zajištěna zkratováním ionizačního čidla umístěným v náloži.

4.2.6 3D tiskárna

K vytváření sestav a prototypů na míru jednotlivým experimentům bylo využíváno 3D tisku s technologií tisku FDM/FFF (Fused Deposition Modeling, Fused Filament Fabrication). Veškerý tisk probíhal na tiskárnách výrobce Prusa Research. Konkrétně na modelech tiskáren MK2 a MK2.5S. Nejvyužívanějšími materiály byly PLA (polylactic acid, kyselina polymlečná) a PETG (polyethylentereftalát modifikovaný přísadkou glykolu). Další použitý

materiál byl nylon pro výrobu mechanicky a tepelně odolných pomůcek. Okrajově také flexibilní materiál FLEX na bázi polyuretanu a polypropylén.

K přípravě 3D modelů byl využíván volně dostupný software FreeCAD a příležitostně Blender. K nastavení tisku a převedení modelů do tisknutelné formy bylo využíváno programu PrusaSlicer a vlastních tiskových profilů optimalizovaných pro jednotlivé materiály.

Kapitola 5

Uspořádání a zpracování experimentů

Většina z provedených experimentů vyžadovala přípravu, která vždy předcházela samotnému měření. Sestavy a experimentální uspořádání použité k dosažení výsledků práce uvádí tato kapitola v pořadí od sledování detonační vlny, přes měření základních detonačních parametrů až po projevy na okolí v podobě rázových vln.

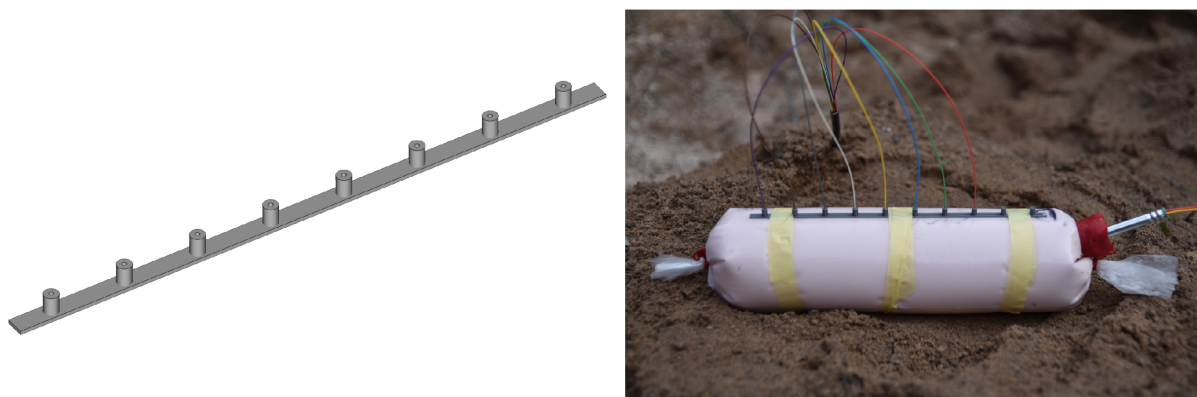
5.1 Měření detonační rychlosti

Měření detonační rychlosti probíhalo výhradně pomocí pasivní optické metody přístroji Optimex-8 a Optimex-64 (OZM Research). Příklad sestavy k měření sypkých trhavin je ukázán na obrázku 5.1 pro Semtex S25. K zajištění spolehlivé iniciace bylo použito 10 nebo 15 gramů Semtexu 1A jako počínové nálože. Následně byla ponechána vzdálenost 50 mm na ustálení detonace, a až poté bylo umístěno první optické vlákno. Vzdálenost mezi vlákny byla přesně 20 mm. Všechna vlákna byla prostrčena skrz 3D tištěný držák přibližně 2 milimetry do trhavinové nálože. Při některých experimentech byl držák vláken podlepen hliníkovou fólií k zajištění neprůhlednosti a ostřejších náběhů signálů.



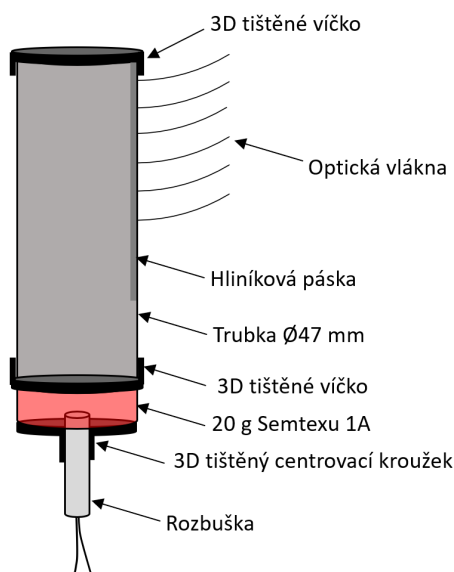
Obrázek 5.1: Sestava pro měření detonační rychlosti Semtexu S25

Detonační rychlost byla také měřena pro emulzní trhavinu. Válcového tvaru náloží bylo docíleno naplněním trhavinu do plastových střívek, jak je ukázáno na obrázku 5.2. K uchycení optických vláken byl navržen 3D tištěný přípravek, který byl k náloži přichycen páskou. Uvedený postup umožňoval měření i přes plastové střívko, proto nebylo propichováno skrz a pečlivě zaříznutá vlákna byla pouze zastrčena nadoraz.



Obrázek 5.2: Sestava pro měření detonační rychlosti emulzní trhavin.

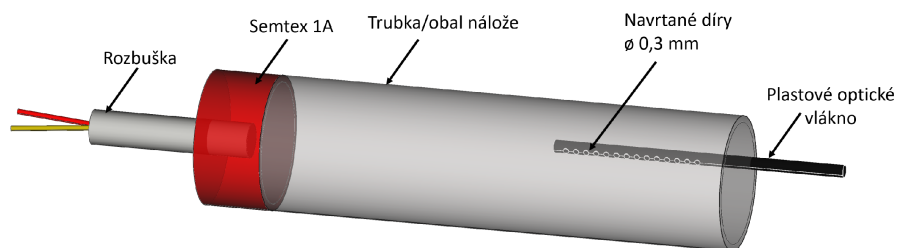
Měřeny byly také kapalné trhavinny na bázi směsi nitromethanu zcitlivěného ethylendiaminem. Přídavek ethylendiaminu činil přesně 5 % (hm.). V případě ředění trhavinny methanolem byl nejprve připraven zcitlivěný nitromethan, a až poté byla směs ředěna. Nálož byla připravena z plastové trubky o vnitřním průměru 47 mm. Trubka byla z obou stran uzavřena víčky vyrobenými pomocí 3D tisku. Ve vrchním víčku se nacházel plnicí otvor pro naplnění trhavinou. Ze strany trubky byly navrtány díry o průměru 1 mm, které byly kvůli těsnosti podlepeny hliníkovou páskou. Zmíněné díry sloužily k umístění měřících vláken vedených optickým kabelem do přístroje Optimex-64. Nákres sestavy je ukázán na obrázku 5.3.



Obrázek 5.3: Schéma sestavy k měření detonační rychlosti kapalných trhavin.

Předchozí sestavy sloužily k měření optickými vlákny umístěnými ze strany nálož. Takové uspořádání není vhodné v případech, kdy je nálož umístěna v kovovém obalu, který by musel být navrtáván. Vrtání řady malých děr do stěny trubky pro každý experiment by bylo zdlouhavé, vyžadovalo by vysokou přesnost a současně i dodatečnou kontrolu všech vzdáleností. Jako alternativa proto bylo využito měření pomocí jednoho optického vlákna (plastového) zapojeného do přístroje Optimex-64. Vlákno bylo navrtáno 0,3mm vrtákem, jak

znázorňuje schéma na obrázku 5.4. K vrtání bylo využíváno vrtacího přípravku ukázaného na obrázku 5.5.

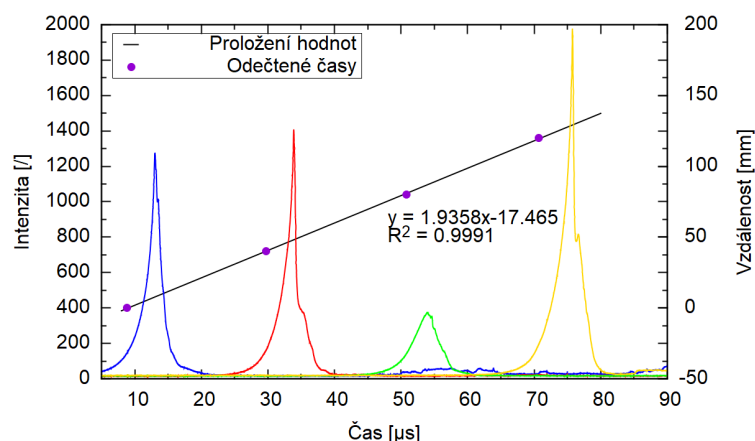


Obrázek 5.4: Schéma sestavy pro měření detonační rychlosti navrtaným optickým vláknem.



Obrázek 5.5: Přípravek k navrtávání plastového vlákna.

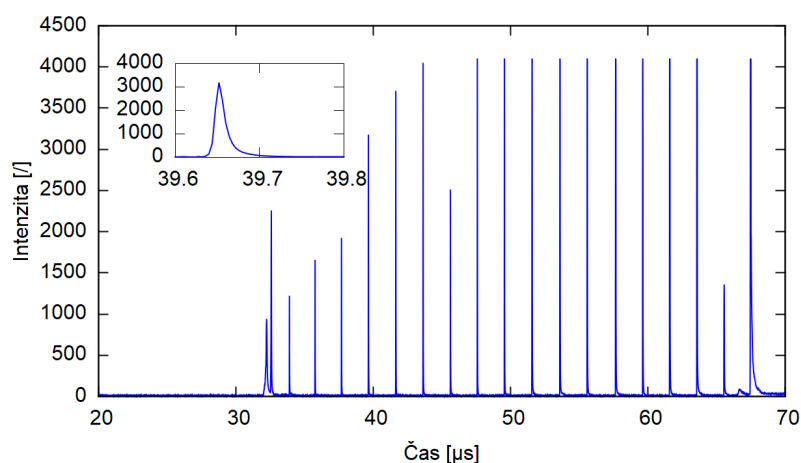
Způsob zpracování experimentálních dat byl závislý na použitém přístroji. Optimex-64 nabízí vyhodnocení v softwaru přístroje, proto byla hodnota výsledné detonační rychlosti získávána touto cestou. V případě použití Optimexu-8 byla data uložena na SD kartě a následně vyhodnocena manuálně na PC. K tomu bylo využíváno programů GNU Octave a MS Excel. Ukázkou optických signálů lze vidět na obrázku 5.6 spolu se získanou závislostí vzdálenosti na čase a proložením experimentálních hodnot přímkou.



Obrázek 5.6: Optické signály z Optimexu-8 a následné vyhodnocení lineárním proložením odečtených hodnot

Data exportovaná z Optimexu-8 mají podobu *.csv* souboru s osmi sloupci hodnot, které odpovídají světelným intenzitám jednotlivých kanálů. Podle vzorkovací frekvence přístroje 250 MHz byl doplněn časový sloupec (ukázka skriptu v příloze C). Optická vlákna slouží k zaznamenání světelné intenzity a odečtu časového okamžiku, kdy detonační vlna dorazila do pozice každého z vláken. Ze znalosti přesných vzdáleností mezi jednotlivými vlákny a odečtených časů je možné stanovit detonační rychlost trhaviny. Ta odpovídá směrnici přímky proložené experimentálními body.

Vyhodnocení dat změřených navrtaným optickým vláknem bylo provedeno obdobným způsobem. Jediným rozdílem byl fakt, že všechny signály byly zaznamenány na jednom měřicím kanálu přístroje. Ukázkou signálu uvádí obrázek 5.7. Měření navrtaným optickým vláknem bylo otestováno pro emulzní a sypké trhaviny. Sestava experimentů se Semtexem S25 je totožná se sestavou na obrázku 5.1 s jediným rozdílem, že podél dna byla přidána tři navrtaná plastová vlákna s dírami po 10, 5 a 2,5 mm.



Obrázek 5.7: Příklad signálu změřeného Optimexem-64 při použití navrtaného optického vlákna pro měření detonační rychlosti emulzní trhaviny. Detail jednoho ze signálů v miniaturě.

5.2 Vliv iniciace na šíření detonace

Iniciace byla studována kvůli lepšímu pochopení procesu počáteční fáze rozběhu detonace. Sledováno bylo šíření detonační vlny náloží pomocí vysokorychlostního záznamu.

5.2.1 Vliv pozice rozbušky při centrální iniciaci kulové nálože

Experimenty sledující iniciaci kulové nálože byly provedeny s cílem zjistit vliv umístění rozbušky na průběh detonace. Nálože Semtexu 1A ručně tvarované do koule byly zavěšeny na železné konstrukci. Byly použity nálože o hmotnosti 50 a 250 gramů. Standardní průmyslová rozbuška byla do náloží umisťována shora. Pro každý experiment byla sledována hloubka umístění jejího dna vůči geometrickému středu nálože.

Ke sledování detonační vlny byla použita ultra rychlá kamera UHSi 12/24 (Invisible Vision) se zrcadlovým objektivem Samyang 800 mm (F/8). Vzhledem k produkci světla

samotnou detonační vlnou, nebylo využíváno žádné dodatečné osvětlení. Spoušť měření byla zajištěna zkratovacím čidlem omotaným kolem rozbušky.

5.2.2 Interakce detonačních vln

V rámci studia chování detonační vlny byly provedeny experimenty zaměřené na interakci detonačních vln. K experimentům byla využita listová trhavina Semtex 10SE iniciovaná ve dvou, třech a šesti bodech současně. Fotografie sestavy s šestibodovou iniciací ukazuje obrázek 5.8. Vícebodového roznětu bylo docíleno zážehovými rozbuškami upevněnými na přesně stejných kusech bleskovice Startline 12. Jejich svazek byl iniciován standardní průmyslovou rozbuškou Rockstar 25/50 (Austin Detonator).



Obrázek 5.8: Fotografie sestavy ke sledování interakce detonačních vln.

Mimo dvou experimentů s obdélníkovou náloží byl z trhaviny připraven kruh o průměru 20 cm. Ten byl umístěn na plastovém disku vyrobeném pomocí 3D tisku na míru konkrétnímu experimentu. Tak bylo zabráněno ohýbání pouze 2,2 mm tenké vrstvy trhaviny, jejíž hmotnost se pohybovala okolo 105 gramů. Iniciační body byly umístěny 2 cm od vnějšího okraje kruhu tak, aby tvořily vrcholy rovnostranného trojúhelníku nebo šestiúhelníku. Šíření detonační vlny trhavinou bylo pozorováno pomocí vysokorychlostního snímkování s využitím kamery UHSi 12/24 (Invisible Vision) spouštěnou zkratovacím čidlem z tenkého trafo drátku v náloží.

5.2.3 Vliv velikosti počínové nálože na iniciaci TNT

Protože mají lité nálože TNT poměrně nízkou citlivost k iniciaci rozbuškou, byla nutná počínová nálož. K počínu byla využívána výhradně plastická trhavina Semtex 1A. Nebylo však známo, jaké množství zajistí spolehlivou iniciaci, proto byla provedena série experimentů s hmotností Semtexu 1A od 3 do 22 gramů. Využita byla ultra rychlá kamera UHSi 12/24 (Invisible Vision) a tužkové tlakové senzory PCB ICP 137A23. Fotografie náloží ukazuje obrázek 5.9. Hmotnosti válcových náloží TNT se pohybovaly v rozmezí 74–79 gramů.

Uspořádání experimentu s vysokorychlostní kamerou nevyžadovalo dodatečné osvětlení. Ke zlepšení světelných podmínek byla využita maximálně zrcadla odrážející sluneční světlo směrem na nálož. Spouštění kamery bylo zajištěno zkratovacím čidlem umístěným v počínové náloží, jak lze vidět na obrázku napravo.

Tlakové senzory byly rozmístěny ve vzdálenostech od 2 do 7 metrů ve vějíři okolo nálože, aby nebyly ve vzájemném zákrytu. Senzory byly vždy skloněny čelem k náloži. Trigrování osciloskopu DPO3034 bylo zajištěno samostatným zkratovacím čidlem.



Obrázek 5.9: Fotografie litých náloží TNT s různou velikostí počínové nálože.

5.2.4 Generátory rovinného čela detonační vlny

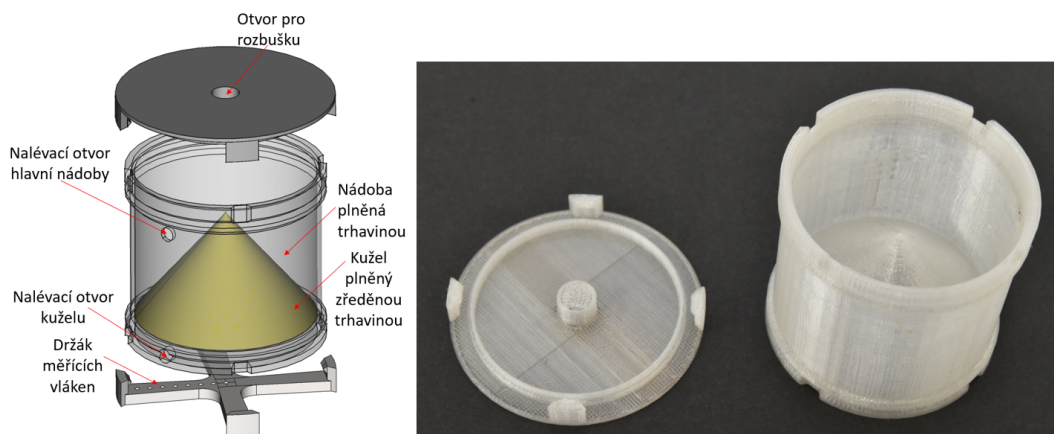
Při vývoji generátorů rovinného čela detonační vlny bylo měřeno zakřivení čela detonační vlny vystupující z nálože. Cílem bylo ovlivnit tvar detonační vlny postupující trhavinou tak, aby dorazila na její konec s co nejmenším zpožděním na okrajích nálože. Zakřivení detonační vlny je přirozený jev, ale pro mnohé experimenty je nežádoucí. Sestavy vyzkoušené v průběhu vývoje generátorů rovinného čela detonační vlny popisuje tato kapitola.

Prvním typem generátoru byla sestava založená na zcitlivěném nitromethanu diethylenaminem. Ten byl naléván do 3D tištěné sestavy vlastního návrhu. Sestava ukázaná na obrázku 5.10 se skládala se čtyř dílů. Hlavní nádoba o vnitřním průměru 50 milimetrů byla zevnitř opatřena osazením k umístění inertní vložky. Zvenku pak výřezy pro uchycení držáku optických vláken a víčka k uzavření nádoby. Výška trhaviny pod inertní vložkou byla 5 mm. Aby nevznikala vzduchová bublina pod vložkou, byla vkládána až po nalití menšího množství trhaviny. Po stranách byly navíc vytvořeny čtyři kanálky, které umožňovaly obtékání trhaviny okolo vložky.



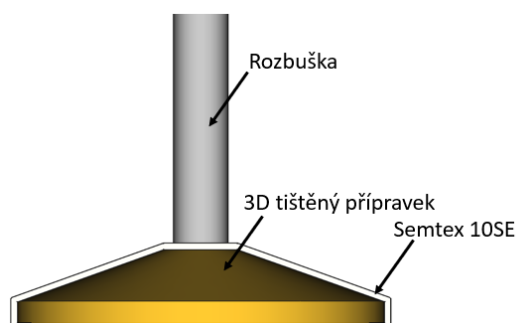
Obrázek 5.10: Generátor rovinného čela detonační vlny s inertní vložkou.

Dalším typem generátoru rovinného čela detonační vlny byla sestava válcového tvaru ukázaná na obrázku 5.11. Celá sestava s průměrem 50 mm byla vytisknuta na 3D tiskárně. To umožnilo dovnitř vtisknout kuželovou mezistěnu, která rozdělovala vnitřní prostor na dvě části. Do hlavní byla umístěna neředěná trhavina a do kuželové části trhavina zředěná, aby došlo k ovlivnění tvaru detonační vlny vzhledem k rozdílu v detonační rychlosti. Jako zředěná trhavina byla využita směs nitromethanu a methanolu.



Obrázek 5.11: Generátor rovinného čela detonační vlny s aktivní vložkou.

Posledním typem generátoru rovinného čela detonační vlny byl typ využívající listovou trhavinu Semtex 10SE. Generátor byl založen na 3D tištěném komolém kuželu, který byl obalen listovou trhavinou tak, aby nikde nevznikly spáry. Schéma sestavy ukazuje obrázek 5.12. Shora umístěná rozbuška tak iniciovala nejprve trhavinu umístěnou na horní ploše kužele a podél jeho stěny se symetricky šířila k podstavě. Právě na podstavě bylo sledováno šíření detonační vlny pomocí vysokorychlostního snímkování kamerou UHSi 12/24. Spoušť měření byla zajištěna tenkým trafo drátkem umístěným v trhavině.



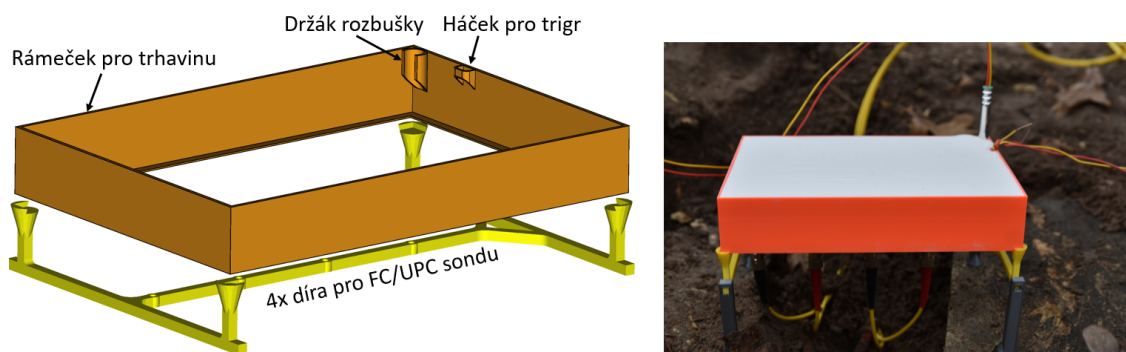
Obrázek 5.12: Generátor rovinného čela detonační vlny z listové trhaviny.

5.3 Urychlení hmoty výbuchem

Urychlení hmoty výbuchem je jeden z projevů výbuchu na okolí. V této kapitole jsou popsány experimenty, při kterých bylo urychlení provedeno vystavením kovu přímému kontaktu s trhavinou i experimenty, kde došlo k urychlení hmoty dopadem vzdušné rázové vlny.

5.3.1 Svařování výbuchem

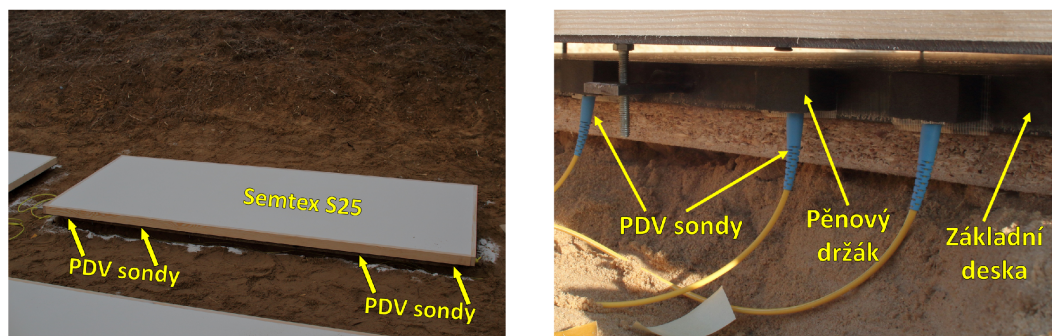
V návaznosti na diplomovou práci [112] byla využívána sestava na měření rychlosti plechu urychleného výbuchem. Uspořádání experimentu ukazuje obrázek 5.13. Rámeček je velikostí přizpůsoben jak rozměru urychlovaného plechu, tak i potřebné vrstvě trhaviny. Pro praktické uchycení rozbušky byl přidán úchyt na zasunutí rozbušky a háček pro trigr, čímž bylo minimalizováno narušení sypké trhaviny při jejich vkládání. Sestava byla doplněna také o držák FC/UPC sond k měření rychlosti pomocí PDV, který současně podpírá urychlovaný plech pouze v malé části v rozích. Proti sklouznutí z nožiček byly přidány výřezy, do kterých rámeček přesně pasuje.



Obrázek 5.13: Sestava pro svařování výbuchem v malém měřítku.

Při experimentech byla využívána trhavina Semtex S25 o výšce 13,7; 20; 25 a 30 mm. K zajištění spolehlivé iniciace byla podél kratší strany urychlovaného plechu umístěna nálož 20 g plastické trhaviny Semtex 1A. Navrženy byly dvě série experimentů, ve kterých měl urychlovaný plech tloušťku buď 5 mm nebo 0,2 mm a rozměr vždy 180x125 mm. Experimenty byly provedeny bez použití základní desky, která by sestavu doplnila v případě svařování výbuchem. Všechny experimenty byly doplněny o čtyři FC/UPC sondy metody PDV, které zajistily záznam časového průběhu rychlosti. Vzdálenost sond od urychlovaného plechu byla 15 mm mimo experiment s vrstvou trhaviny 30 mm. V tomto případě byly sondy umístěny ve vzdálenosti 20 mm. Připravené díry v 3D tištěném držáku byly vždy pod úhlem 90° a umístěny pod středem urychlované desky. Vzdálenosti mezi sondami byly 40 mm.

Ověření měřicí metody v praxi proběhlo experimentem ve velkém měřítku. Urychlovaný nerezový plech o tloušťce 4 mm a rozměru 2210x910 mm byl umístěn v úhlovém uspořádání nad základní deskou. Představná vzdálenost se zvětšovala ze 4 mm na straně s iniciací až po 15 mm na konci sestavy. Základní desku tvořil 22 mm tlustý ocelový plech o rozměru 2076x770 mm. K urychlení plechu byla použita trhavina Semtex S25, jejíž výška byla 45 mm. K iniciaci podél kratší strany byla využita bleskovička Startline 20. Umístění měřících sond bylo otestováno podél kratší i delší strany plechu. Nákres výsledné sestavy ukazuje obrázek 5.14, kde jsou sondy umístěny v pěnových držácích podél delší strany. Použité FC/UPC sondy byly výškově srovnány se základní deskou a ponechány v úhlu 90°.

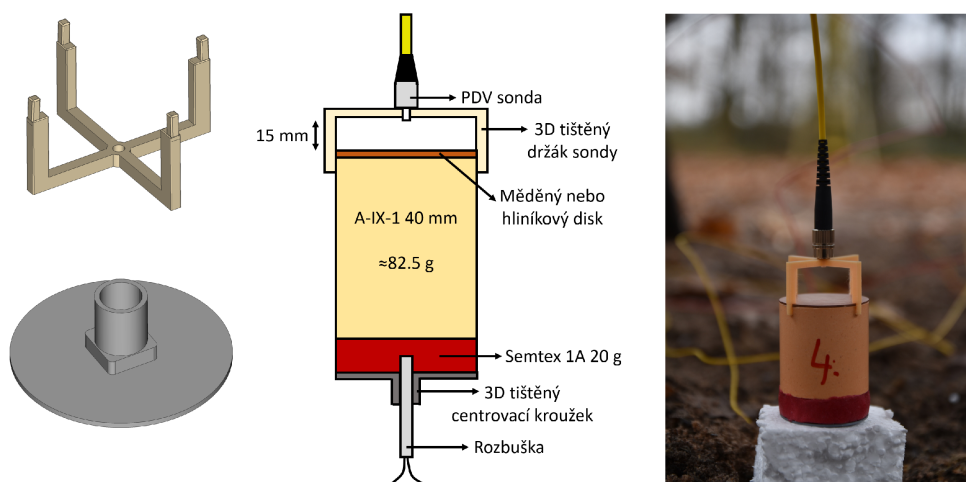


Obrázek 5.14: Sestava pro měření ve velkém měřítku a detail uchycení PDV sond.

5.3.2 Urychlení kovových disků

K urychlování kovových disků detonací přilehlé nálože byla využívána sestava uvedená na obrázku 5.15. Na obrázcích vlevo jsou vidět modely 3D tištěného příslušenství. Konkrétně křížového držáku FC/UPC sondy, která byla použita k měření rychlosti metodou PDV. Dále model centrovacího kroužku zajišťujícího kolmé umístění rozbušky do středu počínové nálože Semtexu 1A (20 g). Na obrázku uprostřed je znázorněno schéma celé sestavy a na obrázku vpravo fotografie. Pro všechny experimenty byla využita nálož trhaviny A-IX-1 o průměru i výšce 40 mm, což odpovídá hmotnosti 82,5 gramů. Urychlovány byly měděné a hliníkové disky o průměrech rovněž 40 mm vyřezané na vodním paprsku. Aby bylo zabráněno přítomnosti vzduchových bublinek mezi diskem a náloží, byla nálož potřena tenkou vrstvou maziva.

Pro ověření Gurneyho předpokladů byl navržen experiment, kde byla hliníková a měděná kolečka upravena tak, aby měla stejnou hmotnost. Vybrány byly dvě sady podle hmotností hliníkových koleček. Disky v první sadě vážily 4,8 gramů a ve druhé 10 gramů. Shoda hmotností v obou sadách byla s přesností na setinu gramu. Příslušné tloušťky a hmotnosti uvádí tabulka 5.1.



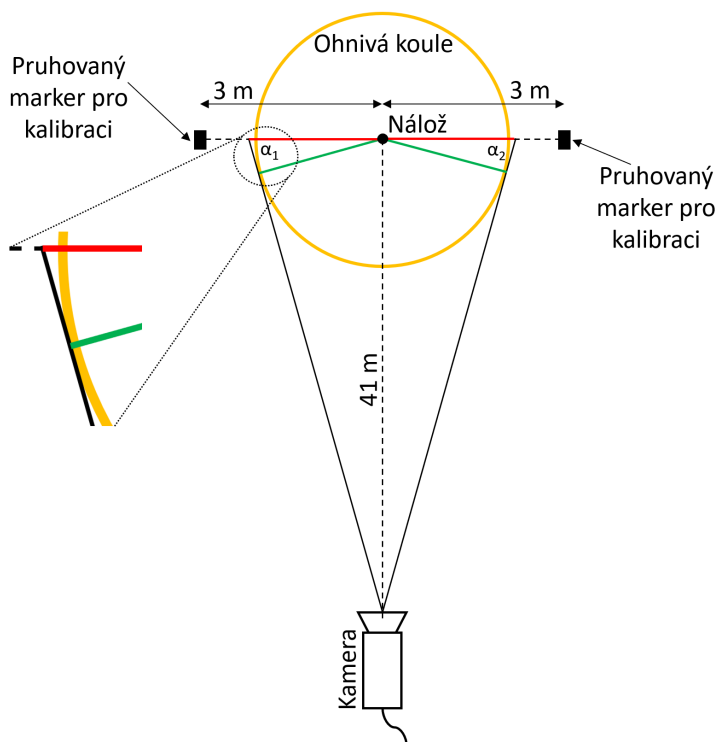
Obrázek 5.15: Sestava pro výbuchové urychlování kovových disků.

Tabulka 5.1: Vlastnosti urychlovaných disků

Materiál	Hmotnost [g]	Tloušťka [mm]
Al	4,80	1,41
Cu	4,80	0,42
Al	10,00	2,94
Cu	10,00	0,89

5.4 Stanovení velikosti plamene

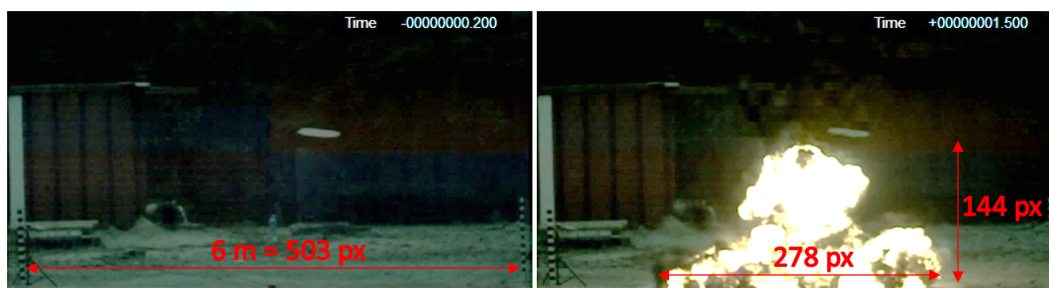
Detonace nálože je provázána vznikem plamene v místě výbuchu. Jedná se o další z projevů detonace, který byl v rámci práce sledován. Cílem bylo stanovit velikost plamene fotogrammetrickou metodou z vysokorychlostního záznamu. Fotogrammetrie umožňuje odečít rozměrů nebo vzdálenosti z pořízeného videozáznamu na základě kalibrace. Nákres experimentálního uspořádání provedených pokusů ukazuje obrázek 5.16. Vysokorychlostní kamera NAC GX3 s objektivem Tamron 70-200 mm byla umístěna ve vzdálenosti 41 metrů od nálože. V místě nálože byla vytvořena rovina kolmá k umístění kamery. V této rovině pak byly umístěny dvě dřevěné latě ve vzdálenosti přesně 6 metrů od sebe tak, aby nálož ležela 3 metry od každé z nich. Kamera byla namířena středem zorného pole na nálož. Spoušť kamery byla zajištěna zkratovacím čidlem v náloži.



Obrázek 5.16: Nákres uspořádání fotogrammetrického měření velikosti plamene.

Odečet velikosti plamene ukazuje obrázek 5.17. Na snímku nalevo lze vidět pruhované markery na krajích záběru. Ty sloužily jako ukazatel přesné vzdálenosti v rovině nálože. Ze

známé vzdálenosti mezi vytyčenými body byla vytvořena kalibrace podle množství pixelů odpovídající vzdálenosti šesti metrů. Následně byla odečtena velikost plamene v pixelech a pomocí kalibrace přepočítána na příslušnou velikost. Vyhodnocení v čase 1,5 milisekundy od okamžiku iniciace ukazuje obrázek uprostřed a napravo. Tato velikost odpovídá fiktivní velikosti vyznačené na obrázku 5.16 červeně. Proto byla přepočítána na skutečnou velikost podle úhlu alfa.



Obrázek 5.17: Stanovení velikosti plamene pomocí kalibrace.

Vedle velikosti plamene byl sledován i jeho tvar. K odečtu byl využit volně dostupný software WebPlotDigitizer, ve kterém byl tvar ručně obkreslen. Ze známého rozlišení a kalibrace pomocí ukazatelů na střelecké ploše byl tvar přepočítán z pixelů do skutečných rozměrů. Následně bylo možné určit souřadnice odečtené hrany a přepočítat na velikost. V literatuře [115] se lze setkat i s vyhodnocením velikosti pomocí MatLABu, který autoři využili k vyhodnocení pro více snímků současně.

5.5 Vizualizace vzdušné rázové vlny

Vzdušná rázová vlna je dalším z projevů detonace na okolí. Sledována byla jak při experimentech ve venkovním prostředí, tak v malém laboratorním měřítku, jak je popsáno v následujících kapitolách.

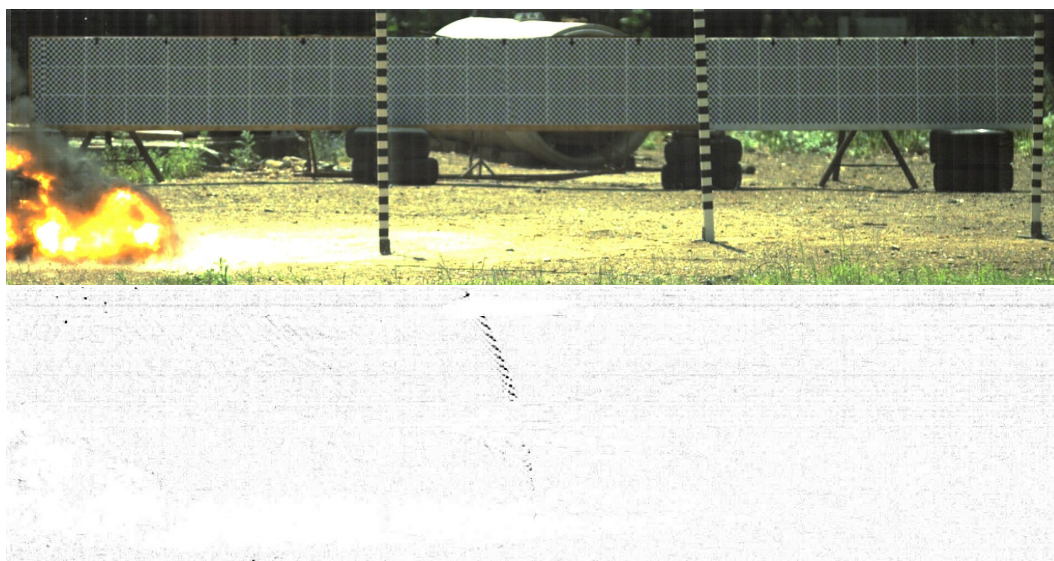
5.5.1 Vizualizace v exteriéru

Experimenty s vizualizací v exteriéru sloužily především ke stanovení parametrů VRV a byly prováděny ve střeleckém areálu ÚEnM. Využíváno bylo vysokorychlostního záznamu a fotogrammetrického stanovení pozice VRV. Aby mohla být pozice VRV odečítána přesně, musel být originální záznam zpracován metodou odečtu snímků. Každý snímek záznamu je odečten od snímku následujícího. Tím ve zpracovaném záznamu dojde ke zviditelnění všech pixelů, které se ve dvou původních snímcích liší intenzitou. Takové pixely jsou zobrazeny jako světlé. Naopak všechny pixely, které se mezi dvěma po sobě jdoucími snímky neliší intenzitou, jsou zobrazeny jako tmavé. V průběhu zpracování obrazu byla prováděna inverze barev, aby bylo docíleno bílého pozadí. Zmíněné zpracování bylo provedeno dvěma způsoby. Prvním z nich je odečet v MatLABu, kam bylo video nahráno jako sekvence individuálních snímků. Navrženým skriptem byl proveden odečet, a následně byly snímky opět uloženy. Ze zpracovaného záznamu bylo možné odečítat pozici čela VRV.

Druhou možností zpracování obrazu bylo využití programu Vegas Pro, která se ukázala jako rychlejší a praktičtější. Video nebylo nutné exportovat jako jednotlivé snímky, ale bylo

v původním formátu nahráno jako první video stopa. Ukázka z videa zpracovaného touto metodou je na obrázku 5.18, kde horní obrázek odpovídá původnímu snímku z videozáznamu v čase 5,80 ms.

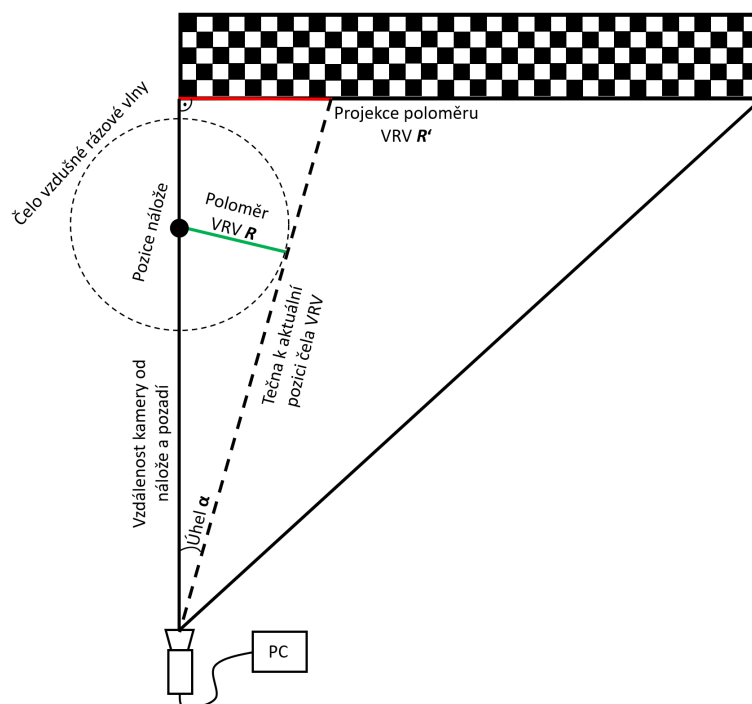
Následně bylo převedeno do černobílé formy a zduplikováno do druhé video stopy. Nakonec byla první stopa posunuta vůči stopě druhé o jeden snímek a zvoleno zobrazení rozdílu vůči stopě druhé. Další výhodou při použití Vegasu je možnost úpravy kontrastu pomocí barevných křivek, a to až do takové úrovně, kdy se barevná křivka animováním přizpůsobí co nejjasnějšímu zobrazení VRV v jednotlivých částech videa. Zpracovaný záznam získaný jako rozdíl snímků v čase 5,75 a 5,80 ms ukazuje obrázek 5.18 dole.



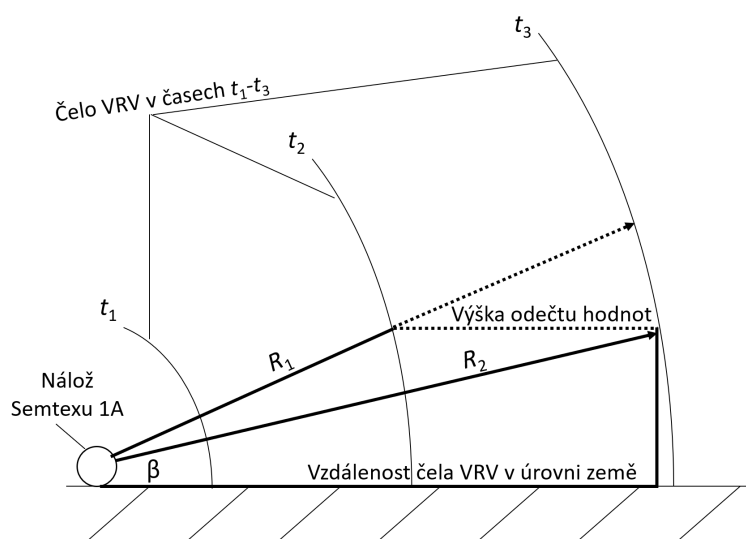
Obrázek 5.18: Zpracování snímků z vysokorychlostní kamery. Snímek v čase 5,80 ms (nahore), Výsledek odečtu snímků v časech 5,75 a 5,80 ms (dole).

Zpracovaný obraz následně sloužil k manuálnímu odečtení pozice čela rázové vlny. V čase každého snímku vysokorychlostního záznamu byla odečtena hodnota vzdálenosti aktuální pozice od nálože. Kalibrace na převod vzdálenosti z pixelů na metry byla založena na známé délce tabule v pozadí a její délce v pixelech. Odečtená hodnota projekce R' ovšem neodpovídá skutečné vzdálenosti, jak je ukázáno na obrázku 5.19. K získání skutečné vzdálenosti R bylo potřeba provést geometrické korekce na konkrétní uspořádání experimentu. Vzdálenost R tedy odpovídá poloměru kružnice, jejíž tečna na tabuli udává fiktivní vzdálenost projekce. K provedení korekce je nutné během experimentu změřit několik vzdáleností. První z nich je vzdálenost kamery od obou konců tabule. Společně se známou délkou tabule je tak získána pozice pravého úhlu mezi kamerou a rovinou s pozadím. Dále je k určení skutečné vzdálenosti nutné znát vzdálenost kamery od nálože a pomocí úhlu α lze vzdálenost R vypočítat.

Ani zmíněná korekce stále nemusí odpovídat skutečné vzdálenosti, pokud bylo pozadí a kamera umístěno v jiné výšce než nálož (typicky pro pozemní výbuch). Pak bylo nutné provést i výškovou korekci, která je znázorněna na obrázku 5.20.



Obrázek 5.19: Uspořádání experimentu vizualizace VRV.



Obrázek 5.20: Schéma výškové korekce.

Ze vzdálenosti v úrovni země (R z předchozí korekce) a výšky, ve které byla vzdálenost na tabuli odečtena, byla pomocí Pythagorovy věty vypočítána přepona, neboli skutečná vzdálenost čela VRV od původní pozice nálož. Při experimentech s náloží zavěšenou ve stejné výšce jako bylo pozadí i kamera, nemusela být výšková korekce uvažována.

Metodika zpracování obrazu ke zviditelnění pohybu rázové vlny byla v průběhu práce zdokonalena. Odečtení dvou snímků od sebe ke zvýraznění změn nemusí být posledním krokem zpracování. V této kapitole je popsáno několik kroků, kterými lze dosáhnout zpětného sloučení zpracovaného obrazu s původní videonahrávkou. Tím lze získat realistický záznam

s barevně zvýrazněným čelem VRV doplněným do původní nahrávky. Příklad zpracovaného záznamu ukazuje obrázek 5.21. Na záznamu pořízeném půjčenou kamerou i-SPEED 720 (IX Cameras) při 20 000 FPS lze vidět VRV v časech 1,65 ms a 12,15 ms po iniciaci nálože.



Obrázek 5.21: Vizualizace VRV po zpracování obrazu metodou odečtu snímků a následném sloučení s původním záznamem.

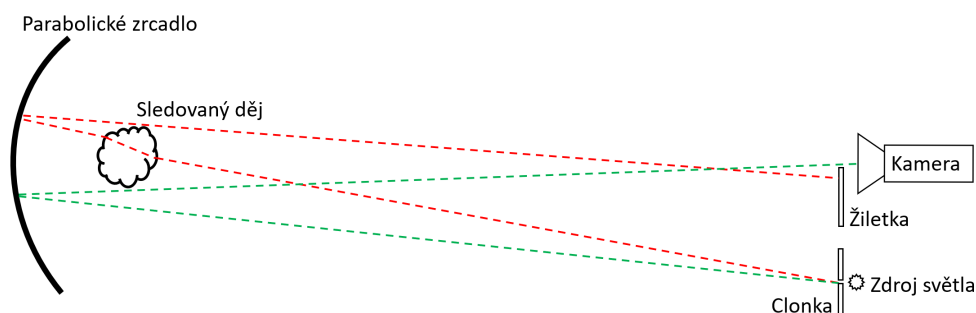
V prvním kroku dodatečného zpracování je nezbytné získat obraz s průhledným pozadím. Proto bylo využito programu Vegas Pro 16 a funkce *Chroma Keyer*. Zde lze zvolit barvu, která má být z obrazu odstraněna. V případě zpracování VRV se jedná o černou resp. bílou, pokud bylo provedeno invertování barev. Tím jsou obdrženy pouze pixely, které zviditelňují pohyb rázové vlny prostředím a zbytek obrazu zůstane průhledný. Při překrytí s časově synchronizovaným původním videozáznamem tak lze získat čelo VRV doplněné do původního obrazu. Často ovšem nastává situace, kdy je v záběru i plamen z detonace. Plamen by bez další úpravy působil rušivě a překrýval by originální záznam obarvenými pixely. K selektivnímu zvýraznění pouze VRV je proto potřeba vyříznout oblast, která nemá být metodou odečtu snímků zasažena. Toho lze docílit pomocí vytvoření negativní masky a jejím animováním překrýt časově proměnlivou velikost vynechané oblasti.

V posledním kroku byly pro ještě lepší viditelnost pixely čela rázové vlny přebarveny na červenou pomocí funkce *Color Corrector*. Z praktických zkušeností se jako nejlépe viditelná ukázala právě červená, růžová nebo světle modrá barva.

5.5.2 Vizualizace v laboratoři

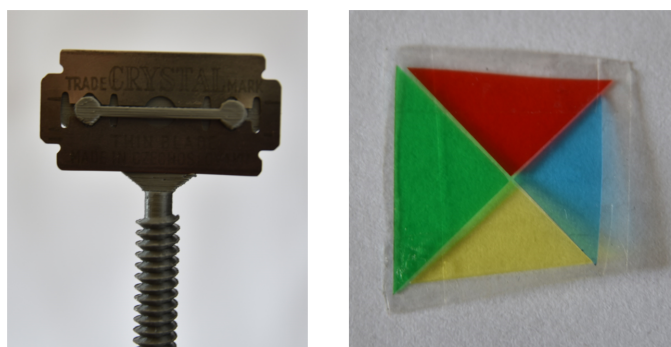
Všechny dosud popsané experimenty byly prováděny ve venkovním střeleckém areálu. Ke studiu VRV lze ovšem přistoupit i v malém laboratorním měřítku. Proto byla v rámci této práce navržena, sestrojena a experimentálně otestována šlírová metoda, se kterou na ÚEnM dosud nebyly žádné zkušenosti. Úvodní experimenty byly provedeny ve verzi s jedním zrcadlem. Na jejich základě byla v průběhu univerzitního projektu IRS 2020 sestrojena a optimalizována finální sestava se dvěma zrcadly.

V laboratorních podmínkách bylo sestaveno uspořádání šlírové metody s využitím jednoho zrcadla. Průměr použitého parabolického zrcadla byl 20 cm, ohnisková vzdálenost 120 cm. Zrcadlo bylo pevně uchyceno do laboratorního stojanu. Ve dvojnásobku ohniskové vzdálenosti, kde dochází ke sbíhání odražených paprsků do nejmenšího bodu, byla umístěna žiletka k odstínění odkloněných paprsků. Uspořádání sestavy ukazuje obrázek 5.22.



Obrázek 5.22: Schematické znázornění šlírové metody s jedním zrcadlem.

K přesnému umístění a možnosti velmi jemného nastavení pozice žiletky byl navržen 3D tištěný teleskopický stojánek ukázaný na obrázku 5.23 nalevo. V případě barevné modifikace byla žiletka nahrazena čtyřbarevným filtrem vlastní výroby (obrázek 5.23 napravo).



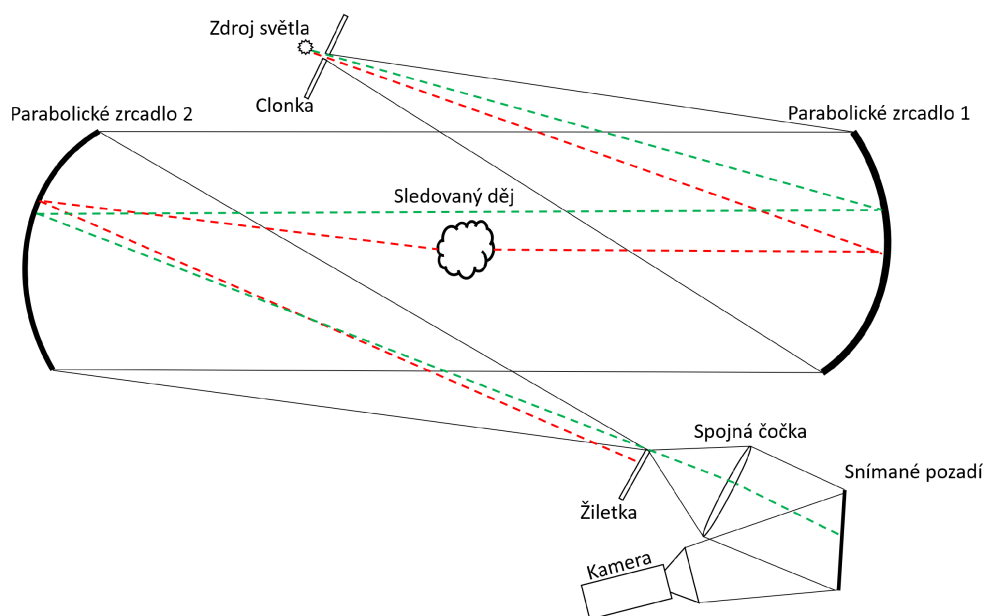
Obrázek 5.23: Detail žiletky v 3D tištěném držáku pro její přesné umístění (nalevo), detail čtyřbarevného filtru pro barevnou modifikaci šlírové techniky (napravo).

K záznamu obrazu byla využívána digitální zrcadlovka Nikon D5500 nebo vysokorychlostní kamera NAC GX3 s objektivem Tamron 70–200 mm při světelnosti $F/2,8$. Jako bodový zdroj světla byla použita 9W wolframová lampa ThorLabs SLS201L, jejíž světelný výstup byl 3D tištěnou přechodkou sveden do plastového optického vlákna. Jeho konec byl umístěn v blízkosti optické osy mezi zrcadlem a kamerou. Získaný video záznam byl následně zpracováván v programu Vegas Pro 16.

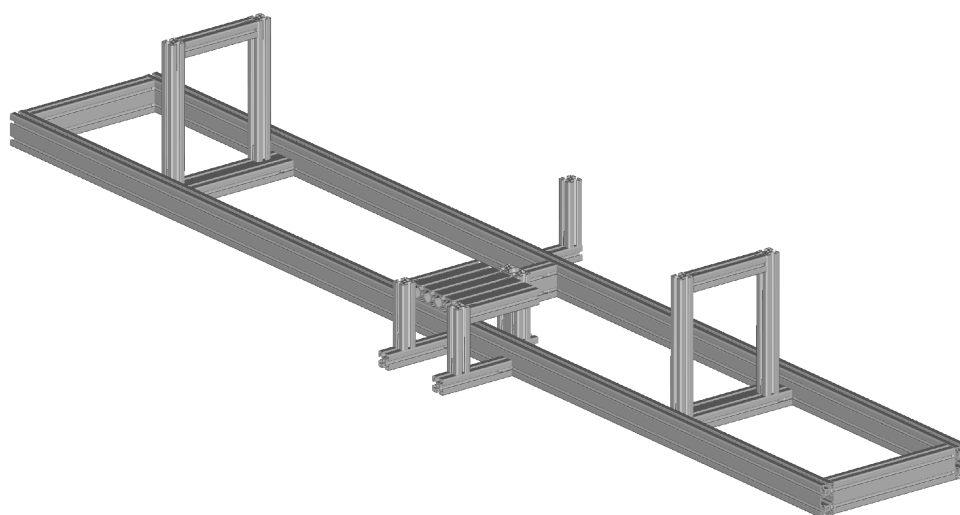
Po získání grantu IRS 2020 byla navržena šlírová metoda uspořádání se dvěma zrcadly. Schéma odladěné sestavy ukazuje obrázek 5.24. Při úvodních pokusech bylo uspořádání bez upnutí jednotlivých komponent velmi náchylné na okolní vibrace, což znemožňovalo precizní namíření. Proto byla navržena konstrukce z hliníkových profilů zobrazená na obrázku 5.25.

K uchycení zrcadel ke konstrukci sloužily standardní držáky dodané k parabolickým zrcadlům. V tomto případě byla použita zrcadla o průměru 30 cm s ohniskovou vzdáleností 120 cm. Aby bylo docíleno ostrého obrazu, byly otestovány tři způsoby vizualizace. První umožňoval sledování dějů o malých rozměrech, kdy byl obraz promítán přes ochranný UV filtr přímo na čip kamery. Ve druhém případě byla za ostrou hranu umístěna čočka (spojka, 4D nebo 10D), přes kterou byl promítán zaostřený obraz na plochu v ohniskové vzdálenosti. Obraz lze promítat do kamery také přes objektiv. Je však nutné použít objektiv s manuální clonou a pevnou ohniskovou vzdáleností. K záznamu byly využívány kamery Nikon D5500

a NAC GX3. Jako zdroj osvětlení sloužila nejprve kalibrační lampa Thorlabs SLS201L. Pro nedostatek intenzity byla nahrazena LED diodou o výkonu 100W. Ta neposkytovala rovnoměrné podsvícení a vyžadovala napěťový zdroj, proto byla finální sestava osvětlována laboratorním světlem Metaphaser MP-LE 1007 s vlastním napájením a světlem navázaným do flexibilního světlovodu zavedeným do požadovaného místa sestavy.



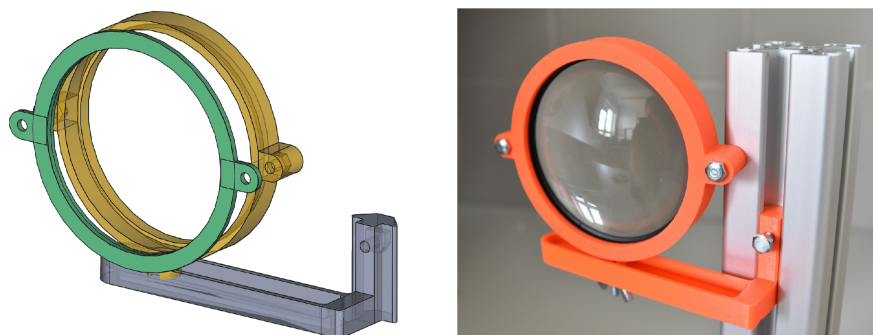
Obrázek 5.24: Schéma uspořádání šlírové metody v uspořádání se dvěma zrcadly. Červeně paprsek odkloněný při průchodu sledovaným dějem, zeleně neovlivněný paprsek tvořící rovnoměrné podsvícení.



Obrázek 5.25: Model konstrukce upínací komponenty pro z-šlírovou metodu.

Aby bylo možno upnout veškeré komponenty do přesných pozic a výšek, byla celá konstrukce navržena jako modulární tak, aby šlo s veškerými vzpěrami a úchyty pohybovat či

je úplně přemístit. K preciznímu zamíření bylo potřeba upnout obdobně polohovatelným způsobem i ostřící čočku, světelný zdroj, clonku a ostrou hranu. Proto byl navržen systém úchytnů. Příklad držáku čočky je vidět na obrázku 5.26. V kolejnicovém systému lze s celým úchytem čočky pohybovat horizontálně i vertikálně, a díky kruhové podstavě v drážce lze celým úchytem také libovolně otáčet. Totožným mechanismem byly upnuty i ostatní komponenty.



Obrázek 5.26: Polohovatelný úchyt ostřící čočky upnutý do hliníkové konstrukce.

5.6 Stanovení parametrů vzdušných rázových vln

Parametry vzdušné rázové vlny byly v průběhu práce měřeny tlakovými senzory i opticky. Senzory rovněž sloužily jako kontrolní metoda pro optické vyhodnocení dopadajícího přetlaku, proto jsou v kapitole popsány nejdříve. Následuje popis konstrukce senzoru ke stanovení rychlosti VRV a nakonec je popsána validace metod stanovení dopadajícího přetlaku z rychlosti VRV.

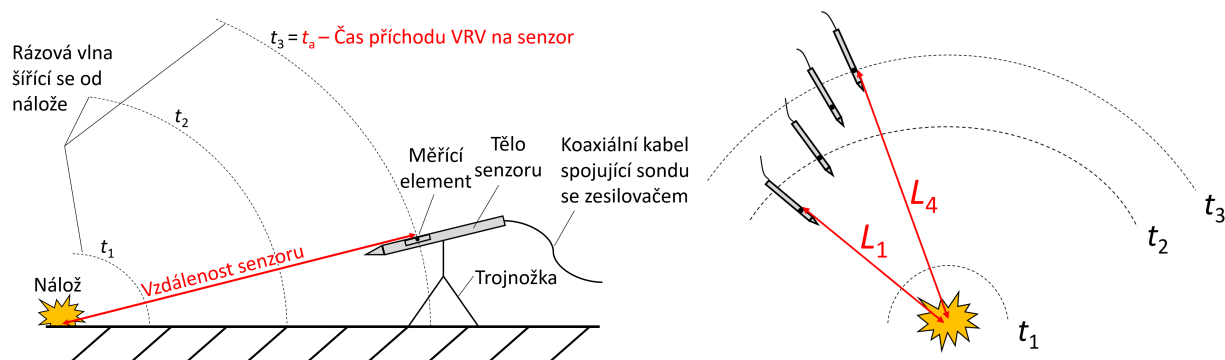
5.6.1 Měření parametrů tlakovými senzory

Měření parametrů vzdušných rázových vln probíhalo pomocí tlakových senzorů PCB ICP 137A23. Ty byly koaxiálními kabely RG58 napojeny na zesilovač PCB ICP 482A22, který byl napojen na čtyřkanálový osciloskop Tektronix DPO 3034. V případě experimentů s více než čtyřmi senzory byl od prvního osciloskopu trigrován druhý osciloskop (Tektronix MDO 3034), na němž byly zapojeny až tři další senzory.

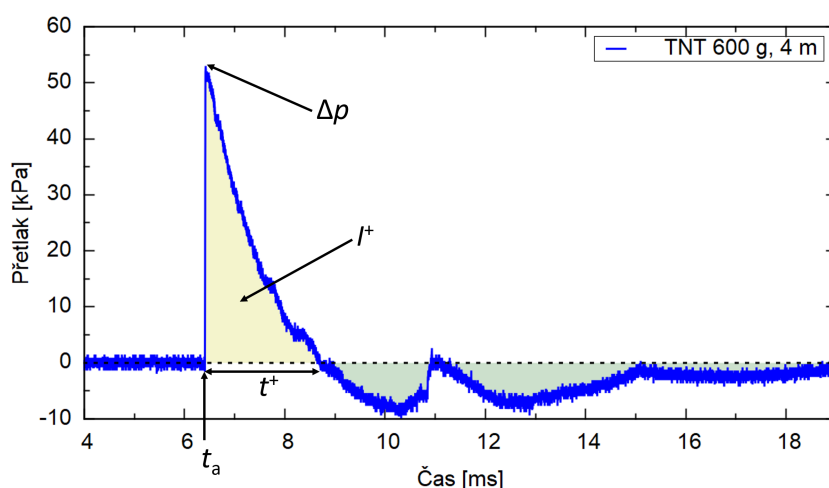
Schéma uspořádání experimentu pro měření parametrů VRV je ukázáno na obrázku 5.27. Červeně jsou vyznačeny parametry, které ukazují vzdálenost senzoru od nálože a čas příchodu vzdušné rázové vlny na tlakový senzor. Senzory byly rozmístěny do prostoru kolem nálože tak, aby nikdy nebyly ve vzájemném zákrytu a nedocházelo tak k ovlivnění šíření VRV vlivem jejich obtékání.

Zpracování surových dat z tlakových senzorů probíhalo v programu GNU Octave skripty vlastní tvorby. Načítána byla data uložená osciloskopem a zpracována do finální podoby spolu s automatickým vertikálním rovnáním signálu do nuly, volitelným ořezem dat nebo jejich převzorkováním. Sledované veličiny jsou znázorněny na obrázku 5.28, který ukazuje tlakový průběh změřený ve vzdálenosti čtyř metrů od nálože 600 gramů TNT. Žlutě je podbarvena pozitivní tlaková fáze a zeleně negativní, která nebyla vyhodnocována. Elektrické záznamy naměřené osciloskopem byly přepočítány na přetlaky pomocí výrobcem dodaných

kalibračních konstant vždy pro příslušný senzor. Vzorový skript ke zpracování dat uvádí příloha C.



Obrázek 5.27: Grafické znázornění měření parametrů VRV.

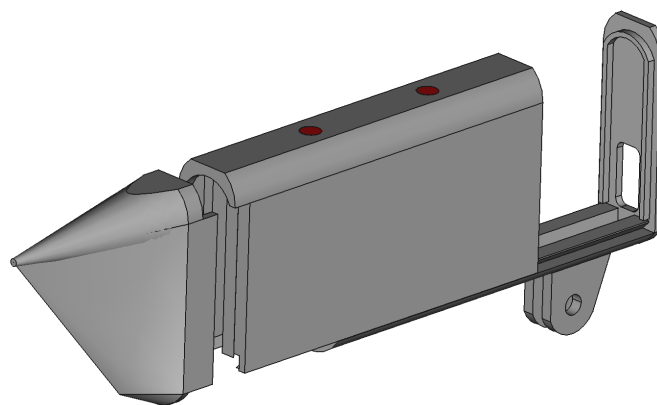


Obrázek 5.28: Grafické znázornění parametrů VRV.

Po přepočtení dat na průběh přetlaku v čase byly signály vykresleny do grafu. Z jednotlivých kanálů byly manuálně odčítány hodnoty přetlaku a času příchodu VRV na konkrétní senzor. K vyhodnocení impulsu byly časové průběhy přetlaku z předešlého obrázku integrovány. Z obdržených integrálních křivek byl odečítán impuls jako maximum integrální křivky. Často musel být odečtený impuls korigován, neboť základní hladina signálu nebyla srovnána úplně do nuly.

5.6.2 Konstrukce senzoru k měření rychlosti VRV

V předložené práci je značná část věnována fotogrammetrickému stanovení rychlosti VRV, které dosud nebylo na ÚEnM testováno. Aby bylo možné rychlost stanovenou optickou metodou ověřit, bylo nutné sestavit techniku, která by nezávisle měřila rychlost VRV. Většina dostupných tlakových senzorů obsahuje pouze jeden měřící element, proto byl s pomocí 3D tisku navržen a sestaven senzor se dvěma měřícími elementy. Jeho model je ukázaný na obrázku 5.29.

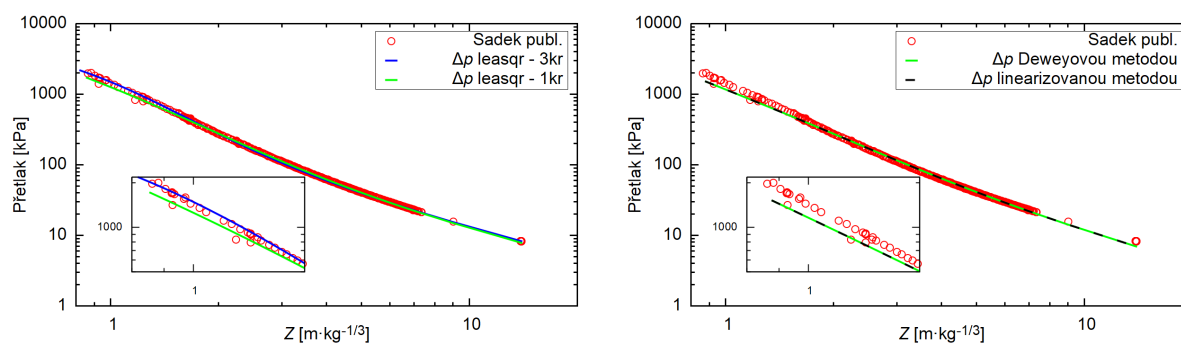


Obrázek 5.29: Konstrukce 3D tištěného senzoru pro měření rychlosti VRV.

Senzor se pro snazší instalaci tlakových čidel PCB 113B22 skládá ze tří částí. Čidla jsou na obrázku reprezentována červeně a jsou na závitu zamontovaná do středové části. K té může být následně přidána špička senzoru, která byla vyrobena samostatně, aby šla lehce vyměnit a umožnila lepší přístup do středové části. Dalším využitím je výměna špičky senzoru za typ, do kterého lze přidat tlakový senzor k měření celkového přetlaku. Celý senzor je následně zpevněn dnem spolu se zadní stěnou, která po zasunutí drží tělo senzoru pohromadě a umožňuje uchycení na stativ pomocí držáků kompatibilních se sportovními kamerami. Ze známé vzdálenosti mezi tlakovými senzory (v uvedeném případě 4 cm) a změřených časů příchodu VRV, lze stanovit lokální rychlost šíření vzdušné rázové vlny.

5.6.3 Srovnání metod stanovení přetlaku z rychlosti VRV

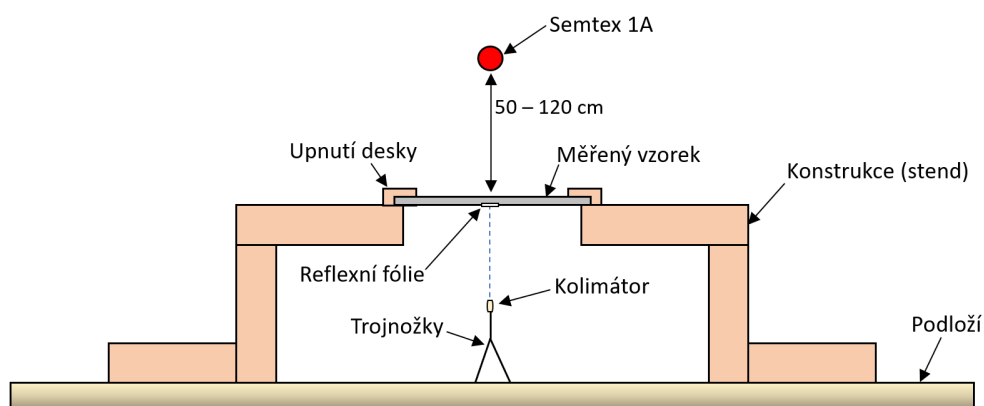
Ze znalosti rychlosti vzdušné rázové vlny lze stanovit přetlak v jejím čele. V teoretické části byly popsány dvě metody, které jsou zde srovnávány. Aplikace metod na literární data byla popsána v konferenčním příspěvku [116], jehož cílem bylo dopočítat přetlaky publikované. Zde vykazoval nejlepší shodu postup navržený Sadkem ve třech krocích, jak ukazuje obrázek 5.30 nalevo. Z publikovaných hodnot časů příchodu byly vypočítány totožné hodnoty přetlaků, jaké publikoval sám Sadek. Deweyova rovnice pro stejná data se již od publikovaných přetlaků lišila především v oblasti nízkých redukovaných vzdáleností (viz obrázek 5.30 napravo). Přestože jsou v práci používány obě metody, z uvedeného důvodu je Sadkova rovnice preferována.



Obrázek 5.30: Aplikace Sadkovy (nalevo) a Deweyovy (napravo) rovnice na literární data.

5.7 Průhyb ocelové desky zatížené dopadem VRV

Jako součást studia projevů detonace na její okolí byly provedeny experimenty sledující průhyb ocelové desky zatížené dopadem vzdušné rázové vlny. Ta byla generována detonací kulové nálože plastické trhaviny Semtex 1A. Nálož byla zavěšena v požadované výšce nad ocelovou deskou o rozměrech 50x50 cm, která byla umístěná v masivní kovové konstrukci. V průběhu experimentů byly využívány dvě desky o tloušťkách 5 a 10 mm. Schématické uspořádání je ukázáno na obrázku 5.31.



Obrázek 5.31: Schématické uspořádání experimentu k měření průhybu ocelové desky zatížené dopadem VRV.

Fotografie jsou ukázány na obrázku 5.32, kde nalevo lze vidět celou kovovou konstrukci včetně systému zavěšení. Fotografie napravo ukazuje detail zavěšené padesátigramové nálože. Hmotnosti náloží se pohybovaly v rozmezí 50 až 500 gramů pro tlustší z desek a výšky zavěšení od 40 do 140 cm. Tenčí z desek byla vystavena rázovým vlnám od nálože 50 gramů Semtexu 1A, které byly zavěšeny ve výškách od 50 do 150 cm.



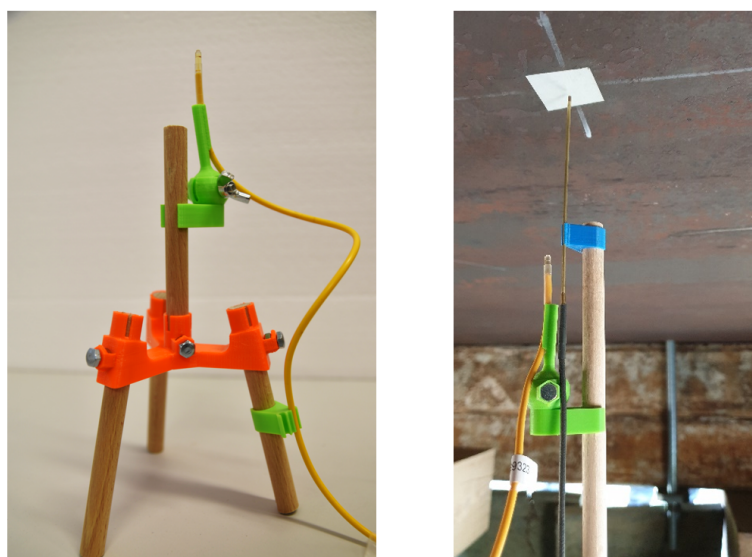
Obrázek 5.32: Fotografie uspořádání experimentu pro měření průhybu ocelové desky.

K měření rychlosti prohýbání vzorku bylo použito PDV. Konkrétně její čtyřkanálová verze napojená na osciloskop Tektronix DPO 704004C. K měření byl použit kolimátor umístěný na zemi pod ocelovou konstrukcí a zaměřený na střed desky. Aby byl zajištěn spolehlivý odraz laserového paprsku, byla na povrch desky přilepena retro reflexní fólie, jak ukazuje obrázek 5.33.



Obrázek 5.33: Detail namíření laseru a umístění piezoelektrického čidla.

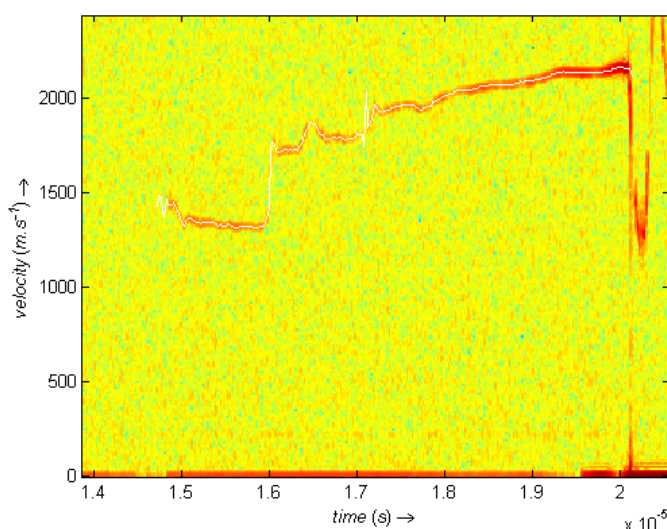
Pro měření průhybů ocelové desky, bylo nutné umístit měřicí sondy do blízkosti výbuchu pod měřenou desku. K tomu bylo nutné vyřešit jejich uchycení pod deskou a rovněž jejich snadné a spolehlivé míření ve stísněném prostoru. Vzhledem k šanci zničení měřících sond včetně úchytů nebylo možné použít komerčně dostupné stativy nebo držáky optiky. Z uvedených důvodů byl navržen a sestrojen stativ s nízkou cenou a dostupnými komponenty. Navržený stativ je proto možné využívat i v místech, kde bude sloužit jako stativ jednorázový. Zkompletovaný stativ spolu s popsávanými 3D modely ukazuje obrázek 5.34.



Obrázek 5.34: Stativ vhodný k jednorázovému použití v blízkosti výbuchu.

K sestrojení stativu bylo využito 3D tisku, bukových tyčí o průměru 10 mm, maticek a šroubků M4. Aby bylo možné uchytit kolimátor, byl navržen nacvakávací držák s kulovou hlavou. Právě kulová hlava byla uzpůsobena k držení kolimátoru nasunutím a umožňuje snadné a přesné míření laseru i ve velmi stísněných podmínkách. Stativ lze doplnit o uchycení jakéhokoliv dalšího senzoru, viz piezoelektrické číslo na obrázku 5.33.

Část z úvodních experimentů byla doplněna o nezávislou metodiku měření piezoelektrickým čidlem. To bylo umístěno v přesně známé vzdálenosti pod ocelovou deskou, aby byl zajištěn kontakt při jejím prohýbání. Kontaktem byl vygenerován elektrický signál vedený koaxiálními kabely na osciloskop Tektronix DPO 3034. Cílem nezávislého měření bylo ověřit přesnost výsledků metody PDV, která průhyb poskytovala po integraci rychlostních záznamů. Spuštění měření bylo zajištěno pomocí společného zkratovacího čidla, šlo proto o časově synchronizovaná měření. Změřená data jsou odesílána na digitální osciloskop ve formě napěťového signálu. K získání závislosti rychlosti na čase je proto nutné provést zpracování naměřených dat. K vyhodnocení rychlosti z napěťového signálu je nutné zjistit frekvence beatů tvořených interferencí původního záření laseru se zářením odraženým. K tomu je využíváno krátkodobé Fourierovy transformace (STFT). Výsledkem je spektrogram ukázaný na obrázku 5.35.

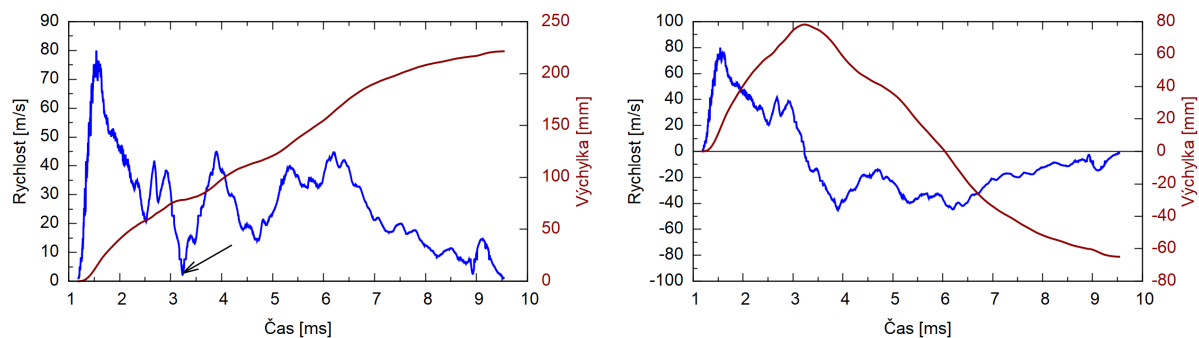


Obrázek 5.35: Ukázka spektrogramu a proložení rychlostního profilu.

Rychlostní profil zobrazený na spektrogramu je následně proložen v oblasti nejvyšší intenzity a exportován jako datový soubor. Na spektrogramu nelze rozlišit, zda se povrch pohybuje směrem k měřící sondě nebo od ní. Pro experimenty, kde docházelo k pohybu v obou směrech (typicky průhyb materiálu zatíženého dopadem vzdušné rázové vlny), byl vytvořen skript pro GNU Octave.

Skript umožňuje přepočtení datového souboru tak, aby odpovídal reálnému pohybu desky. Graf na obrázku 5.36 vlevo ukazuje naměřený signál před úpravou a graf vpravo po jeho přepočtení. Rychlostní profily byly vykresleny spolu s integrálními křivkami, které odpovídají aktuální výchylce. Podstatou zpracování je otočení rychlostního profilu v okamžiku, kdy dojde k poklesu rychlosti na nulu (zastavení v okamžiku maximální výchylky). Uvedený

okamžik je na grafu zvýrazněný šipkou. Signál zpracovaný tímto způsobem odpovídá realitě a umožňuje sledování rychlosti i výchylky v čase.



Obrázek 5.36: Graf nezpracovaného (nalevo) a zpracovaného (napravo) záznamu průhybu desky zatížené dopadem VRV.

Část III

Výsledky a diskuze

Kapitola 6

Studium detonace

V úvodní kapitole výsledkové části je pozornost věnována nejprve stanovení detonační rychlosti trhavin. Navazuje část o vlivu iniciace a šíření detonace náloží včetně možnosti ovlivnění jejího tvaru generátorem rovinného čela detonační vlny. K dosažení uvedených výsledků byly využity výhradně optické metody jako vysokorychlostní snímkování a pasivní optický systém Optimex.

6.1 Měření detonační rychlosti

Měření detonační rychlosti sloužilo k charakterizaci trhavin nebo jako výchozí hodnota pro vzájemně navazující experimenty. Vybrány byly neideální trhaviny, na kterých byla testována metodika měření detonační rychlosti optickými vlákny včetně vlákna navrtaného, jak bylo popsáno v experimentální části. Metoda funguje spolehlivě pro brizantní trhaviny, proto bylo cílem zjistit, zda lze použít i pro trhaviny „kašovitě“ konzistence nebo pomalu detonující trhaviny. Kapitola dále popisuje měření detonační rychlosti kapalných trhavin. Detonační rychlost nitromethanu ředěného methanolem byla měřena s cílem navrhnout moderní a levný generátor rovinného čela detonační vlny. Souhrn provedených měření je prezentován v této kapitole.

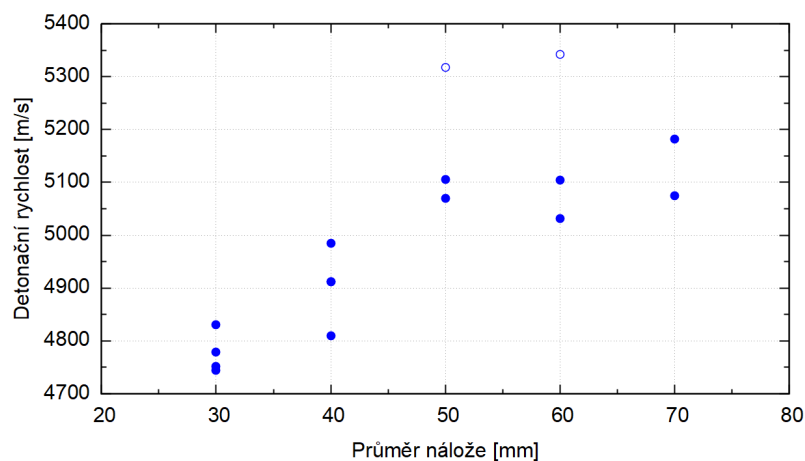
6.1.1 Emulzní trhavina

Detonační rychlost emulzní trhaviny byla měřena pro nálože o průměru 30 až 70 milimetrů. K měření byl využit přístroj Optimex-64 v konfiguraci s osmi kanály. Využívána byla skleněná vlákna. Parametry jednotlivých náloží válcového tvaru a odpovídající detonační rychlosti shrnuje tabulka 6.1. Experiment byl navržen s cílem zjistit závislost detonační rychlosti na průměru neutěsněné nálože.

Z naměřených hodnot detonačních rychlostí byla sestavena závislost detonační rychlosti na průměru nálože, kterou ukazuje obrázek 6.1. Na grafu lze sledovat trend, kdy pro nálože od 30 do 50 mm detonační rychlost roste spolu se zvětšujícím se průměrem. Nad průměrem 50 milimetrů pak dochází ustálení detonační rychlosti. Na základě uvedených výsledků proto lze prohlásit, že emulzní trhavina detonuje při hustotě $1,1 \text{ g/cm}^3$ rychlostí přibližně 5100 m/s . Dva naměřené body do uvedené závislosti nesedí kvůli příliš vysoké rychlosti, proto byly zobrazeny prázdnými body. Lze předpokládat, že jde o experimentální chybu související s připravenou emulzní trhavinou, neboť automatické vyhodnocení na Optimexu-64 i kontrolní ruční vyhodnocení z optických signálů poskytly vždy obdobně vysokou rychlost.

Tabulka 6.1: Parametry náloží emulzních trhavin a příslušné detonační rychlosti

Průměr [mm]	Délka [cm]	Hmotnost [g]	Hustota [g/cm^3]	Detonační rychlost [m/s]
30	35	319,3	1,118	4744
30	31	255,4	1,098	4752
30	30	254,0	1,144	4752
40	31	473,9	1,120	4912
40	30	413,1	1,129	4912
40	28	397,6	1,107	4985
40	30	410,9	1,090	4810
30	60	511,0	-	4830
50	26	581,0	1,100	5318
50	28	597,0	1,106	5070
50	33	747,0	-	5106
60	31	877,0	-	5032
60	33	917,0	-	5104
60	33	937,0	-	5342
70	27	1102	-	5075
70	28	1154	-	5182



Obrázek 6.1: Závislost detonační rychlosti emulzní trhavin na průměru nálože.

Výsledky neutěsněných náloží byly porovnávány s detonačními rychlostmi emulzní trhavin naplněné do kovových trubek. Využity byly jak měděné tak hliníkové trubky. Vliv utěsnění nálože na detonační rychlost shrnuje tabulka 6.2. V ní lze pozorovat obdobnou rychlost pro neutěsněnou nálož o průměru 40 mm s utěsněnými náložemi o průměrech 15 a 16 mm. Hustota všech náloží byla $1,1 \text{ g}/\text{cm}^3$. Tabulka ukazuje, jak zásadní vliv má utěsnění nálože na parametry emulzní trhavin.

Tabulka 6.2: Vliv utěsnění na detonační rychlost emulzní trhavinu

Průměr nálože/obalu [mm]	Typ obalu	m_{trhavinu} [g]	D [m/s]
16/20	Hliníková trubka	44	4277
16/20	Hliníková trubka	44	4474
15/18	Měděná trubka	38	4556
15/18	Měděná trubka	38	4645
40/40	Plastové střívko	382	4674

6.1.2 Semtex S25

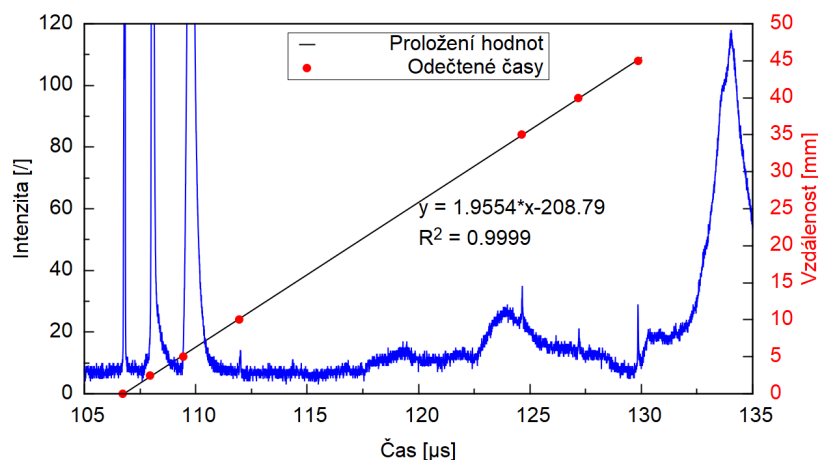
Měření detonační rychlosti Semtexu S25 bylo provedeno s cílem charakterizovat trhavinu běžně využívanou například ke svařování výbuchem. Současně byla ověřena metoda měření navrtaným optickým vláknem i pro slabé sypké trhaviny. Trhavina byla navíc připravena v sestavách s jedním rozměrem okolo hranice dolního mezného průměru. Ten uvádí výrobce pro plochou nálož bez utěsnění 10 mm [117]. Měření proběhlo více typy optických sond. V náloži bylo umístěno 8 skleněných vláken a současně tři navrtaná plastová vlákna podél dna sestavy. Tato vlákna se lišila vzdálenostmi mezi navrtanými dírami. Dosažené výsledky shrnuje tabulka 6.3. Na hodnotách změřených skleněnými vlákny shora nálože lze pozorovat pokles detonační rychlosti spolu s klesající vrstvou trhavinu. Potvrzuje se i tvrzení výrobce o dolním mezném průměru, protože u náloží s výškou 5 mm byla zaznamenána detonační rychlost pod 1,5 km/s, což značí, že detonace nebyla stabilní. Nálože s výškou trhavinu 30 mm poskytly i poměrně spolehlivé měření navrtaným optickým vláknem. V tabulce lze pozorovat, že výsledky navrtaných sond se shodují s výsledky ze skleněných vláken s odchylkou očekávanou pro takto neideální trhavinu.

Tabulka 6.3: Detonační rychlosti Semtexu S25

Výška vrstvy [mm]	Hustota [g/cm ³]	D_{skla} [m/s]	$D_{5\text{mm}}$ [m/s]	$D_{2,5\text{mm}}$ [m/s]	$D_{10\text{mm}}$ [m/s]
30	1,16	2178	2156	-	2145
30	1,17	2201	2166	2258	2252
20	1,20	2125	2249	-	-
20	1,14	2021	2134	-	1927
10	1,20	1896	-	1955	-
10	1,21	1883	2006	-	-
5	1,09	1337	-	-	-
5	1,15	1531	-	-	-

V tabulce byly vynechány některé hodnoty. Důvodem je nezachycení některých ran navrtanými sondami. Ukázkou výsledků experimentu s vrstvou 10 mm trhavinu ukazuje obrázek 6.2. Modrá křivka reprezentuje změřený světelný průběh, kde je zřetelných pouze několik signálů. Jejich časy byly odečteny a jsou znázorněny červeně. Vzhledem k rovnoměrnému navrtávání děr je evidentní, že nedošlo k zaznamenání signálu pro všechny z nich. Vyhodnocení takového signálu proto bylo komplikované kvůli určení správných vzdáleností

mezi dírami. Obdobný jev byl pozorován u většiny ze signálů, a některé se dokonce nepovedlo vyhodnotit. Z uvedených důvodů nelze měření navrtným optickým vláknem doporučit pro sypké trhaviny s nízkou detonační rychlostí.



Obrázek 6.2: Vyhodnocení detonační rychlosti Semtexu S25 pro 10mm vrstvu.

6.1.3 Nitromethan

Detonační rychlost nitromethanu (NM) byla měřena optickou metodou s využitím šesti kanálů přístroje Optimex-64. Trhavina byla ředěna methanolem v souvislosti s navazujícím vývojem generátorů rovinného čela detonační vlny. Sledována byla závislost detonační rychlosti na přídávku methanolu. Experimenty byly provedeny v trubce o vnitřním průměru 47 mm a délce cca 28 cm. Na rozběh a ustálení detonace bylo ponecháno 120 mm.

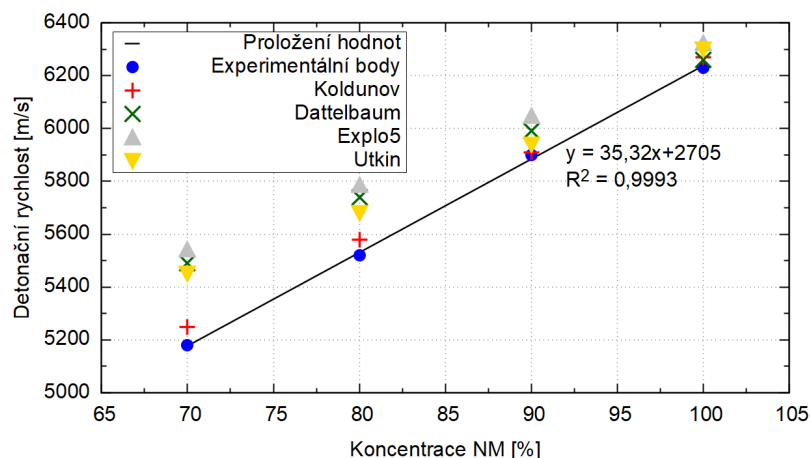
Dosažené výsledky byly srovnány s hodnotami uvedenými v literatuře a výpočetním programem Explo5 [118]. Zatímco Koldunov [119,120] provedl experimentální měření parametrů v průměru 50 mm, Dattelbaum [121] využil výpočetního programu Cheetah 6.0 a následně prováděl korekci hodnot podle rozměru nálože. Výsledky po korekci autor uvádí nižší (a tím bližší výsledkům změřeným v rámci předložené práce), proto jsou v tabulce 6.4 uvedeny hodnoty po přepočtu. Další výsledky experimentů publikoval Utkin [122]. Autor také sledoval vliv množství použitého aminu ke zcitlivění nitromethanu [123].

Tabulka 6.4: Detonační rychlosti nitromethanu v závislosti na přídávku methanolu

Poměr NM/MeOH	Hustota [g/cm ³]	$D_{\text{experiment}}$ [m/s]	D_{Koldunov} [m/s]	$D_{\text{Dattelbaum}}$ [m/s]	D_{Explo5} [m/s]	D_{Utkin} [m/s]
100/0	1,13	6230	6270	6260	6323	6300
90/10	1,088	5900	5910	5990	6047	5940
80/20	1,044	5521	5580	5740	5786	5680
70/30	1,005	5179	5250	5490	5542	5450

V tabulce lze pozorovat velmi dobrou shodu změřených hodnot s výsledky, které uvádí Koldunov [119,120]. Jeho experimenty byly provedeny v téměř identickém uspořádání jako experimenty v této práci. Výsledky byly vykresleny do grafu 6.3 a proloženy přímkou.

Z grafu je patrné, že s narůstajícím ředěním klesá detonační rychlost lineárně. Vypočítané hodnoty Dattelbaumem se s měřením v této práci příliš neshodují. Výpočet pomocí programu Explo5 pro nezředěnou trhavinu detonační rychlost nadhodnotil. Stejně jako v případě výpočtu Dattelbauma, s mírou zředění detonační rychlost klesala pomaleji než ukázal experiment. Překvapivé je, že experimenty provedené Utkinem se shodují spíše s výsledky výpočetních programů než s experimenty v rámci této práce a Kuldunova. Hranice ředění, kdy již trhavina nedetonuje, nebyla stanovována. Koldunov [120] ji uvádí přibližně 40 %.



Obrázek 6.3: Závislost detonační rychlosti nitromethanu na ředění methanolem.

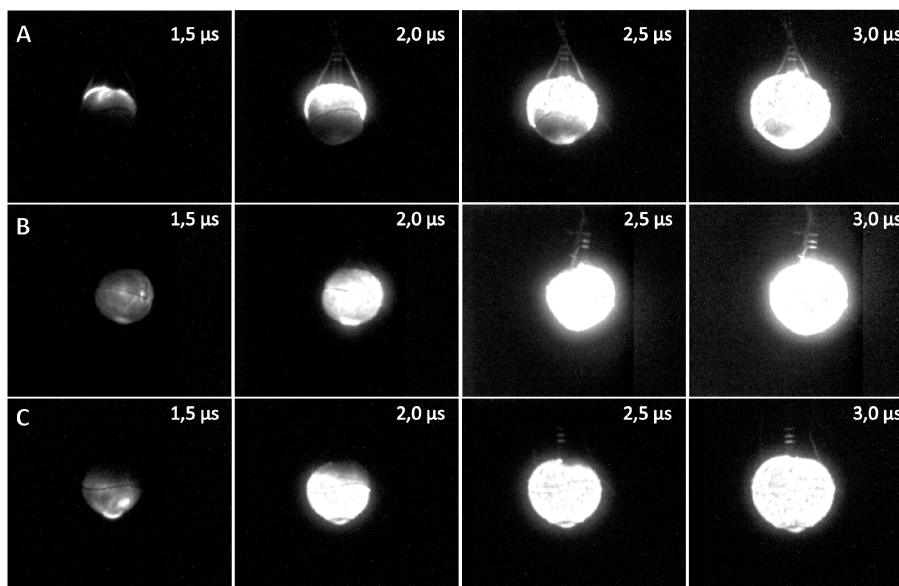
6.2 Vliv iniciace na šíření detonace

Vliv iniciace nálože byl studován s cílem lépe porozumět procesu tvorby vzdušné rázové vlny. Snahou bylo také ovlivnit tvar detonační vlny pomocí konstrukčně jednoduchého a levného generátoru rovinného čela detonační vlny. Dosažené výsledky jsou prezentovány v následujících kapitolách.

6.2.1 Vliv pozice iniciace

Vliv umístění rozbušky byl zkoumán s cílem zjistit, jak její umístění ovlivňuje tvorbu vzdušné rázové vlny. Rozbuška byla do nálože umístěna v různých hloubkách a sledováno bylo, zda detonační vlna dorazí na povrch nálože v celém objemu současně a jaký tvar budou mít zplodiny v rané fázi expanze do okolí. Shrnutí výsledků prezentuje obrázek 6.4, který je po řádcích rozdělen na tři sekvence. Sekvence A odpovídá náloži 50 gramů Semtexu 1A vytvarovaného do koule. Rozbuška byla umístěna shora 25 mm hluboko. Vzhledem k průměru nálože 40 milimetrů bylo dno rozbušky 5 mm pod středem nálože. Na snímcích je vidět detonační vlna, která se šíří náloží shora dolů a detonace ve spodní části nálože má zpoždění proti vrchní části 1,5 μ s. Sekvence B ukazuje snímky, kde byla rozbuška umístěna svým dnem 10 mm pod středem nálože. Ze sekvence je evidentní, že detonace celého povrchu kulové nálože nastává prakticky v jeden okamžik pro celý povrch nálože. Situaci, kdy byla rozbuška umístěna hlouběji než odpovídá středu nálože (konkrétně 35 mm z celkových 40 mm), ukazuje sekvence C. Na snímcích lze pozorovat detonační vlnu šířící se ze spodní části nálože vzhůru. Obdobného výsledku bylo docíleno i pro nálože o hmotnosti 250 g a průměrem 70 mm.

Záznamy při snímkovací rychlosti dvou milionů FPS ukázaly jako dostatečně přesné umístění i 5 mm za středem nálože. K zajištění skutečně centrální iniciace nálože lze považovat jako vhodné umístění rozbušky dnem o 5–10 mm hlouběji, než odpovídá geometrickému středu kulové nálože. V případě jiného umístění nastává detonace nejprve v horní/dolní části nálože v závislosti na umístění rozbušky. Ze snímků pořízených 3,0 μs po roznětu lze pozorovat tendenci detonačních zplodin rozpínat se v kulovém tvaru nehledě na umístění rozbušky. Z toho lze usuzovat, že i vzdušná rázová vlna bude mít kulový tvar. V závislosti na směru šíření detonační vlny však lze očekávat rozdíly ve směru pohybu detonačních zplodin. Rovněž parametry VRV v blízkosti výbuchu jsou ovlivněny tvarem nálože, jak popsal Needham [124].

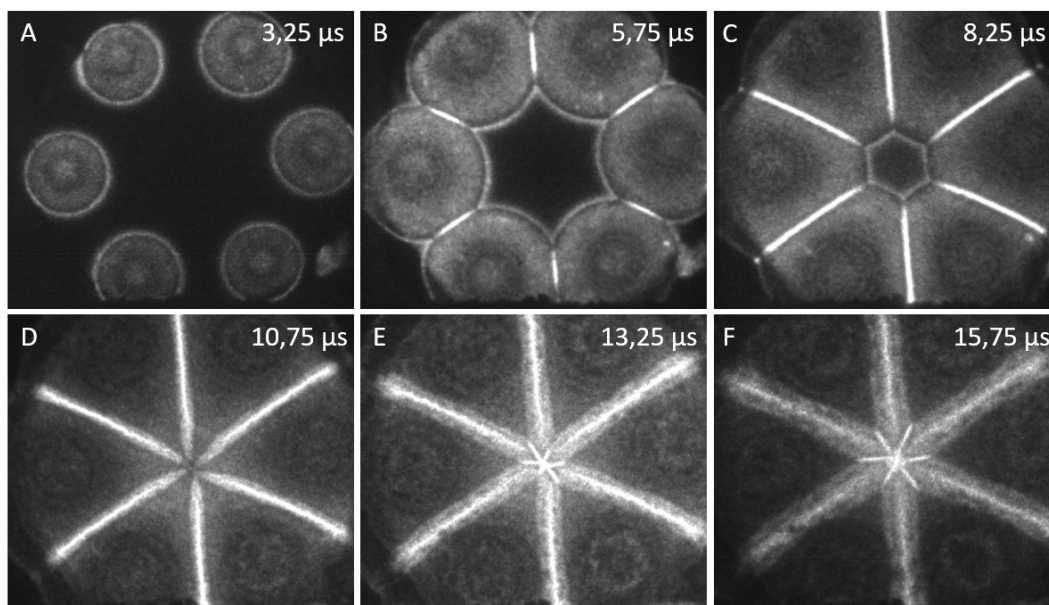


Obrázek 6.4: Sekvence snímků detonační vlny vystupující z kulové nálože v závislosti na umístění rozbušky. Pořízeno při 2M FPS a expoziční době 100, 200 a 50 ns.

6.2.2 Interakce detonačních vln

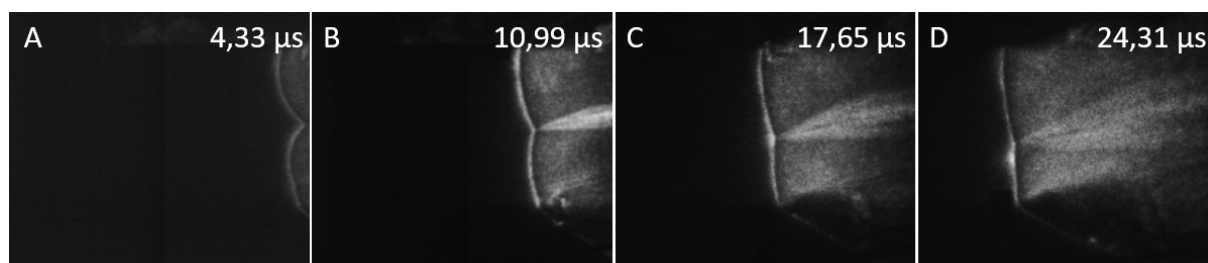
Šíření detonační vlny listovou trhavinou bylo sledováno s cílem ověřit chování detonační vlny v místech srážu. Nabízela se otázka, zda při setkání detonačních vln nedochází ke vzniku Machovy vlny stejně, jako se děje se u vzdušných rázových vln. S cílem tuto teorii ověřit byly provedeny experimenty s iniciací listové trhaviny ve 3 a 6 bodech. Sekvenci snímků pořízených pro sestavu s šestibodovou iniciací ukazuje obrázek 6.5.

Snímek A ukazuje moment po časově synchronizované iniciaci šesti rozbuškami najednou, kde se detonační vlny šíří v kruzích listovou trhavinou. Na snímku B a C lze pozorovat sráž detonačních vln v podobě jasnějších míst způsobených lokálním nárůstem tlaku. Snímek D ukazuje moment, kdy zreagovala veškerá trhavina a detonační vlny se srazily ve středu kruhové nálože. Snímky E a F zobrazují další nárůst tlaku ve středu a následné šíření směrem od středu. Na žádném ze snímků sekvence nebyla při tomto způsobu měření pozorována Machova vlna.



Obrázek 6.5: Sekvence snímků detonační vlny šířící se listovou trhavinou z šesti bodů iniciace. Pořízeno při 800k FPS a expoziční době 50 ns.

K ověření, zda se Machova vlna vytvoří při jiném srázovém úhlu, byl navržen další experiment s obdélníkovou náloží, kde byly umístěny dvě rozbušky podél jeho kratší strany. Tím bylo zajištěno, že se detonační vlny srazí nejprve kolmo na sebe, a následně se úhel srážu bude měnit spolu s šířením detonační vlny náloží. Popsaný sráz detonačních vln ukazuje obrázek 6.6.



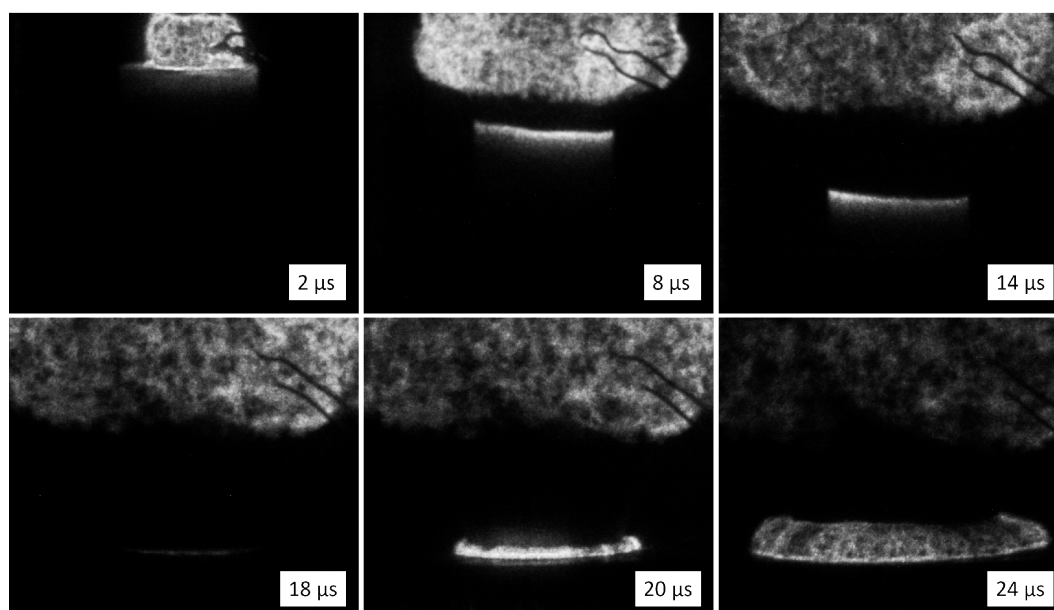
Obrázek 6.6: Sekvence snímků detonační vlny šířící se obdélníkovou náloží ze dvou bodů iniciace. Pořízeno při 300k FPS a expoziční době 50 ns.

Rovněž při pokusu se dvěma body iniciace se ukázalo, že dochází pouze k lokálnímu nárůstu tlaku v místě srážu a nikoliv tvorbě Machovy vlny. Ta proto buď vůbec nevznikala, nebo byla pod rozlišovací možností použité metodiky záznamu. Ze snímků A až D je ovšem patrné, jak detonační vlna postupuje trhavinou rychleji v místě, kde se detonační vlny skládají. Na snímcích proto dochází k rovnání čela postupující detonace.

6.2.3 Vliv velikosti počínové nálože na iniciaci litého TNT

V rámci série experimentů při studiu detonace, byly provedeny pokusy, jejichž cílem bylo zjistit, jaká je minimální velikost počínové nálože k zajištění spolehlivé iniciace litého TNT.

K ověření poznatků byly vedle vysokorychlostního snímkování použity také tlakové senzory, jejichž výsledky jsou prezentovány v kapitole 7.4. Snímky pořízené pro podlimitní velikost boosteru ukazuje obrázek 6.7, kde byla nálož 154 gramů litého TNT iniciována 5 gramy plastické trhaviny Semtex 1A. Na prvním obrázku v čase $2 \mu\text{s}$ lze pozorovat pouze zplodiny detonujícího Semtexu umístěného na válcové náloži. Od druhého snímku lze pozorovat slábnoucí světlá čára šířící se náloží směrem dolů. Z uvedených snímků je evidentní, že 5 gramů plastické trhaviny nestačilo k iniciaci TNT. Rázová vlna způsobená její detonací se však šíří náloží TNT až dorazí k pevnému podloží (nálož byla umístěna na ocelové desce). Zde v čase $20 \mu\text{s}$ dochází k odrazu rázové vlny, čímž dojde ke zvýšení tlaku odrazem kvůli rozdílným impedancím nálože a země. Odražená rázová vlna má již dostatečně vysoký tlak, proto dochází k iniciaci nálože TNT odspodu, jak potvrzuje i snímek pořízený ve $24 \mu\text{s}$ po trigru. Popsané poznatky byly rovněž publikovány v konferenčním příspěvku [125].



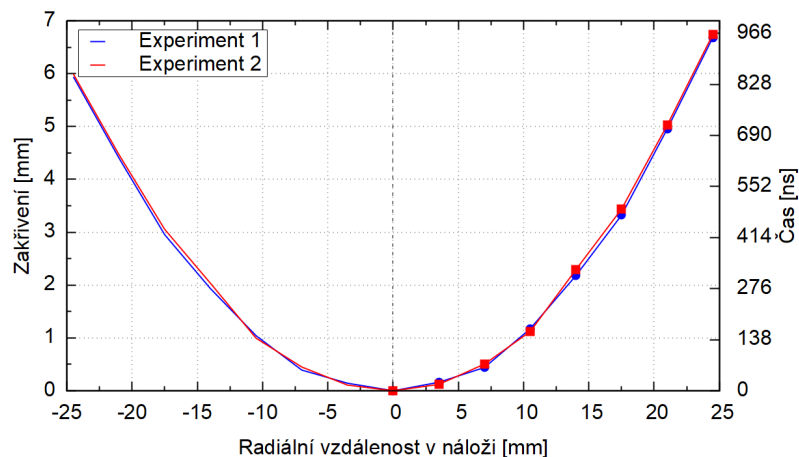
Obrázek 6.7: Litá válcová nálož 154 g TNT iniciovaná 5 gramy Semtexu 1A. Pořízeno při 500k FPS a expoziční době 200 ns.

6.2.4 Generátory rovinného čela detonační vlny

Tato kapitola se zaměřuje na generátory rovinného čela detonační vlny, jejichž funkcí je tvarovat čtlo detonace. Využíváno bylo aktuálně moderních metod, jakou je například 3D tisk, který přinesl možnost snadného návrhu sestavy přesně podle potřeb. Téma vývoje generátoru rovinného čela detonační vlny již bylo zpracováno v závěrečných pracích [9, 114] i publikacích [4, 11] a popsany výzkum na ně navazuje.

Funkce generátoru je závislá na řadě parametrů, které všechny mohou tvar čela ovlivnit. Jako neměnné parametry proto byly zvoleny průměr generátoru 50 mm a délka rovněž 50 mm. Vybrána byla kapalná trhavina složená z 95 % nitromethanu a 5 % ethylendiaminu pro svoji stálou hustotu a homogenitu. Nejprve bylo změřeno zakřivení čela detonační vlny pro nálož jmenovaných parametrů. Pokus byl pro ověření a zhodnocení reprodukovatelnosti opakován. Srovnání dvou experimentů v totožném uspořádání ukazuje graf 6.8. K měření bylo využito

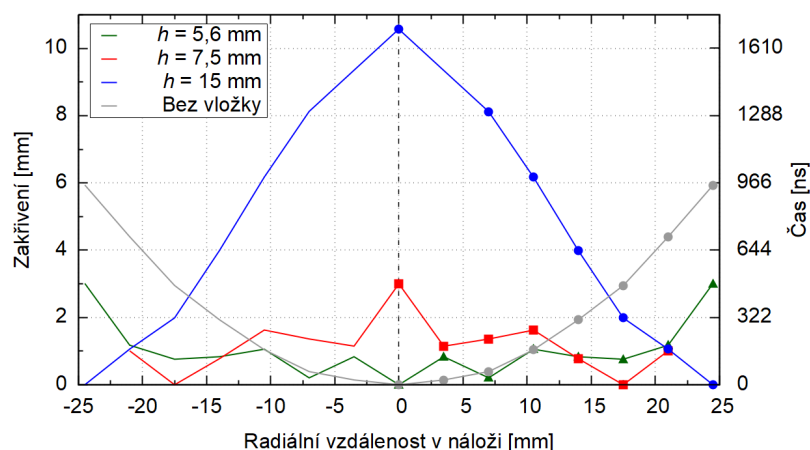
osm optických kanálů. Pro lepší představitelnost byly křivky vykresleny i zrcadlově podle osy y. Hodnota 0 na ose x tedy představuje střed nálože.



Obrázek 6.8: Zakřivení čela detonační vlny pro nálož nitromethanu o délce i výšce 50 mm.

Z grafu je patrné, že zakřivení čela detonační vlny dosahuje na okrajích nálože 6 mm. Tato hodnota byla brána jako výchozí pro následující část, kde bylo cílem dosáhnout co nejrovnějšího čela. Rozdíl časového zpoždění mezi prvním a posledním kanálem činilo 955 ns pro první experiment a 963 ns pro druhý.

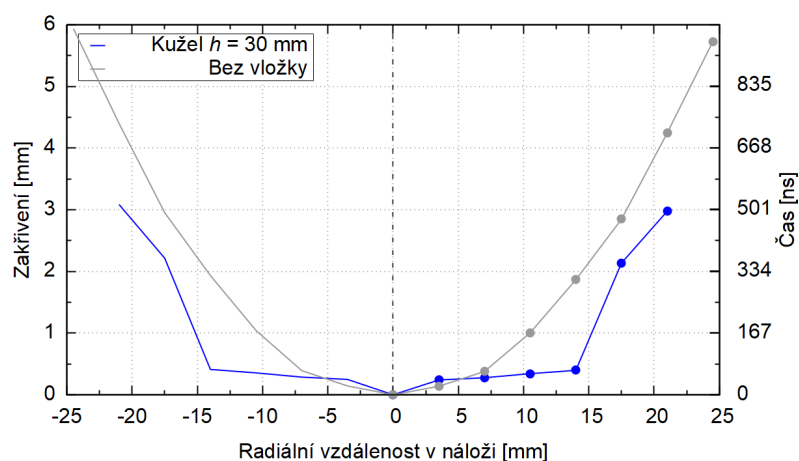
První použitý typ generátoru využíval k tvarování detonační vlny inertní vložku. Ta byla vyrobena z plastu a umístěna 0,5 cm ode dna generátoru. Trhavina se tedy nacházela nad i pod vložkou. Inertní vložky byly připravené pomocí 3D tisku z PETG, proto nebyly známy jejich vlastnosti jako rychlost šíření rázové vlny materiálem. Výška inertní vložky tak byla odhadnuta a postupně optimalizována. Prvním typem byla vložka parabolického průřezu s výškou 15 mm. Druhým typem vložka o výšce 7,5 mm. Z výsledků pro tyto dva typy byla následně připravena vložka s výškou 5,6 mm. Dosažené výsledky ukazuje graf 6.9. Pro srovnání byl do grafu přidán i výsledek bez inertní vložky.



Obrázek 6.9: Zakřivení čela detonační vlny při modifikaci nálože inertní vložkou.

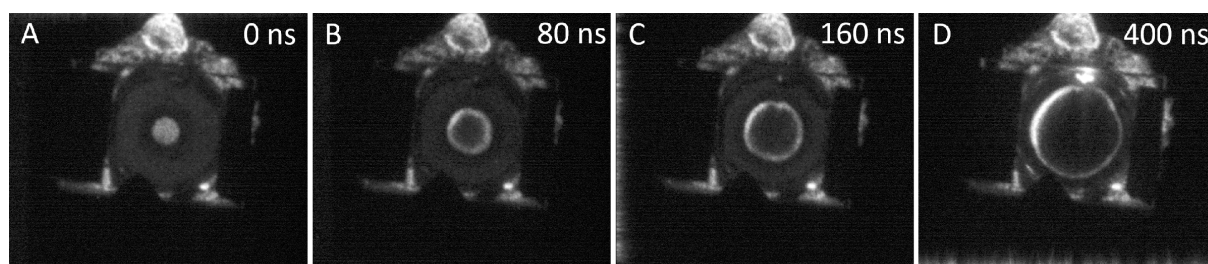
Z grafu je evidentní vliv vložky na tvar detonační vlny. V případě 15mm vložky došlo ke zpomalení až příliš, proto detonační vlna vystupovala z nálože nejprve u okraje, a následně až v jejím středu. Lze spekulovat, zda došlo k iniciaci trhaviny pod vložkou. Rázová vlna procházející vložkou mohla být utlumena natolik, že nestačila k iniciaci trhaviny. K iniciaci došlo při okrajích, kde byla vložka tenčí. Detonace trhaviny ve středu by tak nastala za čas úměrný detonační rychlosti trhaviny a poloměru sestavy. Při rychlosti 6,23 km/s a poloměru 25 mm jde o přibližně 4 μ s. Zakřivení 11 mm ovšem odpovídá časovému rozdílu 1,7 μ s. Proto lze předpokládat pouze příliš velké zpomalení ve středu nálože. K optimalizaci generátoru proto byla vyzkoušena vložka o tloušťce 7,5 milimetru. Dosažený výsledek je v grafu reprezentován červenou křivkou. Opět lze pozorovat detonaci nejprve blízko okrajům. Časový rozdíl vůči opožděnému středu zde činil 482 ns. Na základě dosažených výsledků byla navržena vložka o tloušťce 5,6 mm. Zelená křivka ukazuje výsledek, kde je detonační vlna od středu až do vzdálenosti 21,5 mm srovnána do časového rozdílu 186 ns. U kraje generátoru došlo dle očekávání k vyššímu zakřivení. Při použití generátoru pro iniciaci nálože o průměru 40 mm nebo urychlení obdobného kovového disku je tak dosaženo výrazného zlepšení proti standardní náloži.

Druhý navržený typ generátoru rovinného čela detonační vlny byl založený na přesné znalosti detonační rychlosti dvou trhavin. Využito bylo kapalné trhaviny, která byla ředěna methanolem s cílem snížit její detonační rychlost. Výsledky měření detonační rychlosti byly popsány v kapitole 6.1.3. Pro návrh generátoru s aktivní vložkou byly využity hodnoty neředěného nitromethanu s detonační rychlostí 6,23 km/s a ředěného přídavkem 30 % (hm.) methanolu s detonační rychlostí 5,17 km/s. V úvodu této kapitoly bylo uvedeno, že zpoždění středu vůči okrajům u samotné nálože činilo 0,955 μ s. Přesně o tento čas bylo cílem zpozdřit detonaci ve středu nálože. Ze známého rozdílu v rychlosti a potřebného času byla stanovena výška kužele na 30 mm. Změřený tvar detonačního čela ukazuje obrázek 6.10. Z grafu je patrné, že je detonační vlna poměrně rovná do poloměru přibližně 14 mm. Časové zpoždění je v této oblasti 65 ns. Ve větším poloměru než 14 mm dochází k strmému nárůstu zakřivení detonační vlny. To bylo pravděpodobně způsobeno návrhem sestavy generátoru, protože v místech napojení vtisknuté kuželové mezistěny byl poměrně úzký prostor, kde mohla být detonace nestabilní.



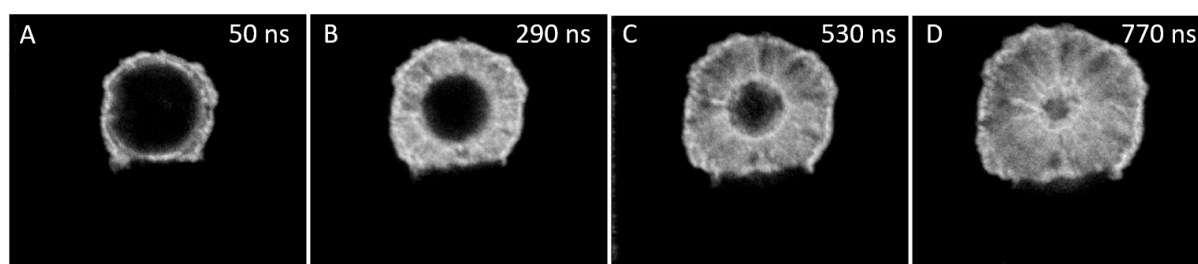
Obrázek 6.10: Zakřivení čela detonační vlny při modifikaci nálože aktivní vložkou.

V průběhu experimentů s aktivní vložkou byly zaznamenány pokusy, jejichž signály se nepovedlo vyhodnotit. Lze spekulovat, že došlo k selhání detonace v aktivní vložce nebo jiné experimentální chybě. Proto bylo přistoupeno k ověření pomocí vysokorychlostního snímkování. Sekvence pro totožnou sestavu je uvedena na obrázku 6.11. Na snímku A lze vidět detonační vlnu vystupující z nálože v jejím středu. Snímky B a C ukazují postupné vystupování detonace z nálože ve vzdálenějších oblastech. Vzhledem k časovému zpoždění 160 ns však tento typ generátoru nelze považovat za příliš účinný. Snímek D, kde se detonační vlny blíží okrajům má zpoždění dokonce 400 ns, což odpovídá pouze snížení zakřivení na polovinu. Generátorem s aktivní vložkou tak lze detonační vlnu tvarovat a koncept byl úspěšně ověřen. Přesto se příprava a manipulace s tímto typem generátoru neukázala jako příliš praktická.



Obrázek 6.11: Sekvence snímků detonační vlny vystupující z aktivního generátoru. Pořizeno při 12,5M FPS a expoziční době 50 ns.

Alternativu ke generátorům založeným na kapalné trhavině tvořil generátor vytvořený z listové trhaviny. Cílem návrhu bylo iniciovat nálož od jejího okraje. Optimalizací délky iniciované nálože by proto mohlo být dosaženo rovinného čela detonační vlny. Výsledek vzorového experimentu ukazuje obrázek 6.12. Na snímku A lze vidět kružnici z detonačních zplodin 50 ns po trigru kamery. V této době dochází k počátku šíření detonační vlny směrem ke středu generátoru. Na snímcích B, C a D je následně vidět detonace zbylé části generátoru až do jeho středu. Dosažený časový rozdíl byl 720 ns.



Obrázek 6.12: Sekvence snímků detonační vlny vystupující z generátoru založeném na listové trhavině. Pořizeno při 12,5M FPS a expoziční době 50 ns.

Kapitola 7

Studium projevů detonace na okolí

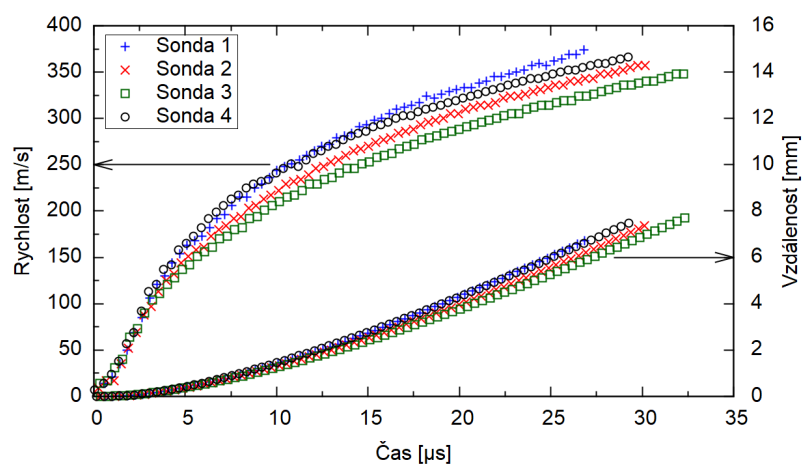
Výsledky experimentů zaměřených na studium projevů detonace shrnuje tato kapitola. Nejprve jsou uvedeny výsledky experimentů zaměřených na bezprostřední okolí nálože, jakým je například urychlení materiálu v kontaktu s trhavinou. Kapitola pokračuje výsledky experimentů studujících blízké okolí, kde je hlavním bodem optické měření velikosti plamene od výbuchu. Nakonec jsou uvedeny výsledky stanovení parametrů a účinků vzdušných rázových vln, které představují projev na vzdálené okolí.

7.1 Urychlení hmoty výbuchem

Nejbližším projevem výbuchu v bezprostřední blízkosti nálože je urychlení hmoty. Právě urychlení materiálu v kontaktu s náloží se věnuje tato kapitola. Popsáno je využití urychlení při svařování výbuchem a experimenty s urychlením kovových disků.

7.1.1 Svařování výbuchem

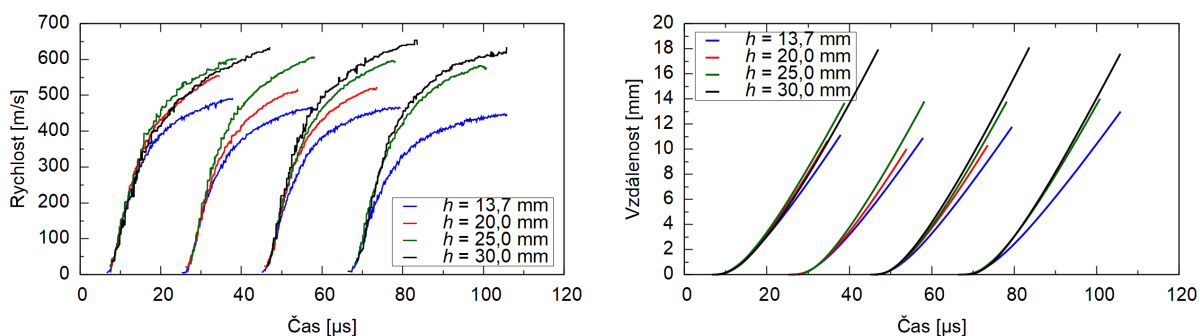
Metodika měření rychlosti urychlovaného plechu při svařování výbuchem byla otestována sérií experimentů ve velkém měřítku. K měření rychlosti hmoty urychlené výbuchem bylo využíváno výhradně metody PDV. Popis metodiky s výsledky byl publikován v článku [107]. Rychlostní profily a jejich integrace, které odpovídají vzdálenostem, ukazuje obrázek 7.1.



Obrázek 7.1: Srovnání záznamů pro nerezový plech urychlovaný při svařování výbuchem.

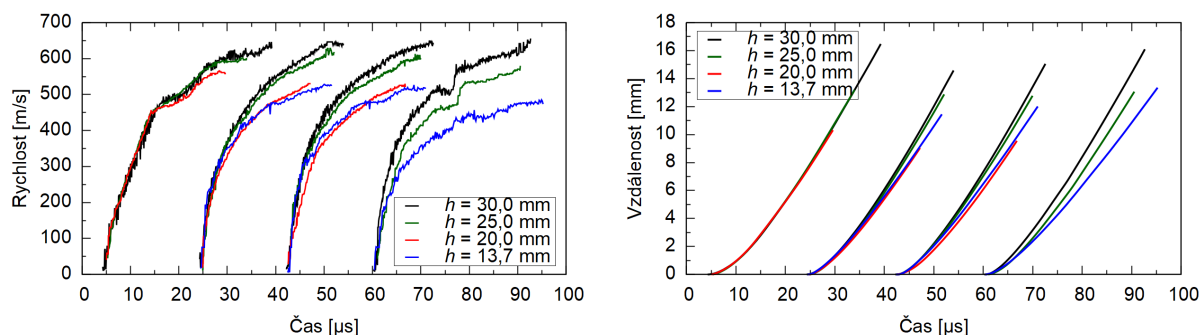
Z grafu je evidentní, že se rychlost v jednotlivých částech může lišit až o desítky m/s. Bylo pozorováno předčasné ukončení záznamu stejně, jako bylo pro experimenty v malém měřítku popsáno v diplomové práci [112] nebo konferenčním příspěvku [126]. Přesto lze metodiku měření považovat za vhodnou i k použití v reálné průmyslové velikosti, neboť poskytuje alternativu k empirickým výpočtům srázových rychlostí. Dále poskytuje i časový průběh rychlosti a nikoliv pouze srázovou rychlost. Na základě experimentů v malém měřítku lze předpokládat, že zkracování signálů lze optimalizovat vhodnějším uchycením měřících sond.

Metodika byla dále rozvíjena v průběhu mezinárodní spolupráce a návštěvy zahraničního stážisty Masata Takashimy. Navržena byla série experimentů, při kterých byl sledován vliv výšky trhaviny na rychlost plechu. Dosažené výsledky pro 5 mm tlustý hliníkový plech jsou prezentovány na obrázku 7.2. Uvedené signály byly časově posunuty k nule a srovnány do skupin podle umístění sondy (čísla kanálu). Ze vzájemného překryvu je patrný jasný vliv výšky trhaviny na výslednou rychlost plechu. V počátku urychlení (cca do 3 mm vzdálenosti) nemá výška vrstvy trhaviny prakticky žádný vliv a signály se dokonale překrývají. V další části signálu dochází k oddělení křivek a vyšších rychlostí dosahují plechy pro tlustší vrstvy trhaviny. V grafech nejsou zahrnuty signály pro druhý kanál při výšce 30 mm a čtvrtý kanál při výšce 20 mm. Signál byl buď příliš slabý na to, aby mohl být spolehlivě interpretován nebo nebyl zachycen. Na grafu závislosti vzdálenosti na čase vpravo jsou delší černé křivky v porovnání s ostatními signály. Důvodem bylo umístění měřících sond v daném experimentu do vzdálenosti 20 mm od urychlovaného plechu místo 15 mm.



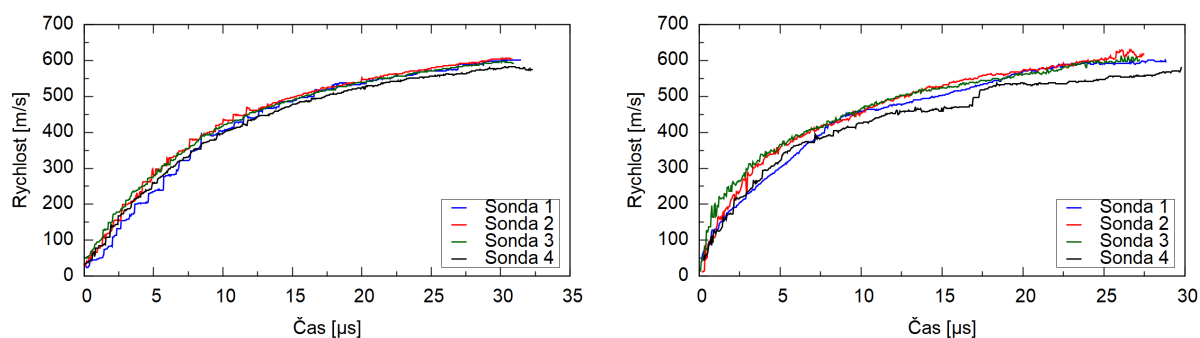
Obrázek 7.2: Srovnání rychlostních profilů pro hliníkové plechy tloušťky 5 mm v závislosti na výšce trhaviny (h) a odpovídající integrální křivky.

Obdobná série experimentů byla provedena pro 0,2 mm tlustý plech hliníku, který byl od trhaviny oddělen 10,7 mm tlustou vrstvou želatiny. Ta sloužila jako tlumící přepážka a její výška byla stanovena tak, aby se součet její hmotnosti s hmotností tenkého plechu rovnal hmotnosti plechu tlustého 5 mm. Změřené záznamy jsou ukázány na obrázku 7.3. Stejně jako v případě experimentů s tlustším plechem lze pozorovat trend, kdy koncové rychlosti rostou s výškou vrstvy trhaviny. V této sérii experimentů nebyl zachycen signál z čtvrté sondy při výšce trhaviny 20 mm.



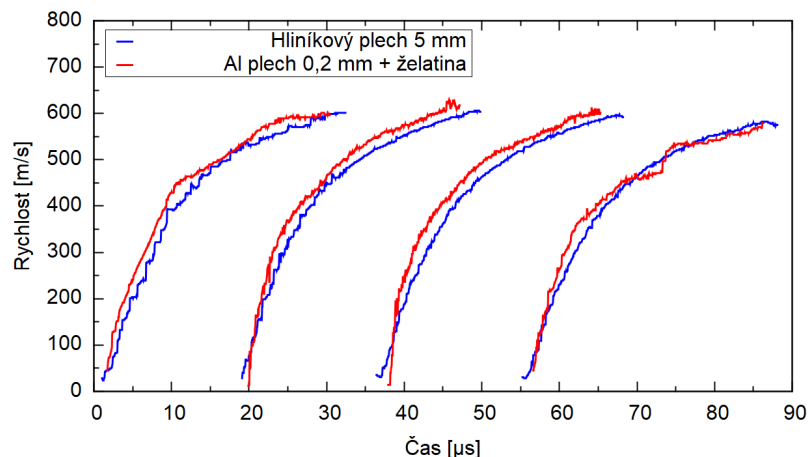
Obrázek 7.3: Srovnání rychlostních profilů pro tenký hliníkový plech urychlený přes vrstvu želatiny (nalevo). Integrované křivky odpovídající vzdálenosti napravo.

Sledováno také bylo, jak se změřená rychlost liší v závislosti na umístění měřící sondy. Konkrétně zda sonda vzdálenější od bodu iniciace naměří stejnou rychlost jako nejbližší sonda. Signály pro experiment s výškou trhaviny 25 mm proto byly časově srovnány, jak ukazuje obrázek 7.4. Graf nalevo odpovídá signálu pro 5 mm tlustý hliníkový plech, zatímco graf napravo signálům pro plech o tloušťce 0,2 mm s tlumící vrstvou želatiny. Na obou grafech je vidět očekávaná shoda změřených rychlostí s maximální odchylkou 3,5 % pro tlustší plech. U tenčího došlo k větší odchylce u čtvrté sondy (8,9 %), zatímco zbylé tři signály se od sebe liší s odchylkou opět do 3,5 %.



Obrázek 7.4: Srovnání změřených rychlostních profilů v závislosti na umístění sondy. Nalevo hliníkový plech o tloušťce 5 mm, napravo 0,2mm s tlumící vrstvou želatiny.

Experimentální uspořádání bylo navrženo tak, aby hmotnost tlustšího plechu odpovídala hmotnosti tenkého plechu spolu s hmotností vrstvy želatiny. Dle Gurneyho teorie závisí rychlost urychlovaného materiálu na poměru hmotností materiálu a trhaviny M/C . Z grafů uvedených na obrázku 7.5 je patrné, že i experimentálně stanovené hodnoty s touto teorií souhlasí a odchylka změřených rychlostí se pohybuje do 2,5 %. V úvodní fázi lze na záznamech sledovat větší nárůst rychlosti pro tenčí plech i přes vrstvu želatiny. Rychlost však má tendenci se ustálit na obdobné terminální rychlosti jako v případě záznamu pro plech tlustší.

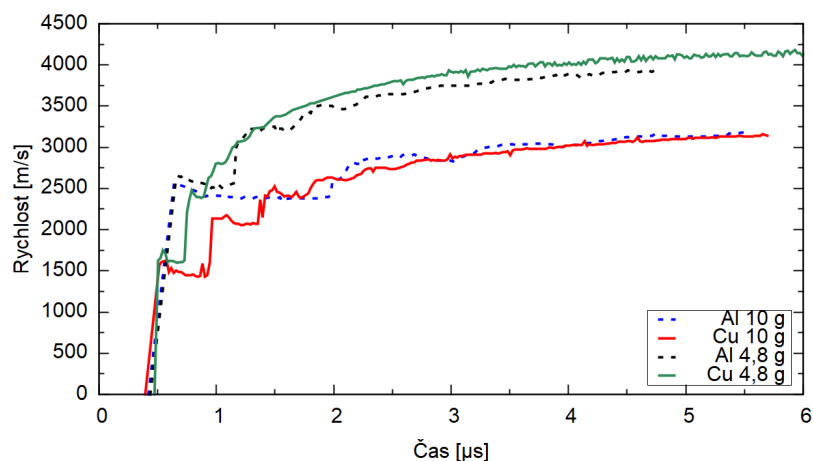


Obrázek 7.5: Srovnání signálů pro 5mm hliníkový plech a plech s tloušťkou 0,2 mm doplněný o vrstvu želatiny. Výška trhaviny byla 25 mm.

7.1.2 Urychlování kovových disků

Experimenty s urychlováním kovových disků byly provedeny s cílem ověřit Gurneyho předpoklad, který říká, že terminální rychlost urychlené hmoty závisí na poměru hmotnosti trhaviny a urychlovaného materiálu. Urychlována byla hliníková a měděná kolečka o přesně stejné hmotnosti. Změřené rychlostní záznamy byly srovnávány s teoretickými výpočty podle Gurneyho teorie pro různé geometrie a numerickým výpočtem Jakuba Šelešovského v LS-DYNE.

Záznam změřených rychlostních profilů ukazuje obrázek 7.6. Z grafu je jasně patrná shoda koncové (terminální) rychlosti pro totožné hmotnosti koleček. Pro lehčí dvojici disků byla odchylka v rychlosti pod 3,5 %, pro těžší pak pod 2 %.



Obrázek 7.6: Srovnání rychlostí pro měděné a hliníkové disky urychlené detonací.

Změřené signály byly srovnány s Gurneyho teorií a numerickou simulací. V literatuře [16, 127, 128] jsou pro výpočet rychlosti v totožné geometrii využívány rovnice 7.1 pro jednostranně otevřený sendvič, nebo modifikovaná rovnice 7.2 pro jednostranně otevřený

sendvič [127]. Do výpočtů byla zahrnuta rovnice 7.3 pro asymetricky uzavřený sendvič. Jde o geometrii, která poskytuje teoretické maximum rychlosti kvůli nekonečnému těsnění z jedné strany.

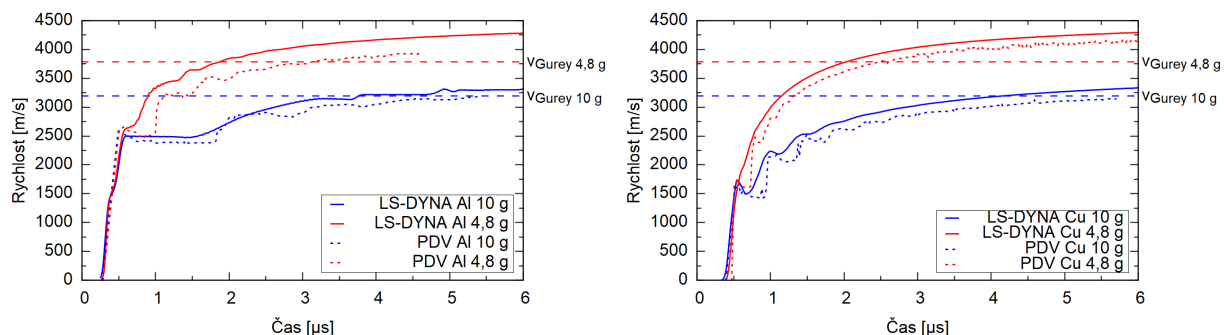
$$v = \sqrt{2E} \cdot \left[\frac{\left(1 + 2 \cdot \frac{M}{C_e}\right)^3 + 1}{6 \cdot \left(1 + \frac{M}{C_e}\right)} + \frac{M}{C_e} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (7.1)$$

$$\frac{v}{D} = 1 - \frac{27M}{16C_e} \left[\left(1 + \frac{32C_e}{27M}\right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right] \quad (7.2)$$

$$v = \sqrt{2E} \cdot \left[\frac{M}{C_e} + \frac{1}{3} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (7.3)$$

V uvedených rovnicích odpovídá v terminální rychlosti [m/s], D je detonační rychlost trhaviny [m/s], M hmotnost urychlovaného disku [g], C_e efektivní hmotnost nálože [g] a $\sqrt{2E}$ Gurneyho rychlost [km/s].

Srovnání rychlostních profilů získaných experimentálním měřením a numerickou simulací ukazuje 7.7. Z grafů je patrná drobná odchylka koncových rychlostí, která se pohybovala v rozmezí 2–5 %. Pouze pro hliníkové disky o hmotnosti 4,8 g byla 6,5 %. Výsledky byly srovnány s výpočty podle Gurneyho modelu pro asymetrický nekonečně utěsněný sendvič. Získané hodnoty jsou v grafech reprezentovány horizontálními čarami. Pro výpočet bylo použito 24,1 gramu trhaviny podle teorie pro efektivní velikost nálože při úhlu 60° u podstavu kužele. Přestože se jedná o výpočet, kterým lze dosáhnout maximální možnou rychlost vzhledem k vlivu geometrie, hodnoty pro 4,8 g disky jsou na první pohled nižší než odpovídá experimentu i simulaci. Hodnoty pro těžší desetigramové disky odpovídají výrazně lépe.



Obrázek 7.7: Srovnání experimentálních výsledků s numerickou simulací a výpočtem rovnicí pro asymetrický nekonečně utěsněný sendvič.

Zatímco v grafech je využito výpočtu vzorcem pro nekonečně utěsněný sendvič, literatura uvádí použití jednostranně otevřeného sendviče či jeho modifikované rovnice. Obě rovnice proto byly zahrnuty do výpočtů a výsledky shrnuje tabulka 7.1. Z tabulky je patrné, že teoretické hodnoty s výpočty uvedenými v literatuře nesouhlasí s reálným experimentem ani numerickou simulací.

Tabulka 7.1: Rychlosti hliníkových a měděných disků urychlených výbuchem

Metoda stanovení	Veličina	Disky 4,8 g	Disky 10,0 g
Jednostranně otevřený sendvič	Rychlost [m/s]	3257	2464
Modif. otevřený sendvič	Rychlost [m/s]	3689	2666
Nek. utěsněný sendvič	Rychlost [m/s]	3783	3191
Experiment – PDV Cu/Al	Rychlost [m/s]	4091/3927*	3230/3199
Num. simulace – LS-DYNA Cu/Al	Rychlost [m/s]	4330/4341	3435/3398
Zpětný výpočet ef. nálože Cu/Al	Hmotnost [g]	44,0/29,8	25,2/24,3

*Srovnání pro konec signálu v 4,6 μ s

V tabulce je uveden i zpětný výpočet velikosti nálože. Výpočet byl založen na změřené rychlosti pomocí PDV, kde byla terminální rychlost použita jako vstupní hodnota do rovnice 7.3 pro nekonečně utěsněný sendvič. Z výpočtu byla získána hodnota velikosti efektivní nálože, kterou by musel být příslušný kovový disk urychlen, aby dosáhl změřené rychlosti. Dle teorie by měla vyjít velikost efektivní nálože ze všech zpětně vypočtených experimentů stejná a souhlasit s výpočtem hmotnosti podle reálně použité trhavinu (průměr, hustota, výška kužele). Hodnoty získané pro těžší desetigramové disky odpovídají s odchylkou nižší než 1 gram trhavinu. Výsledky lehčích disků ovšem neodpovídají reálné velikosti efektivní nálože. Místo 24,1 gramů bylo vypočteno 44,0 gramů pro měděný disk. Pro hliníkový pak 29,8 gramů trhavinu. Zde byla jako terminální rychlost započítána poslední rychlost na změřeném signálu, ze kterého je evidentní tendence dále zrychlovat. Lze tedy očekávat, že při delším signálu by byla i odchylka zpětného výpočtu pro hliníkový disk ještě vyšší.

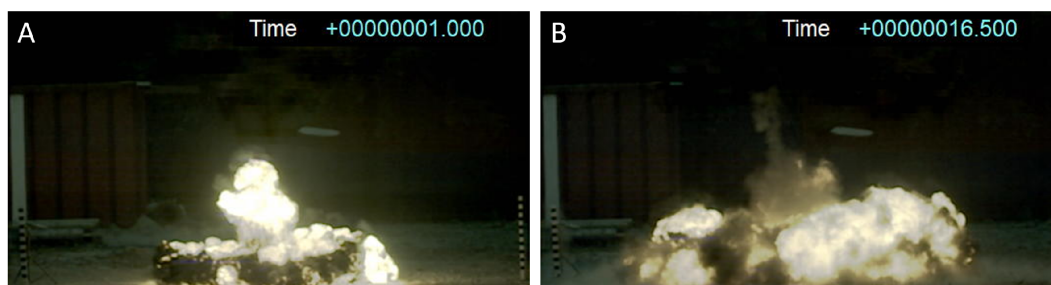
Na základě získaných hodnot se proto jeví jako vhodné využití rovnice pro asymetricky utěsněný sendvič. Zukas [127] uvádí rozbor Gurneyho modelu v širokém rozmezí poměru M/C . Hodnoty 0,415 a 0,199 pro provedený experiment spadají do oblasti, kde lze odchylku očekávat. Pro nižší hmotnost disků je proto odchylka odůvodnitelná, neboť se jedná o oblast, pro kterou již není Gurneyho teorie příliš vhodná. Výsledky popisované v této kapitole byly publikovány v konferenčním příspěvku [17]. Příspěvek se zaměřuje na srovnání terminálních rychlostí měděných a hliníkových disků urychlených detonací přilehlé trhavinu.

7.2 Stanovení velikosti plamene

Plamen způsobený detonací výbušiny vždy ovlivňuje blízké okolí výbuchu. Přestože se nejedná o parametr, který je nezbytný pro charakterizaci trhavinu, jeho znalost je nutná například při plánování experimentálního uspořádání nebo řešení zatížení materiálu. Senzory bývají teplotně citlivé a vystavení plameni může vést k ovlivnění měření nebo i k zničení senzoru. Materiál zatížený blízkým výbuchem v oblasti plamene je zatěžován jiným mechanismem než je tomu u vzdušné rázové vlny.

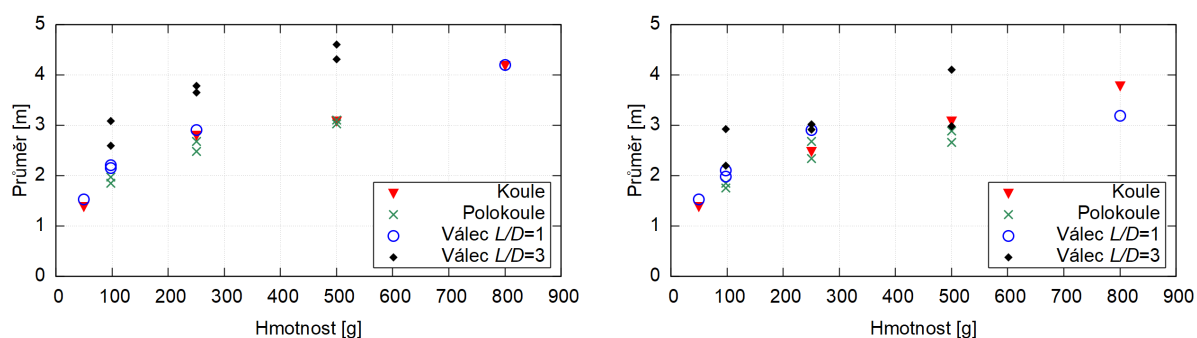
Z uvedených důvodů byla otestována metodika měření velikosti plamene u pozemního výbuchu. Měření bylo provedeno fotogrammetrickou metodou. Na střeleckou plochu byly umístěny dva ukazatele vzdálenosti, podle kterých byla v pořízeném záznamu stanovena kalibrace, a následně proveden přepočít na vzdálenost. Odečítány byly dvě velikosti plamene ukázané na obrázku 7.8 pro nálož 500 g Semtexu 1A ve tvaru válce s $L/D = 3$. První velikost byla odečtena v okamžiku, kdy se od plamene separovala vzdušná rázová vlna (snímek A).

Ve druhém případě se jednalo o maximální velikost, kam plamen dosáhl nehledě na čas, ve kterém situace nastala (snímek B). Hodnoty maximální velikosti proto udávají velikost sekundárního plamene, který vznikl při opětovném zahoření zplodin. Sekundární plamen je typický pro trhaviny s negativní kyslíkovou bilancí, jakou je i použitý Semtex 1A. Všechny velikosti byly vyhodnoceny v horizontálním směru nad zemí. Závislost maximální velikosti plamene na tvaru a hmotnosti nálože ukazuje obrázek 7.9 nalevo.



Obrázek 7.8: Plamen v okamžicích separace VRV (nalevo) a maximální velikosti (napravo).

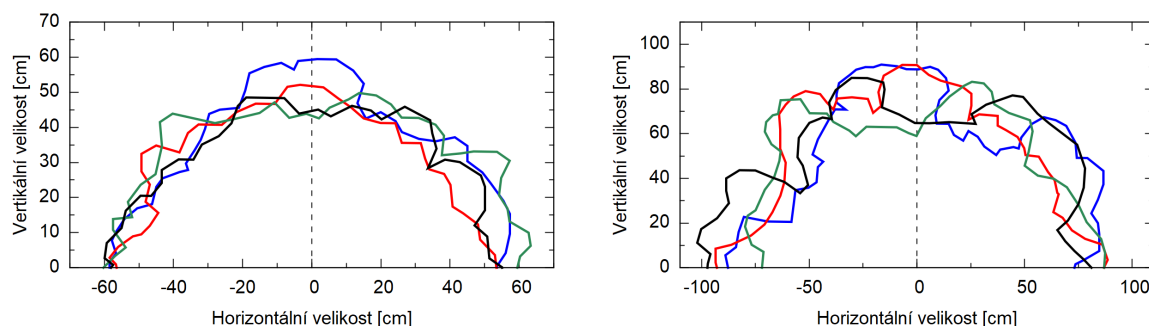
Na grafu je viditelný trend, kdy s rostoucí hmotností podle očekávání roste i velikost plamene. Také lze pozorovat, že velikost se příliš nelišila ani v závislosti na tvaru nálože. Jedinou výjimkou byly válcové nálože s velkým poměrem délky k průměru $L/D = 3$ postavené na výšku. Šířka plamene v jejich případě byla reprodukovatelně vyšší pro všechny velikosti náloží.



Obrázek 7.9: Horizontální velikost plamene. Maximální nalevo a v čase separace VRV napravo

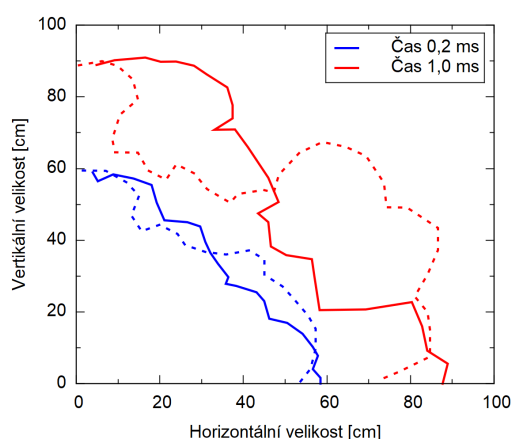
Při vyhodnocení v čase separace vzdušné rázové vlny byl pozorován stejný trend a válcové nálože s $L/D = 3$ poskytovaly širší plamen. Ostatní tvary poskytovaly velikosti o přibližně stejných průměrech v rámci běžného rozptylu, jak ukazuje graf na obrázku 7.9 napravo.

Reprodukovatelnost velikosti pro nálože stejného tvaru je znázorněna na obrázku 7.10. Průměr byl odečten ve dvou časech v rané fázi vývoje. Konkrétně šlo o časy 0,2 milisekundy (nalevo) a 1,0 milisekundy (napravo) po iniciaci nálože. Při porovnání křivek reprezentující hrany plamene lze pozorovat rozptyl už v čase 0,2 milisekundy. Po uplynutí jedné milisekundy je již rozptyl ve velikostech viditelný na první pohled. Křivky navíc nejsou hladké, což je způsobeno Rayleigh-Taylorovými nestabilitami popsány v literatuře [24]. Ty vznikají při mísení zplodin s okolním vzduchem a na jejich základě lze očekávat, že plamen nemůže mít dokonale kulový tvar ani od kulových náloží.



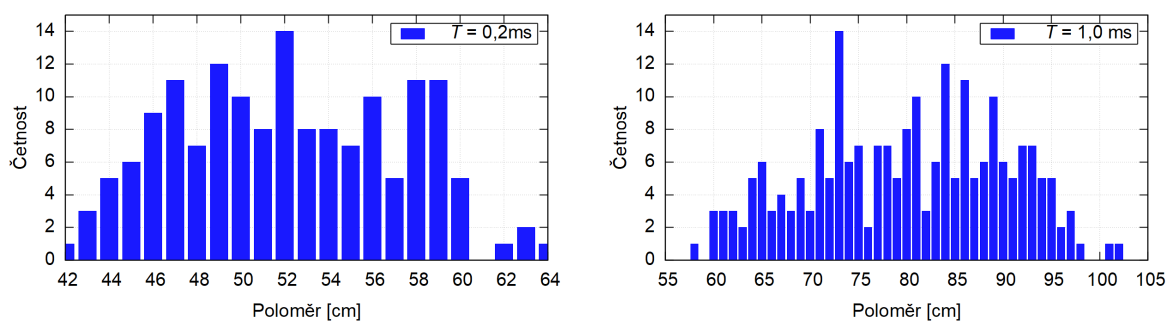
Obrázek 7.10: Reprodukovatelnost tvaru plamene v časech 0,2 ms a 1 ms pro čtyři totožné kulové nálože.

Na obou grafech lze pozorovat, že velikost plamene není osově symetrická. Původní umístění nálože je ve středu grafu zvýrazněno přerušovanou svislou čarou. Z modré křivky v obou grafech proto byl sestrojen graf na obrázku 7.11. Část plamene v levé části byla osově otočena a vyznačena přerušovanou křivkou. Vedle nepravidelnosti tvaru plamene lze pozorovat nepravidelnost i mezi velikostmi do obou stran.



Obrázek 7.11: Symetrie plamene. Čárkovaně strana zrcadlově otočená.

Protože tvar plamene není osově symetrický ani pravidelný, stejné čtyři experimenty jako na obrázku 7.10 byly využity k odečtu poloměrů v různých úhlech vůči zemi. Celkově bylo vyhodnoceno více než 350 poloměrů, které byly shrnuty histogramy na obrázku 7.12.



Obrázek 7.12: Četnost poloměru plamene při odečtu v různých úhlech.

Poloměry byly vyhodnoceny v časech 0,2 ms a 1,0 ms pro konstantní velikost nálože a seskupeny zaokrouhlením na celé centimetry. Z histogramů vyplývá, že v závislosti na úhlu odečtu se velikost pohybuje od 42 do 64 centimetrů již pro odečet v čase 0,2 milisekundy po iniciaci. Úhel odečtu je proto nezbytně nutný údaj při uvádění velikosti plamene. Jako nejvhodnější se proto jeví odečítat horizontální velikost nad zemí, která není ovlivněna nerovnostmi. Při odečtech v pozdějších časech dochází k ještě výrazně vyššímu rozptylu hodnot, jak ukazuje graf napravo. Po uplynutí jedné milisekundy byly napočítány hodnoty od 58 do 102 centimetrů. Právě z důvodu popsané nesymetrie lze doporučit vyhodnocení výhradně průměru plamene a nikoliv poloměrů.

7.3 Vizualizace vzdušné rázové vlny

Vizualizace vzdušné rázové vlny tvoří první krok ke stanovení rychlosti jejího šíření. Aby byla VRV vidět, je nezbytná její vizualizace. K tomu bývá využíváno pozadí umístěné za náloží. V této kapitole je proto popsán výběr pozadí ke stanovení pozice VRV ve venkovním prostředí. Pozornost je také věnována vizualizaci v laboratoři, kde mohou být prováděny experimenty s malými vzorky výbušin.

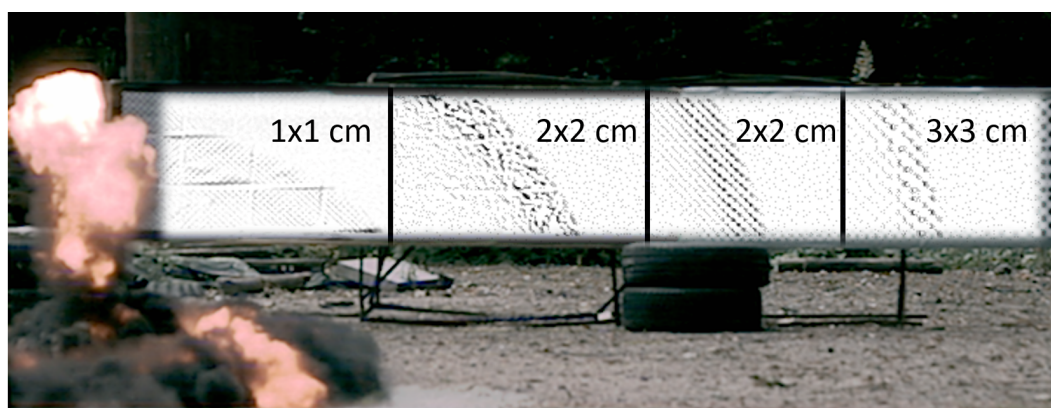
7.3.1 Vizualizace v exteriéru

Pro vizualizaci vzdušné rázové vlny bylo nejprve nutné optimalizovat vzor na pozadí, které bylo umístěno za náloží z pohledu kamery. V literatuře [58, 78] se lze setkat s pruhovaným pozadím, proto bylo zvoleno pro první experimenty. V průběhu vývoje byl vyzkoušen sklon pruhů 45° na obě strany. Z hlediska odečítání pozice čela VRV se ukázalo, že naklonění doleva, kde VRV postupuje v počátcích kolmo na pruhy, je nevhodné. Během odečítání docházelo ke zkreslení pozice a v některých chvílích k úplné ztrátě pozice VRV. Její čelo se nacházelo mezi pruhy a nebyl zde barevný přechod, který by se lomem světla deformoval a zviditelnil. Tato situace je ukázána na obrázku 7.13. Obraz byl zpracován metodou odečtu snímků. Část pozadí s pozicí VRV byla vložena zpět do původního videa.



Obrázek 7.13: Vizualizace VRV na pruhovaném pozadí. Nálož 125 g TNT s 22 gramy Semtexu 1A, 5000 FPS.

Vzhledem k faktu, že pruhované pozadí se ukázalo jako poměrně citlivé na směr pohybu VRV, byly vyzkoušeny i další vzory. Konkrétně čtverce, které byly rozmístěny buď náhodně, nebo pravidelně jako šachovnice. Jak lze vidět na obrázku 7.14, oba typy pozadí slouží k dostatečně kvalitnímu zviditelnění a jeví se jako vhodnější než pruhy. Pozice VRV je na obrázku zachycena v časech 1,4; 2,2; 4,4 a 7,0 ms.



Obrázek 7.14: Srovnání čtyř různých pozadí. Nálož 98 gramů Semtexu 1A.

Obrázek ukazuje, jak důležitým parametrem je velikost vzoru na pozadí. První čtvrtina tabule byla pokryta šachovnicí s čtverci o velikosti 1x1 cm. Následovaly náhodně vygenerované čtverce 2x2 cm, třetí část byla pokryta šachovnicí 2x2 cm a nakonec byla opět šachovnice, ale s rozměrem čtverců 3x3 cm. Z obrázku je patrné, že velikost 1x1 cm není vhodná, protože se pozice VRV na pozadí ztrácí. Oba vzory s velikostí čtverců 2x2 cm i šachovnice 3x3 cm poskytly jasně viditelné čelo VRV. Na základě výsledků byl jako standard zvolen šachovnicový vzor.

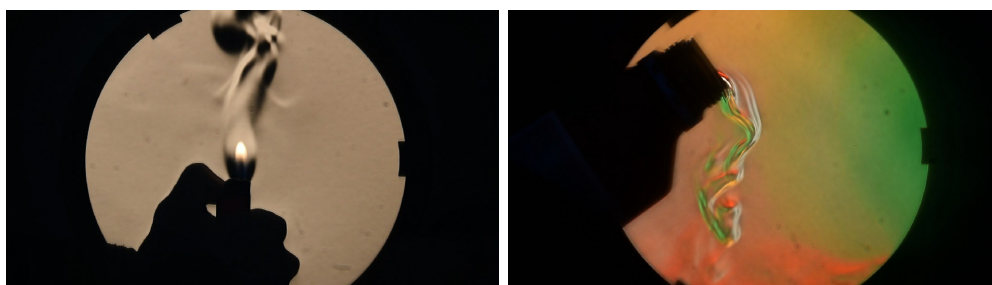
Vedle vzoru pozadí může mít výrazný vliv na viditelnost VRV i nastavení vysokorychlostní kamery. Konkrétně rozlišení a snímková rychlost. Při volbě experimentálního uspořádání tak muselo být uvažováno i rozlišení, při kterém byl pohyb čela rázové vlny natáčen. Důvodem je, že při nízkém rozlišení připadalo na každý čtverec šachovnice v pozadí příliš málo pixelů, což vedlo k rozmazání hran mezi barvami a zhoršení výsledku vizualizace. Tento fakt bylo potřeba uvažovat při každé změně uspořádání, ať už šlo o posun kamery dál od nálože nebo přidání další tabule pro sledování čela VRV po delší dobu a vzdálenost. V případě příliš nízkého rozlišení nastává stejná situace jako na obrázku 7.14, kde na příliš malé čtverečky šachovnice připadá málo pixelů. V tomto konkrétním případě připadalo na každý centimetr pozadí pouze 1,6 pixelu, což pro čtverce 1x1 cm byla nepoužitelně nízká hodnota. Dvojnásobná velikost šachovnice se jevila jako dostatečná. Čtverce 3x3 cm již tvořily zbytečně hrubý vzor, takže i slabá rázová vlna byla bez obtíží zviditelněna s jemnějším vzorem. Z uvedených zkušeností lze za dolní limit považovat zobrazení čtverců alespoň jako 3x3 pixely. Využití moderních vysokorychlostních kamer s vysokým rozlišením i při snímkových rychlostech okolo 20 tisíc FPS popsanou optimalizací výrazně usnadňuje, neboť není potřeba hledat kompromis mezi snímkovací rychlostí a rozlišením, které se s vyššími rychlostmi kamery snižuje.

7.3.2 Vizualizace v laboratoři

Vzdušné rázové vlny lze pozorovat i při experimentech ve velmi malém měřítku. V rámci projektu IRS2020 byla navržena, sestavena a otestována vizualizační technika pro laboratorní účely. Šlírová metoda byla sestavena ve dvou variantách. Konkrétně šlo o uspořádání s jedním zrcadlem a z-uspořádání se dvěma zrcadly.

Na Ústavu energetických materiálů nebyly před projektem se šlírovou metodou žádné zkušenosti. Proto probíhaly úvodní experimenty s jedním parabolickým zrcadlem v co nejjednodušším uspořádání. Ukázka z úspěšně odladěné sestavy s jedním zrcadlem je uvedena na obrázku 7.15 nalevo. Jedná se o hořící zapalovač, ze kterého stoupá proud horkého vzduchu. Ten má vlivem vyšší teploty nižší hustotu, čímž je změněn jeho index lomu, proto ho lze vidět pomocí šlírové metody.

Sestava s jedním zrcadlem byla otestována také v modifikaci s barevným filtrem místo ostré hrany. V závislosti na směru odklonu světelných paprsků tak docházelo k obarvení určitých oblastí. Snímek pořízený při naklonění láhve s diethyletherem ukazuje obrázek 7.15 napravo. Na snímku lze pozorovat lidským okem neviditelné těžké páry etheru klesající dolů k laboratornímu stolu.

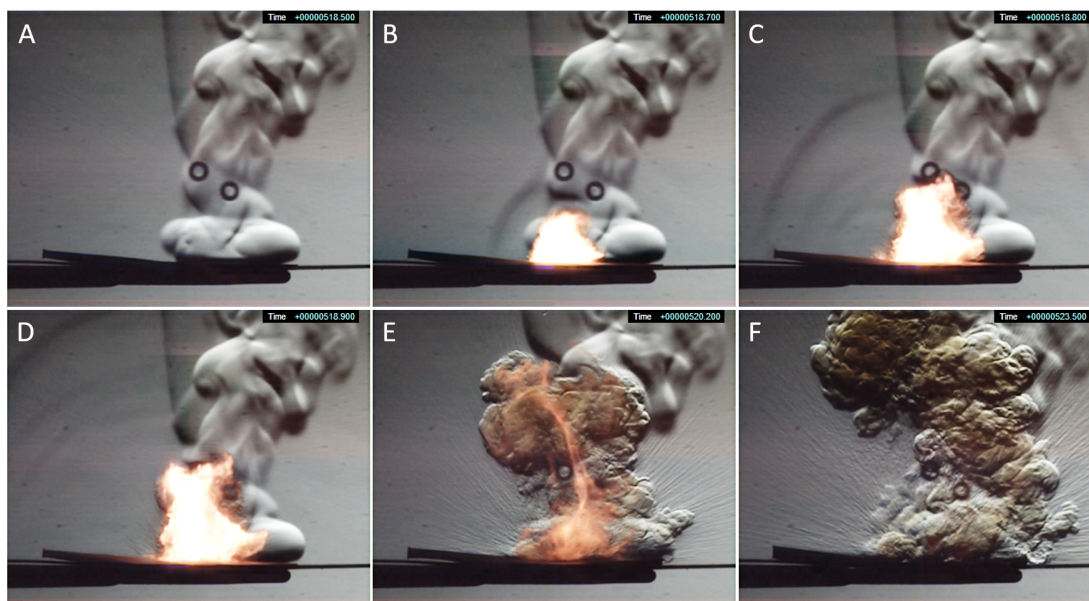


Obrázek 7.15: Snímek hořícího zapalovače a těžké páry diethyletheru v barevné modifikaci šlírové metody.

Oba obrázky demonstrují odladění sestavy šlírové metody v laboratorních podmínkách. V průběhu jednoduchých pokusů v uspořádání s jedním zrcadlem se ukázaly nevýhody této sestavy. Těmi jsou především nutnost umístění pozorovaného děje do blízkosti zrcadla. Kvůli reálné hrozbě poškození zrcadla je jmenovaná nevýhoda natolik limitující, že bylo od sestavy s jedním zrcadlem upuštěno.

Připravena byla sestava se dvěma zrcadly, která zmíněné nevýhodě předchází. V z-uspořádání byly provedeny experimenty se zapalováním volně sypaných třaskavin. Použito bylo TATP a acetylid stříbrný v množství několika desítek miligramů. Sekvenci snímků iniciace acetylidu stříbrného ukazuje obrázek 7.16. Na snímku A je vidět sloupec horkého vzduchu stoupající od hořící špejle před iniciací. Špejle sloužila k zapálení třaskaviny z bezpečné vzdálenosti. Snímky B, C a D ukazují průběh detonace spolu se vzdušnou rázovou vlnou. Také se lze pozorovat vzniklý plamen. Snímky E a F ukazují detonační zplodiny a lze pozorovat i rozlet jemných prachových částic do okolí.

Na základě uvedených výsledků je možné považovat zavedení šlírové metody za úspěšné. Metoda byla úspěšně otestována pro vizualizaci vzdušné rázové vlny v laboratorním měřítku. Dosažené výsledky ovšem ukázaly nedostatečnou snímkovací rychlost kamery GX3 k vyhodnocení parametrů VRV. Při vyšší rychlosti by bylo možné zachytit VRV na více snímcích a pomocí měřítka v záznamu fotogrammetricky stanovit rychlost VRV.



Obrázek 7.16: Záznam iniciace volně sypaného acetylidu stříbrného při 10 000 FPS.

7.4 Parametry vzdušných rázových vln

Měření parametrů vzdušných rázových vln tvoří hlavní část této práce. K měření byly využívány tlakové senzory i fotogrammetrie, jejíž zavedení je hlavním cílem práce. Důraz je kladen na měření rychlosti vzdušné rázové vlny, která umožňuje výpočet dalších parametrů VRV. Protože jde na ÚEnM o novou metodu, jsou fotogrammetrické výsledky srovnávány s nezávislým měřením tlakovými senzory. Rozvržení kapitoly lze shrnout následujícími body:

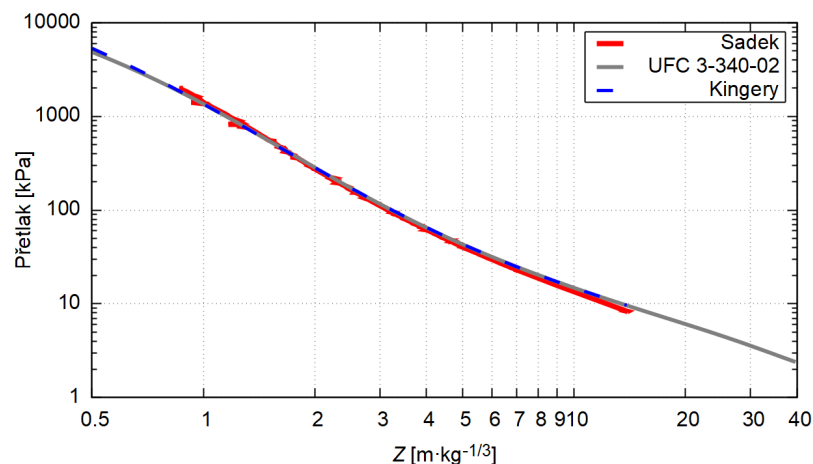
- Měření parametrů VRV tlakovými senzory.
- Fotogrammetrické měření při pozemním výbuchu.
- Nezávislé měření rychlosti VRV.
- Fotogrammetrické měření při neohrazeném výbuchu.

7.4.1 Závislost přetlaku na vzdálenosti

Závislost přetlaku na vzdálenosti byla sledována s cílem určit standard, ke kterému budou srovnávány přetlaky stanovené opticky. V této kapitole jsou závislosti dostupné v literatuře porovnány s hodnotami z tlakových senzorů naměřenými na ÚEnM. Srovnání literárních dat s výsledky z malých experimentů prováděných na ÚEnM ukazuje, zda lze při zavádění fotogrammetrické metody spoléhat na literární data nebo výhradně vlastní hodnoty z tlakových senzorů.

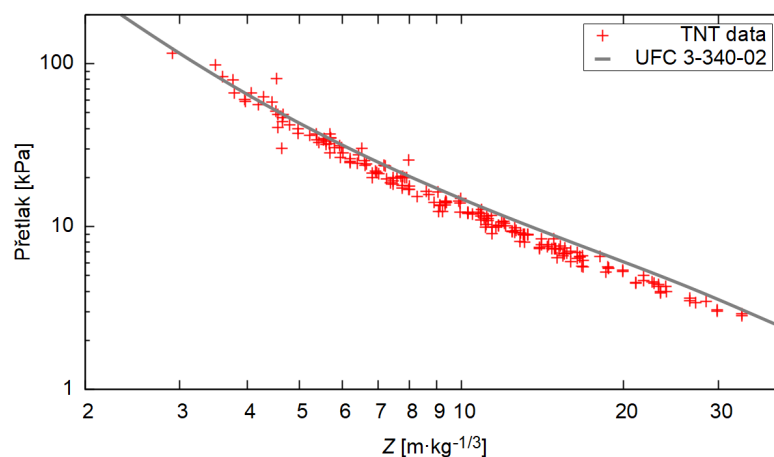
Nejprve byly vzájemně mezi sebou porovnány závislosti dostupné v literatuře, jak ukazuje obrázek 7.17. Ke srovnání byla použita data, které publikoval Kingery [129] pro pokusy s 5, 20, 100 a 500 tunami TNT, dále Sadkovy hodnoty [60] pro 20 a 500 tun TNT a data z UFC 3-340-02 [34]. Křivky jsou v grafech označeny jménem autora. Již v teoretické části bylo

zmíněno, že se použitá data zakládají na totožných experimentech. Podrobný rozbor byl publikován v konferenčním příspěvku [125]. Z grafu je evidentní překryv všech závislostí.



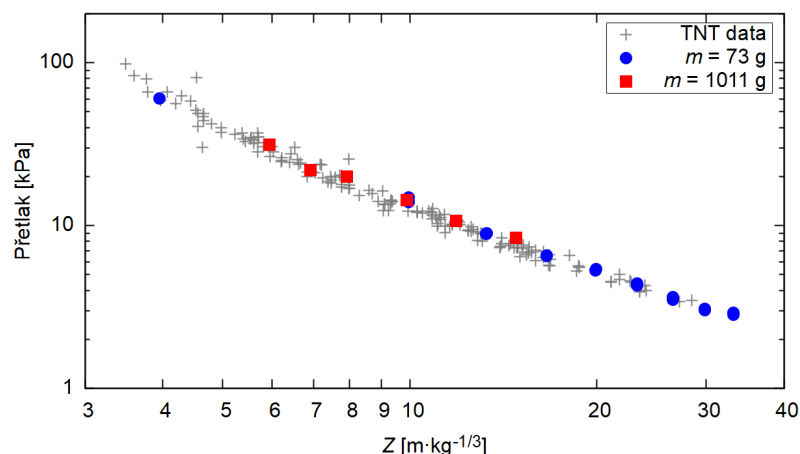
Obrázek 7.17: Srovnání experimentů velkého měřítka publikovaných v literatuře.

Přetlaky změřené na ÚEnM [125] byly srovnány s daty publikovanými v UFC 3-340-02 [34]. V grafu na obrázku 7.18 lze pozorovat, že v oblasti redukovaných vzdáleností $Z = 5-40 \text{ m} \cdot \text{kg}^{-1/3}$ se experimentální hodnoty z ÚEnM nachází pod úrovní dat literárních. Aby bylo možné rozhodnout, zda budou dopadající přetlaky z optického měření srovnávány vůči datům literárním nebo vlastním tlakovým sensorům, bylo nutné přetlaky z tlakových sensorů přeměřit.



Obrázek 7.18: Srovnání přetlaků změřených na ÚEnM [125] a hodnot publikovaných v UFC 3-340-02 [34].

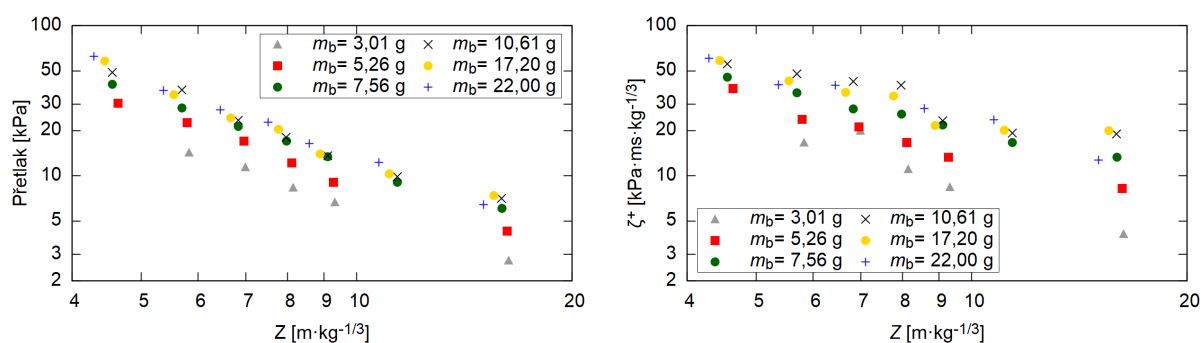
Provedeny byly experimenty s náložemi TNT v rozmezí od 27 g do 1 011 g. Graf na obrázku 7.19 ukazuje data z měření přetlaku při využití náloží značně rozdílné hmotnosti. Pro názornost byla barevně zvýrazněna data pro nálož o hmotnosti 73 g a 1011 g. Hmotnost 73 gramů byla zvolena, protože změřené přetlaky umožňují srovnání v celém rozsahu redukovaných vzdáleností. Z grafu je evidentní, že při experimentech s tlakovými senzory lze spolehlivě srovnávat data různě velikých náloží.



Obrázek 7.19: Srovnání přetlaků změřených na ÚEnM pro nálože o hmotnosti od 27 do 1011 g TNT.

7.4.2 Vliv velikosti počínové nálože na parametry VRV

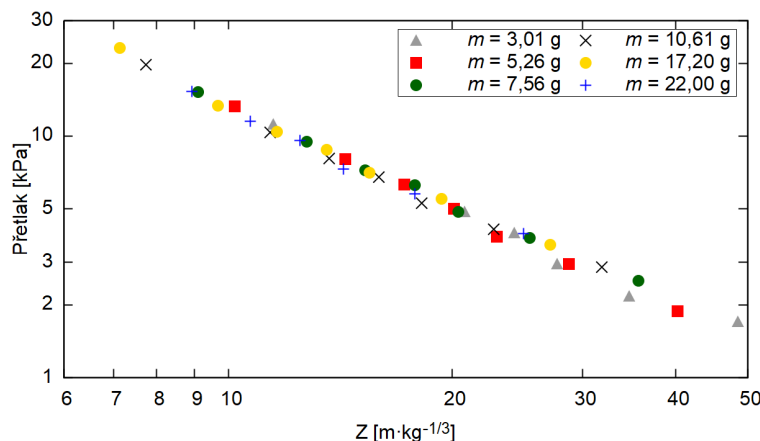
Při práci byly využívány především nálože litého TNT, k jehož iniciaci je nezbytná počínová nálož. K tomu byla využívána plastická trhavina Semtex 1A. Nebylo však známo, jak velká musí počínová nálož být, aby došlo ke spolehlivé iniciaci litého TNT. Z uvedeného důvodu byla studována minimální hmotnost počínové nálože. Měřeny byly parametry VRV pro sérii experimentů s různým množstvím Semtexu 1A. Tato část navazuje na kapitolu 6.2.3, kde byla sledována iniciace nálože pomocí vysokorychlostního snímkování. Grafy na obrázku 7.20 ukazují závislosti přetlaku (nalevo) a impulsu (napravo) na redukované vzdálenosti. Velikost počínové nálože se pohybovala v rozmezí od pouhých 3 gramů po 22 gramů.



Obrázek 7.20: Vliv velikosti počínové nálože na parametry VRV.

Obrázek ukazuje příliš nízké hodnoty přetlaku i impulsu při použití 3 g Semtexu 1A (šedě). Obdobného výsledku bylo dosaženo i při použití 5,26 gramů (červeně). Pokud by na parametry VRV neměla velikost počínové nálože vliv, všechny hodnoty by tvořily jednu křivku. Rovněž parametry změřené při použití 7,56 gramů se nachází níže v porovnání s většími hmotnostmi Semtexu 1A. Výsledky všech větších hmotností se v grafech vzájemně překrývají a tvoří jednu závislost přetlaku/impulsu na redukované vzdálenosti. Na základě toho je za minimální hodnotu je považováno 10 gramů Semtexu 1A.

Při experimentech sledujících vliv velikosti počínové nálože byly použity velmi malé hmotnosti Semtexu 1A. Aby byl vyloučen vliv například nestabilní detonace v takto malém množství trhaviny, byla provedena série experimentů, během které byl měřen přetlak VRV od náloží Semtexu 1A umístěných na zemi. Zvoleny byly stejné hmotnosti, jaké byly studovány při experimentech zaměřených na velikost počínové nálože (3-22 g). Dosažené výsledky jsou shrnuty v grafu na obrázku 7.21.

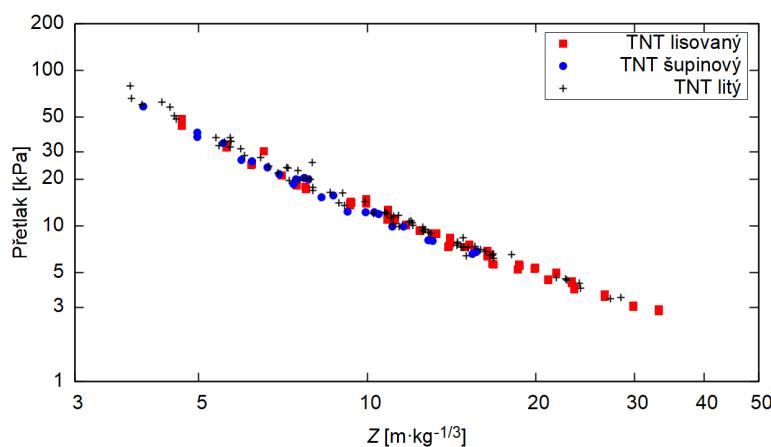


Obrázek 7.21: Závislost přetlaku na redukované vzdálenosti malé nálože Semtexu 1A.

Z grafu je evidentní, že se všechny změřené přetlaky v závislosti na redukované vzdálenosti překrývají. Na základě tohoto výsledku lze považovat použití i jednotek gramů Semtexu 1A za schopné detonace.

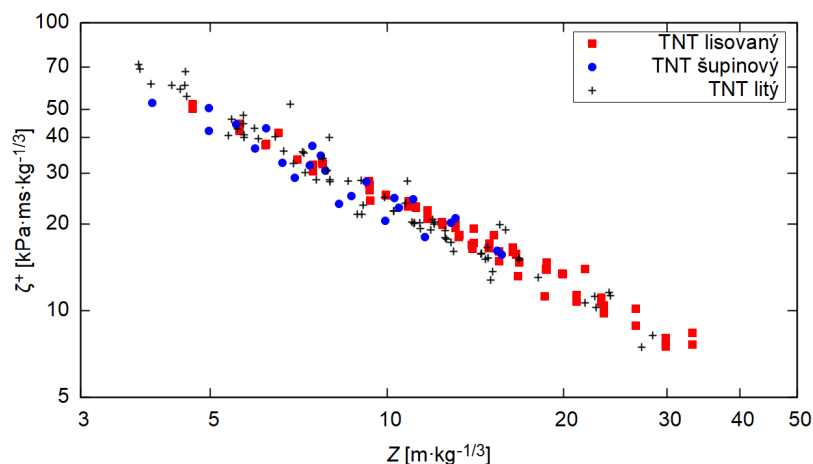
7.4.3 Vliv typu TNT na parametry VRV

K experimentům bylo používáno TNT, které může mít více forem. Vedle litých náloží byly provedeny experimenty s lisovaným a šupinovým TNT. Srovnání bylo provedeno měřením parametrů VRV. Nutno zmínit, že šupinový TNT se od lisovaného a litého liší hustotou. Provedené experimenty proto ověřují i vliv hustoty nálože na parametry VRV. Změřené přetlaky v závislosti na redukované vzdálenosti jsou vykresleny na obrázku 7.22.

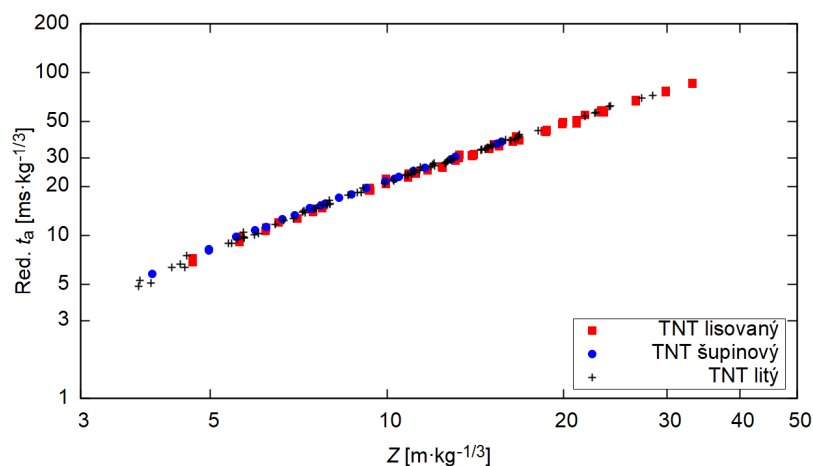


Obrázek 7.22: Závislost přetlaku na redukované vzdálenosti pro nálože TNT různého typu.

Každá ze změřených závislostí vykazuje určitý experimentální rozptyl typický pro měření tlakovými senzory. Při srovnání jednotlivých forem TNT mezi sebou nebyl pozorován vliv na změřené hodnoty dopadajícího přetlaku. K totožnému závěru vedou i oba následující grafy, kde na obrázku 7.23 je zobrazeno srovnání změřených impulsů. Hodnoty se opět překrývají nehledě na formu TNT. Na obrázku 7.24 je ukázán graf pro redukované časy příchodu VRV v závislosti na redukované vzdálenosti. Data vykazují nízký experimentální rozptyl a velmi dobrý překryv mezi jednotlivými formami trhavin. Z uvedených výsledků vyplývá, že má forma TNT i hustota nálože zanedbatelný vliv na parametry VRV.



Obrázek 7.23: Závislost redukováného impulsu na redukované vzdálenosti pro nálože TNT různého typu.



Obrázek 7.24: Závislost času příchodu VRV na redukované vzdálenosti pro nálože TNT různého typu.

Všechny popsané výsledky ukazují, že je měření tlakovými senzory spolehlivé, přestože jsou hodnoty přetlaků v porovnání s literaturou nižší (viz obrázek 7.18). Cílem bylo získat data, ke kterým bude možné přirovnat výsledky optického stanovení přetlaku. Protože bylo měření tlakovými senzory důkladně prověřeno sérií experimentů ve stejných podmínkách,

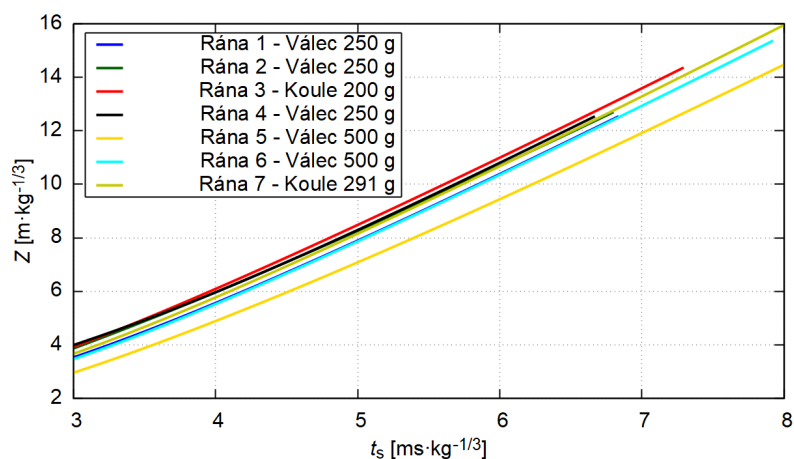
kde mělo být prováděno i optické měření, jako srovnávací standard byla využívána výhradně vlastní data z tlakových senzorů.

7.4.4 Optické stanovení parametrů VRV pro pozemní výbuch

Vyhodnocení parametrů VRV opticky se skládá z několika kroků. V prvním z nich je nutné fotogrammetricky stanovit pozici čela vzdušné rázové vlny v závislosti na čase. Ze znalosti pozice lze následně stanovit rychlost. K jejímu vyhodnocení byly použity metody popsané podrobněji v kapitole 1.4.4. Pro snazší orientaci jsou označovány jmény autorů. Výsledky obou metod byly srovnány vzájemně mezi sebou a jako nezávislá kontrolní metoda byla použita data změřená tlakovými senzory.

Při úvodních experimentech byly používány nálože Semtexu 1A tvarované do koule nebo válce s poměrem délky k průměru $L/D = 1$. Cílem bylo ověřit koncept měření a aplikovatelnost fotogrammetrie v malém měřítku. Několik úvodních experimentů nevedlo k úspěšnému měření, neboť nebyla známá citlivost metody a měření bylo prováděno s malou přesností. Vzdálenosti okolo 40 metrů mezi kamerou a náloží byly měřeny pásmem, čímž mohla vzniknout chyba i desítky centimetrů. Rovněž pravý úhel mezi středem obrazu kamery a rovinou s pozadím byl vytyčen pomocí ručního měření pásmem.

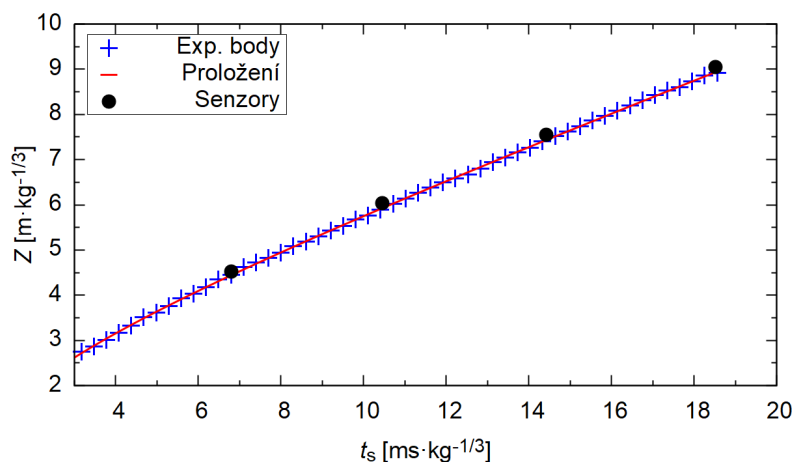
Výsledky první úspěšné série experimentů při pozemním výbuchu ukazuje obrázek 7.25. Uvedené jsou závislosti redukované vzdálenosti na redukovaném čase, aby bylo možné porovnávat různě velké nálože mezi sebou. Na grafu lze pozorovat poměrně dobrý překryv všech křivek mimo žluté, která je horizontálně posunuta k pozdějším časům. Chyba mohla být způsobena nepřesným určením času iniciace nálože, neboť použitá kamera spouštěla záznam s přesností na jeden snímek (0,2 ms při 5000 FPS). Pro vyhodnocení je však důležitá směrnice závislosti vzdálenosti na čase, která odpovídá rychlosti VRV. Horizontální posun křivek vůči sobě tak nemá na stanovený přetlak vliv.



Obrázek 7.25: Srovnání časů příchodu stanovených fotogrammetrickou metodou pro pozemní výbuchy Semtexu 1A.

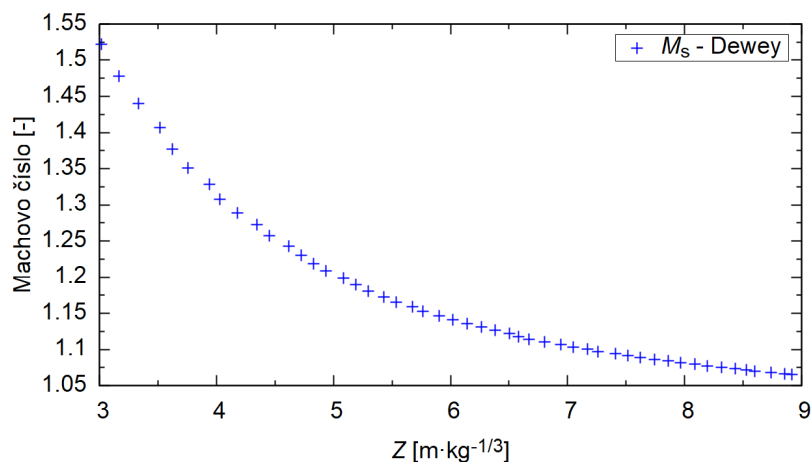
Deweyova a Sadkova metoda (viz kapitola 1.4.4) využívá vykreslená data jako vstupní hodnoty. Vyhodnocení oběma metodami je pro názornost popsáno na jednom experimentu. Zvolen byl experiment č. 7 pro kulovou nálož.

Na grafu 7.26 je vidět výsledek proložení hodnot Deweyovou rovnicí 1.16. V průběhu testů nebyly zaznamenány rozdíly mezi prokládáním redukovovaných a surových hodnot vzdálenosti a času. V literatuře je technika popsána pro prokládání již redukovovaných veličin, proto byly i všechny výsledky v předložené práci stanoveny tímto způsobem. Jako vstupní parametry byly vždy používány hodnoty $ABCD = [3.5; 1; 4.4; -1.8]$ publikované Kleinem a Deweyem [65]. Z grafu je patrné, že pomocí vysokorychlostní kamery lze měřit pozici čela vzdušné rázové vlny v čase. Uvedený graf rovněž slouží jako prvotní ukazatel a důkaz, že byly všechny geometrické korekce provedeny správně.



Obrázek 7.26: Proložení experimentálních hodnot pro experiment č.7 Deweyovou rovnicí.

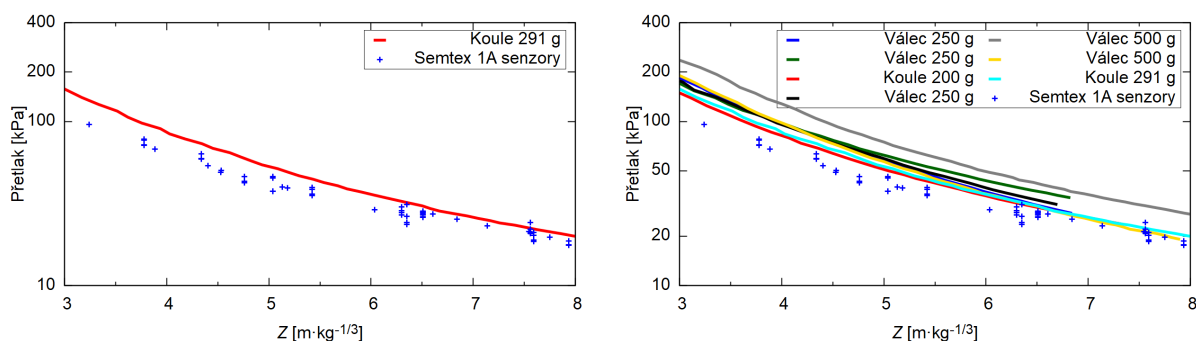
V dalším kroku byla pozice VRV přepočítána na rychlost rázové vlny vyjádřenou Machovým číslem. Využito bylo programu GNU Octave kvůli prokládání experimentálních dat nelineární rovnicí 1.16. Stanovená závislost Machova čísla na redukované vzdálenosti je ukázána na obrázku 7.27.



Obrázek 7.27: Machovo číslo stanovené Deweyovou metodou pro experiment č.7.

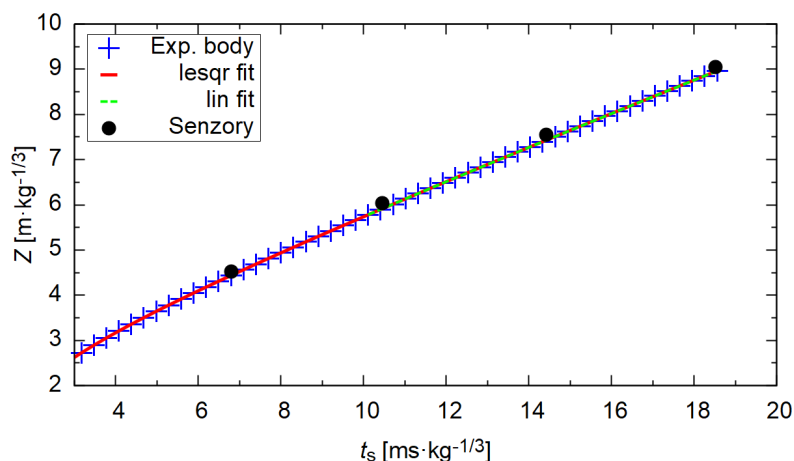
Výpočet přetlaku ze závislosti Machova čísla na vzdálenosti je ukázán na obrázku 7.28 nalevo. V grafu je vidět stanovený přetlak pro vzorovou nálož 291 gramů Semtexu 1A umístěnou

na zemi. Na grafu je patrná neshoda s přetlaky změřenými tlakovými čidly. Popsaný postup zpracování dat byl použit pro všechny experimenty. Shrnutí vypočítaných přetlaků uvádí obrázek 7.28 napravo. Graf ukazuje, že reprodukovatelnost měření není příliš vysoká a experimentální odchylka dopadajícího přetlaku je v porovnání s tlakovými senzory v desítkách procent.

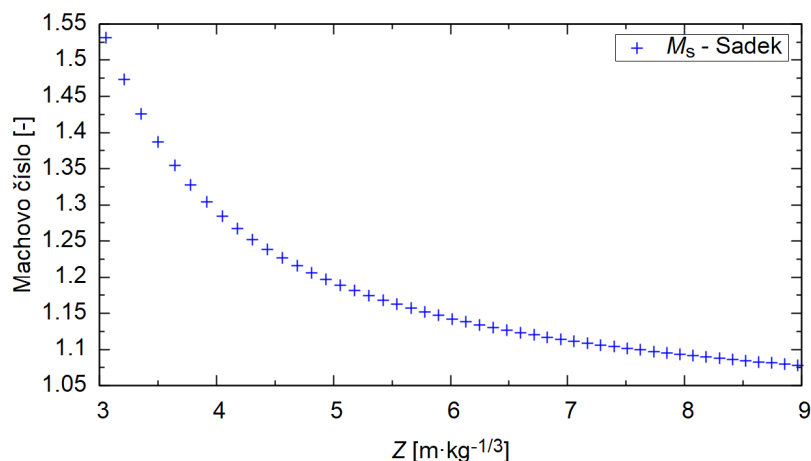


Obrázek 7.28: Srovnání přetlaků vypočtených z Machova čísla určeného Deweyovou metodou.

Data z experimentu č. 7 na obrázku 7.25 byla použita také jako vstupní hodnoty pro stanovení rychlosti VRV Sadkovou metodou. V prvním kroku bylo doporučeno provádět lineární proložení v oblasti hodnot, kde je poměr $\Delta p/p_0 < 0,29$. Protože je v této fázi vyhodnocení přetlak neznámý, byla použita oblast od $10 \text{ ms} \cdot \text{kg}^{-1/3}$, což z dostupných závislostí přetlaku na vzdálenosti odpovídá Sadkovu návrhu. Graf proložení hodnot Sadkovou rovnicí ukazuje obrázek 7.29. Po dokončení všech tří kroků proložení byla z derivací rovnic proložení získána rychlost. Rychlosti přepočtené na Machovo číslo ukazuje graf na obrázku 7.30.

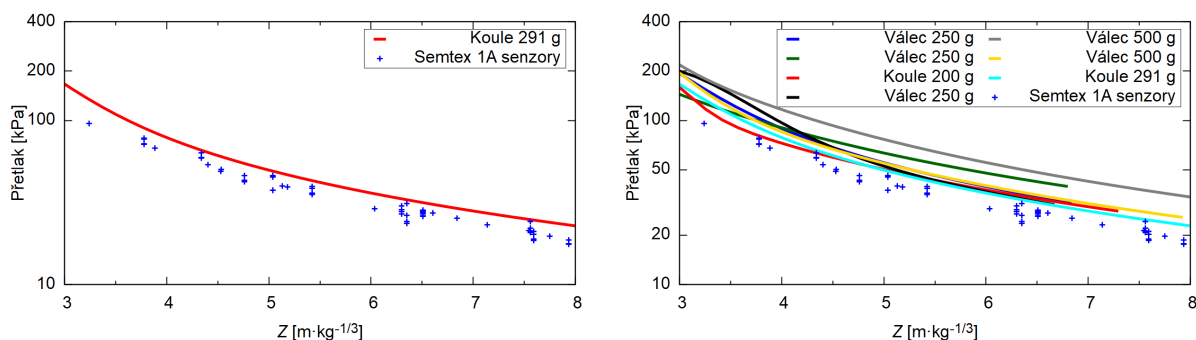


Obrázek 7.29: Proložení experimentálních hodnot pro experiment č.7 Sadkovou rovnicí.



Obrázek 7.30: Machovo číslo stanovené Sadkovou metodou pro experiment č.7.

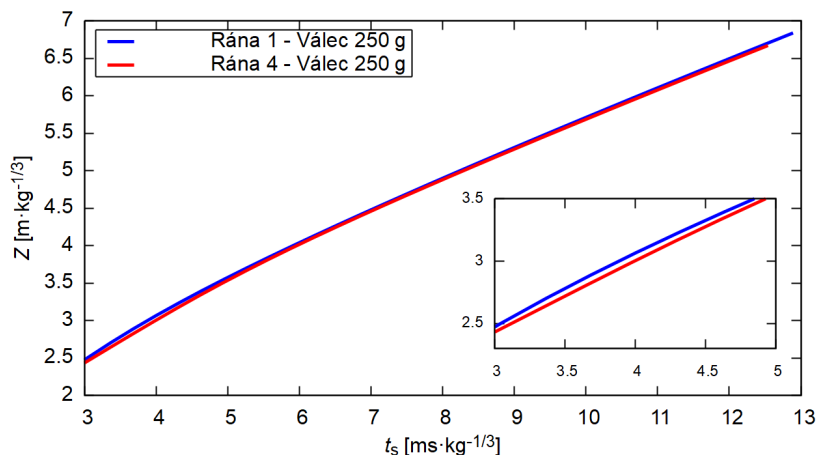
Ze stanovených rychlostí byl vypočten přetlak, jak ukazuje obrázek 7.31. Na grafu vlevo jsou uvedeny výsledky, které byly dosaženy Sadkovou metodou pro vzorový experiment č. 7. Na grafu vpravo jsou výsledky Sadkovy metody pro celou sérii experimentů. Ze srovnání přetlaků vypočítaných optickou metodou s přetlaky změřenými tlakovými senzory je evidentní nadhodnocení výsledků z optické metody. Odchyłka přetlaku dosahovala stejně jako v případě použití Deweyovy metody desítek procent.



Obrázek 7.31: Srovnání přetlaků vypočtených metodami podle a Sadka z fotogrammetrického určení pozice VRV.

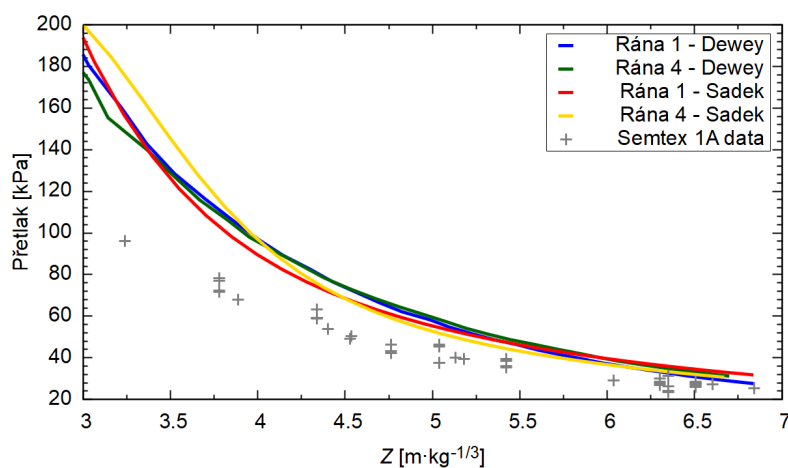
Ani jedna metoda vyhodnocení neposkytla výsledky, které by se shodovaly s přetlaky z tlakových senzorů. Výsledky optického měření přetlaku pro pozemní výbuch poskytovaly značně nadhodnocené hodnoty. Odchyłku lze ukázat na obrázku 7.31, kde je jsou hodnoty pro válcovou nálož o hmotnosti 500 g (šedá křivka) více než dvojnásobné v celém rozsahu redukovaných vzdáleností.

Při vyhodnocení byla pozorována vysoká citlivost matematických rovnic používaných k proložení experimentálních hodnot i k drobným nepřesnostem ve stanovení pozice VRV. Citlivost lze demonstrovat na obrázku 7.32. Uvedené křivky odpovídají dvěma válcovým náložím o hmotnosti 250 g při stejném uspořádání experimentu. Na grafu je patrné, že se křivky téměř dokonale překrývají. Vyhodnocením obou experimentů Deweyovou i Sadkovou metodou byly získány výsledky vykreslené na obrázku 7.33.



Obrázek 7.32: Srovnání časů příchodu stanovených fotogrammetricky pro dvě stejné nálože.

V grafu lze pozorovat odchylku výsledků v závislosti na použité metodě vyhodnocení. Rovněž lze pozorovat odchylku v přetlacích pro jednotlivé experimenty. I tak drobný rozdíl v časech příchodu stanovených fotogrammetrií, jaký byl prezentován na obrázku 7.32, má vliv na přesnost výsledků. Kvůli porovnání s nezávislou metodou byly do grafu byly přidány hodnoty z tlakových senzorů. Z grafu je patrné, že obě optické metody výsledky nadhodnocovaly. Možným důvodem odchylky je, že měření probíhalo v úzké oblasti redukovaných vzdáleností, kde jsou generované přetlaky a rychlosti poměrně nízké. Dewey i Sadek k navržení svých rovnic využívali experimenty s mnohatunovými náložemi. Důvodem může být i vysoká citlivost rovnic k rozptylu experimentálních hodnot a malým nepřesnostem při měření vzdáleností.

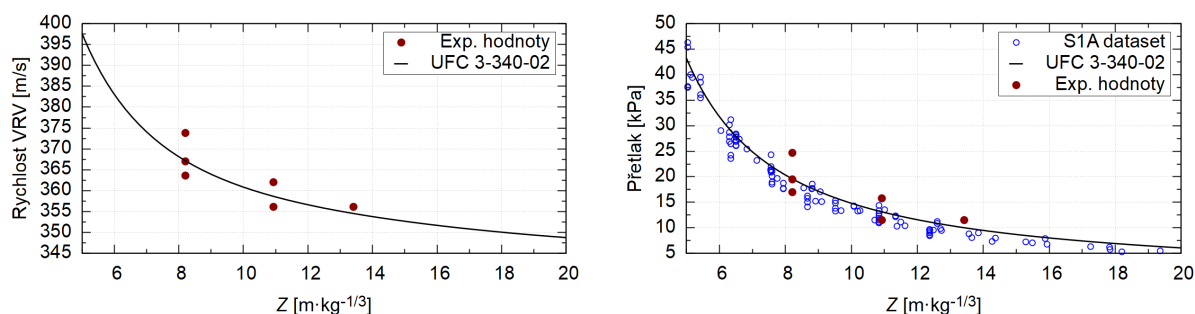


Obrázek 7.33: Srovnání přetlaků stanovených opticky pro dvě stejné nálože.

Nezávislým měřením tlakovými senzory bylo možné měřit časy příchodu i přetlak. Stanovení přetlaku opticky je však počítáno z rychlosti VRV, která byla jediným parametrem, který nebyl nijak ověřován. Aby bylo možné i tento mezikrok ve vyhodnocení kontrolovat, bylo potřeba navrhnout metodu měření rychlosti VRV.

7.4.5 Stanovení rychlosti VRV tlakovým senzorem

Jako nezávislá metoda pro ověření rychlostí vzdušné rázové vlny byl navržen vlastní senzor. Ten se skládal ze dvou měřících elementů v podobě tlakových čidel a jeho pouzdro bylo vyrobeno na 3D tiskárně. Ze znalosti vzdálenosti mezi elementy a časů příchodu na jednotlivé senzory byla určena rychlost. Výsledky byly nejprve srovnány s hodnotami přístupnými v literatuře, které reprezentuje dokument UFC 3-340-02 [34]. Změřené hodnoty jsou uvedeny na obrázku 7.34 vlevo.



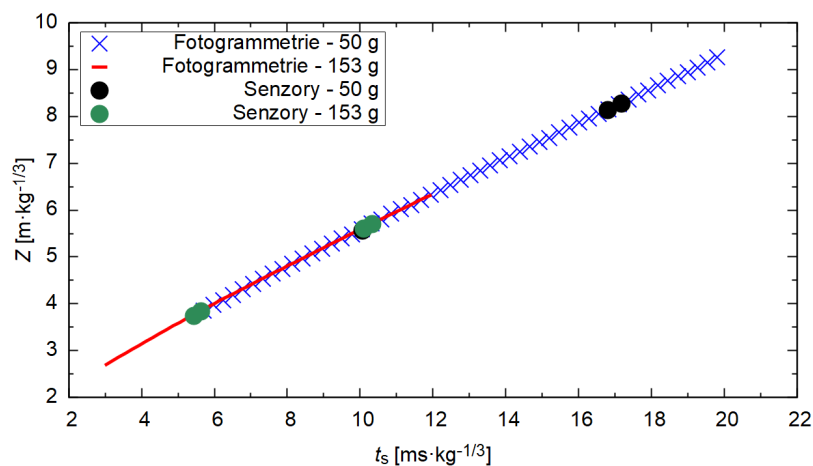
Obrázek 7.34: Experimentálně stanovená rychlost VRV (nalevo), dopadající přetlak stanovený z rychlosti VRV (napravo).

Na grafu lze pozorovat rozptyl okolo křivky z literatury. Vzhledem k faktu, že jde o idealizovanou křivku vzniklou proložení experimentálních hodnot, je rozptyl očekávaný. Jako dodatečné ověření výsledků, byly rychlosti stanovené improvizovaným senzorem přepočítány na přetlak, jak ukazuje graf napravo. Pro srovnání byly přidány hodnoty přetlaků naměřené tlakovými senzory pro pozemní výbuch Semtexu 1A (S1A, modře). Ten byl využíván v úvodních experimentech ověřujících koncept měření kvůli snadnosti přípravy nálož. Projev detonace TNT a Semtexu 1A na okolí je však podobný, jak popisuje kapitola 7.4.7. Z grafu napravo je patrné, že vypočítané přetlaky spadají do oblasti měřených přetlaků. Proto lze považovat sestavení senzoru rychlosti VRV za úspěšné.

7.4.6 Optické stanovení parametrů VRV pro zavěšené nálože

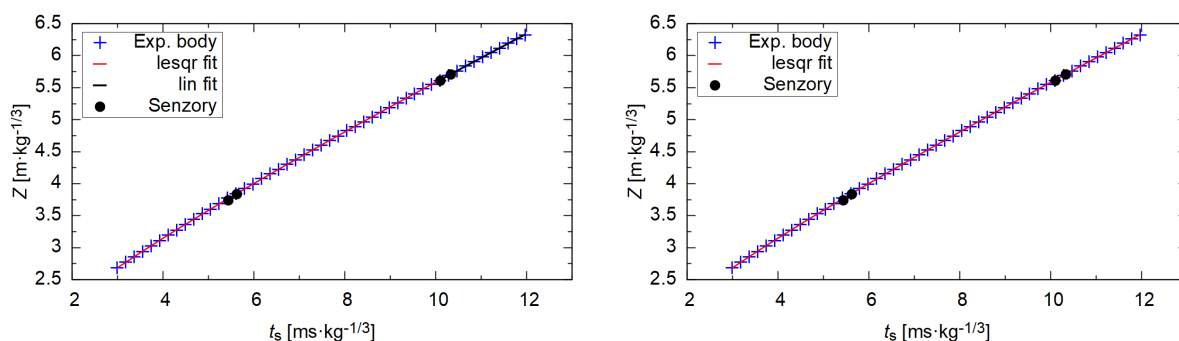
Protože experimenty s pozemním výbuchem poskytly nepřesné výsledky, bylo navrženo uspořádání s nižším množstvím proměnných, a tím potenciálních zdrojů nepřesností. Cílem bylo otestovat, zda lze optickou metodou dosáhnout i v malém měřítku přetlaků shodných s tlakovými senzory. Pro precizní vytyčení vzdáleností a úhlů byl střelecký areál geodeticky zaměřen (mapka v příloze B). Využívány byly výhradně kulové nálože s iniciací z jejich středu. Ty byly zavěšeny nad zemí, aby byl vyloučen odraz VRV před dokončením měření primární vlny. K vyhodnocení byla využívána Sadkova metoda, která se po validaci v experimentální části ukázala vhodnější (viz kapitola 5.6.3). Sadek navíc ve své práci [60] poukazyval na citlivost Deweyových rovnic.

Fotogrammetrické stanovení rychlosti vzdušných rázových vln bylo nejprve provedeno pro kulové nálože Semtexu 1A. Na obrázku 7.35 je ukázán překryv časů příchodu VRV pro 50 a 153 gramů Semtexu 1A i shoda s časy příchodu na tužkové senzory.



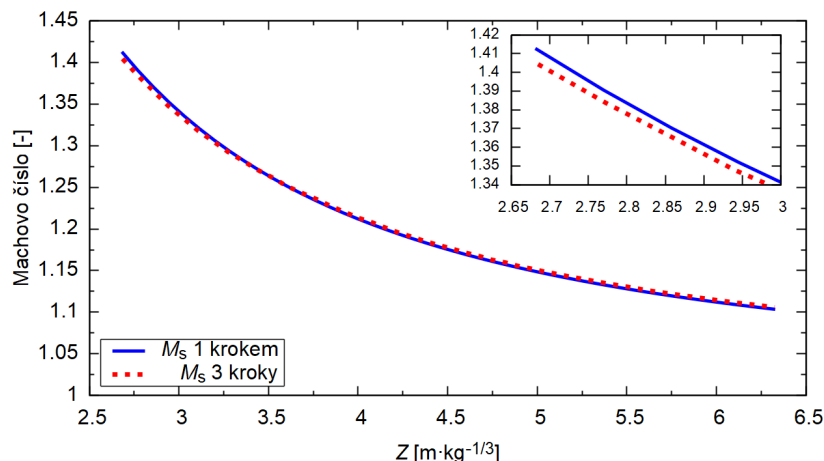
Obrázek 7.35: Srovnání optického stanovení pozice VRV pro zavěšené nálož Semtexu 1A.

Pro následující vzorové grafy byl vybrán experiment s náloží o hmotnosti 153 gramů Semtexu 1A. Experimentální data závislosti vzdálenosti na čase z obrázku 7.35 byla vyhodnocena Sadkovou metodou. Sadek na rozdíl od Deweye popsal tříkrokovou techniku proložení hodnot, proto byl dodržen jak jeho postup, tak byla metoda modifikována k použití v jednom kroku. Ta využívala Sadkovu rovnici 1.21, ale celé proložení proběhlo v jednom kroku bez fixně zadaných parametrů. Graf proložení experimentálních hodnot lze vidět na obrázku 7.36. Pro srovnání je nalevo uveden originální tříkrokový postup a napravo modifikovaný jednokrokový.



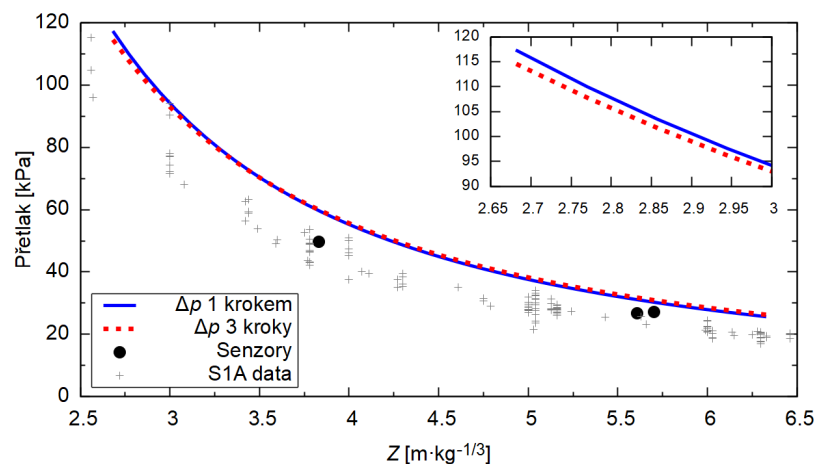
Obrázek 7.36: Tříkrokové (vlevo) a jednokrokové (vpravo) proložení experimentálních hodnot rovnicí navrženou Sadkem.

Překvapivé je, že proložení dat i shoda s časy příchodů na tlakové senzory je v obou variantách Sadkovy metody perfektní, přesto lze pozorovat velmi malou odchylku ve výpočtu Machova čísla. Rozdíl pro nízké redukované vzdálenosti je znázorněn miniaturou v grafu.



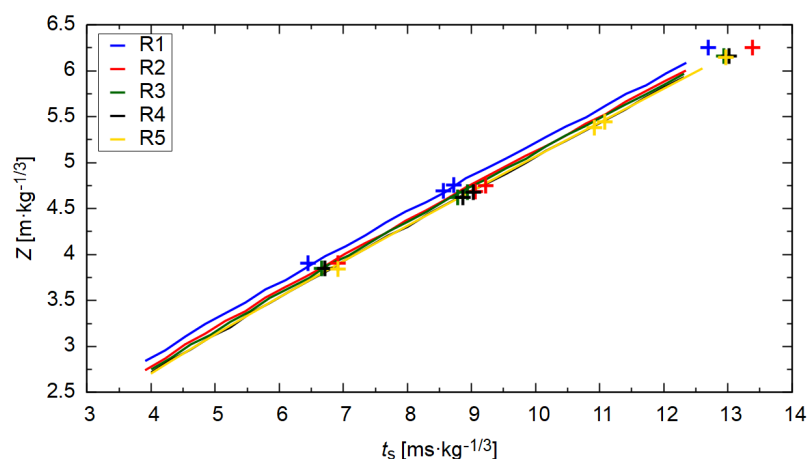
Obrázek 7.37: Machovo číslo stanovené Sadkovou metodou.

Protože byla pozorována odchylka v Machově čísle, byl očekáván obdobný rozdíl i ve stanovených přetlacích. Výsledné hodnoty ukazuje obrázek 7.38. Výsledky pro originální Sadkův postup i pro modifikovaný jednokrokový postup jsou mírně nadhodnocené proti tlakovým sensorům. Data z tlakových sensorů byla přepočítána z pozemního výbuchu s využitím rovnice 1.38. Při popsání experimentech byl rozdíl mezi Sadkovou originální a modifikovanou metodou zanedbatelný. Protože se ale při validaci metodiky v kapitole 5.6.3 ukázala tříkroková metoda nejpřesnější, byla pro následující experimenty využívána jako jediná.



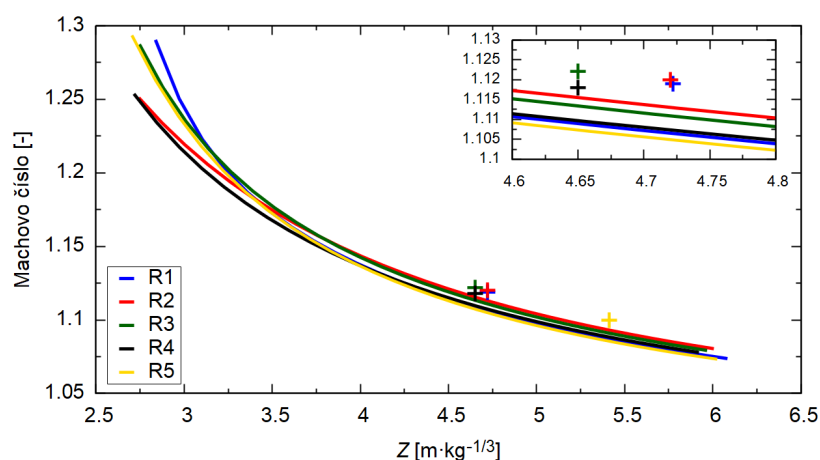
Obrázek 7.38: Dopadající přetlak stanovený Sadkovou metodou.

Rozdíl stanovených přetlaků opticky v porovnání s výsledky z tlakových sensorů se pohyboval okolo 10 %. Tato odchylka znamená výrazné zlepšení přesnosti měření v porovnání s pozemním výbuchem. Úvodní experimenty se Semtexem 1A proto lze považovat za úspěšné ověření konceptu měření parametrů VRV pro zavěšené nálož. V následující sérii experimentů byly použity nálož litého TNT iniciované ze středu počínovou nálož. Souhrn odečtených pozic čela VRV v čase shrnuje obrázek 7.39. Jednotlivé experimenty jsou značeny jako R1 až R5 (rána 1 – rána 5) a hmotnost všech nálož byla 250 g.



Obrázek 7.39: Opticky stanovené časy příchodu VRV ve srovnání s tlakovými senzory.

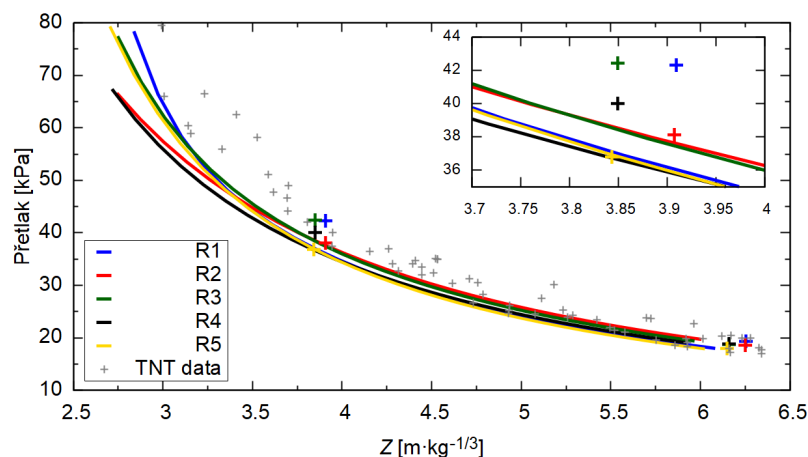
Na grafu je vidět rozptyl v horizontálním směru. Tento rozptyl lze odůvodnit přesností vysokorychlostní kamery, která při snímkovací rychlosti 5000 FPS a záznamu při otevřené závěrce zaváděla časovou nepřesnost 0,2 ms. Negativní vliv mělo i poměrně nízké rozlišení záznamu. Pro přesnost výsledků je důležitá směrnicí závislost určující rychlost VRV a shoda s časy zaznamenanými tlakovými senzory, proto nebyly signály časově srovnány. Jednotlivé křivky byly přepočítány Sadkovou metodou na Machovo číslo, jak ukazuje obrázek 7.40.



Obrázek 7.40: Machovo číslo stanovené Sadkovou metodou pro zavěšené nálož.

Při porovnání s rychlostmi změřenými senzorem rychlosti VRV bylo dosaženo shody s minimální odchylkou Machova čísla, jak je ukázáno na detailu v miniatuře grafu. Rozdíly mezi stanovenými křivkami lze pozorovat pouze v oblasti nejnižších redukovaných vzdáleností, kde byla pozice VRV odečítána na hraně plamene.

Stanovené rychlosti byly přepočítány na dopadající přetlak. Obdržené výsledky shrnuje obrázek 7.41. Graf opět ukazuje dobrou shodu optického měření s nezávislým měřením tlakovými senzory. Při srovnání jednotlivých křivek mezi sebou je rovněž dosaženo vysoké reprodukovatelnosti výsledků. Pouze v oblasti okolo redukovaných vzdáleností $Z = 3 \text{ m} \cdot \text{kg}^{-1/3}$ se od sebe křivky liší, což je pravděpodobně způsobeno odečtem pozice VRV na hraně plamene.



Obrázek 7.41: Srovnání přetlaku stanoveného Sadkovou metodou s hodnotami změřenými tlakovými senzory pro zavěšené nálož.

Protože je reprodukovatelnost rychlostí i přetlaku vysoká a výsledky stanovené opticky souhlasí s nezávislým měřením tlakovými senzory, lze optimalizaci metody v malém měřítku považovat za úspěšnou. Výsledky však ukazují vysokou citlivost rovnic na malé odchylky v naměřených datech. Klíčovým krokem pro využívání fotogrammetrické metody ke sledování pohybu čela VRV je proto kvalitní vizualizace a stanovení aktuální vzdálenosti jejího čela od nálož. Jako potřebné vypadá využití nezávislé metody (např. tužkových tlakových senzorů) k měření času příchodu a současně i dopadajícího přetlaku ve známé vzdálenosti, které zajistí ověření správného vyhodnocení. V případě odchylek mezi nezávislými metodami měření je pak prakticky nemožné spolehlivě stanovit přetlak optickou metodou. Experiment musí být navržen s důrazem na přesnost a potřebné vzdálenosti pečlivě změřeny s odchylkou maximálně jednotek centimetrů, aby bylo možné geometrické korekce provést s extrémní přesností. Pravý úhel mezi rovinou pozadí za náloží a pohledem kamery je další parametr, který je nezbytné vytyčit s co nejmenší chybou. Jakmile je možné spolehlivě stanovit pozici VRV, optická metoda stanovení přetlaku může poskytovat přesné výsledky. Z praktických zkušeností lze doporučit spíše Sadkovu rovnici, která se ukázala méně citlivá i při aplikaci na data publikovaná v literatuře.

Využívání fotogrammetrie ukázalo limity vysokorychlostní kamery NAC GX3, která neumožnila natočit záznam ve vysokém rozlišení při vyšších snímkovacích rychlostech než 5000 FPS. Při natáčení záznamu s otevřenou závěrkou tak vzniká časová nepřesnost rovná expoziční době, čili 0,2 ms. Z uvedeného důvodu nebyly provedeny další experimenty, které by si kladly za cíl minimalizovat odchylky metody pro pozemní výbuch.

7.4.7 Stanovení TNT ekvivalentu Semtexu 1A

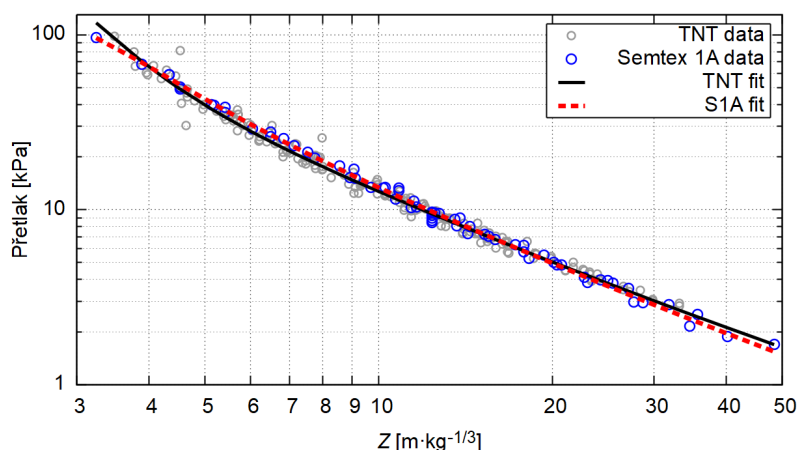
Závislosti přetlaku a impulsu na vzdálenosti z předchozích kapitol byly použity ke stanovení tritolového ekvivalentu plastické trhaviny Semtex 1A. TNT ekvivalent byl stanoven z obou parametrů a vzájemně porovnán. Hodnoty pro TNT sloužily jako standard, ke kterému byly vztaheny hodnoty z experimentů se Semtexem 1A. Změřené hodnoty byly proloženy rovnicí 1.36 podle článku [68]. Obdržené parametry rovnice ukazuje tabulka 7.2 spolu s parametry pro TNT, které byly publikovány v [68]. Pro vyšší přesnost prokládání,

byla rovnice pro Semtex 1A doplněna o pátý člen E/Z^5 . Pro výpočet parametrů křivky reprezentující závislost redukováného impulsu na redukované vzdálenosti byla použita rovnice 1.37.

Tabulka 7.2: Parametry rovnic k proložení experimentálních bodů

	<i>A</i>	<i>B</i>	<i>C</i>	<i>D</i>	<i>E</i>
Δp_{S1A}	54,256	1107,4	-5646,4	30146	47809
ζ_{S1A}^+	246,52	-273,13	4086	15329	17678
Δp_{TNT}	66,714	815,86	-3419,3	13117	/
ζ_{TNT}^+	251,47	7,1991	333,32	1456,8	/

Získané parametry byly následně použity ve stejné rovnici k výpočtu přetlaku pro rozsah hodnot $Z = 3,5\text{--}50 \text{ m} \cdot \text{kg}^{-\frac{1}{3}}$, jak lze vidět v grafu na obrázku 7.42. Vypočtené hodnoty jsou reprezentovány křivkami a pro názornost byla ponechána i experimentální data obou trhavin. Z grafu je patrné, že se experimentálně změřené přetlaky pro Semtex 1A i TNT překrývají v celém rozsahu redukováných vzdáleností. Pro obě trhaviny byl zaznamenán i podobný rozptyl hodnot. Vzhledem k popsanému překryvu přetlaků lze očekávat TNT ekvivalent Semtexu 1A blízky jedné.

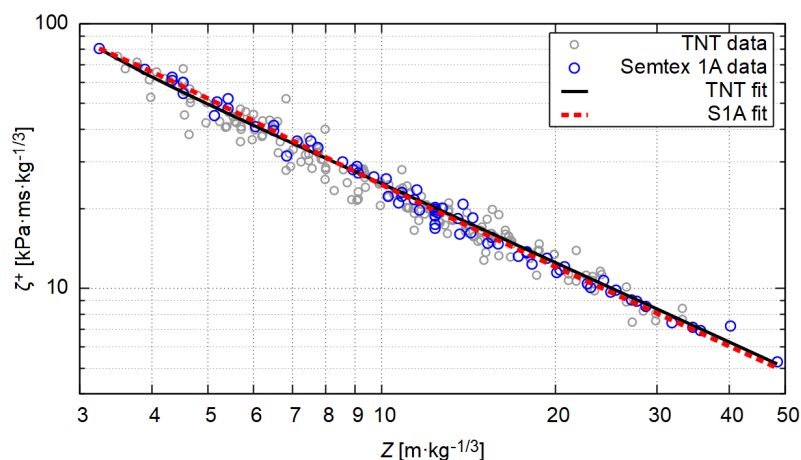


Obrázek 7.42: Proložení změřených přetlaků pro Semtex 1A doplněné o křivku pro TNT.

Obdobným způsobem byl sestrojen graf na obrázku 7.43. Přerušovaná křivka reprezentuje proložení změřených hodnot redukováných impulsů v závislosti na redukované vzdálenosti, zatímco plná křivka hodnoty pro TNT. V grafu jsou rovněž vykresleny experimentální body pro obě trhaviny. Stejně jako v případě přetlaku se oblast stanovených impulsů pro obě trhaviny překrývá a TNT ekvivalent by proto šlo očekávat rovný jedné.

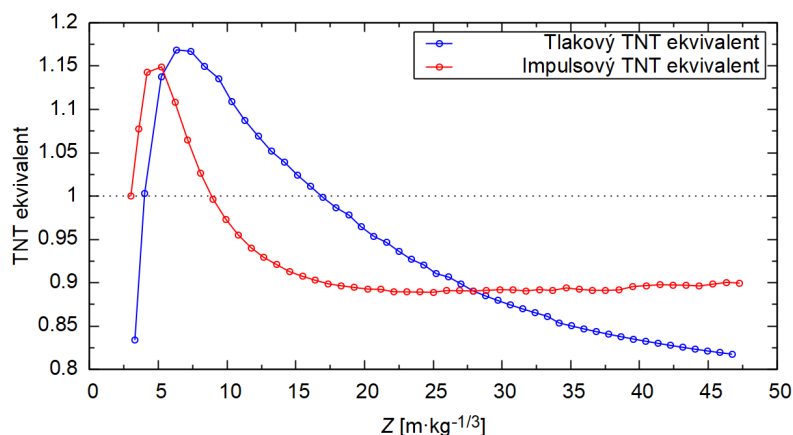
Experimentální data s rozptylem bývají často reprezentována křivkami, které vznikají jejich proložení. Ke stanovení TNT ekvivalentu proto byl vypočítán poměr křivek z obou předchozích grafů a z výsledných hodnot sestrojen graf na obrázku 7.44. Křivky v grafu budí dojem závislosti TNT ekvivalentu na redukované vzdálenosti od nálože. Zatímco v oblasti pod $Z = 4 \text{ m} \cdot \text{kg}^{-\frac{1}{3}}$ je po výpočtu z přetlaku dosahováno ekvivalentu nižšího než 1, v rozmezí $Z = 4\text{--}17 \text{ m} \cdot \text{kg}^{-\frac{1}{3}}$ ukazuje proložení pro Semtex vyšší přetlaky než křivka pro TNT. Maxima

TNT ekvivalentu 1,17 je dosaženo v $Z = 6,5 \text{ m} \cdot \text{kg}^{-\frac{1}{3}}$. Za touto oblastí dochází opět k poklesu až pod úroveň TNT a hodnota ekvivalentu klesá až na 0,81.



Obrázek 7.43: Proložení změřených impulsů pro Semtex 1A doplněné o křivku pro TNT.

Velmi podobný trend byl získán při výpočtu z redukovaného impulsu. Maxima 1,15 je dosahováno v $Z = 5,2 \text{ m} \cdot \text{kg}^{-\frac{1}{3}}$ a poklesu zpět na úroveň TNT v $Z = 9 \text{ m} \cdot \text{kg}^{-\frac{1}{3}}$. Na rozdíl od tlakového ekvivalentu zde ovšem dochází k ustálení hodnoty ekvivalentu na hodnotě 0,89.



Obrázek 7.44: Závislost TNT ekvivalentu na redukované vzdálenosti pro Semtex 1A.

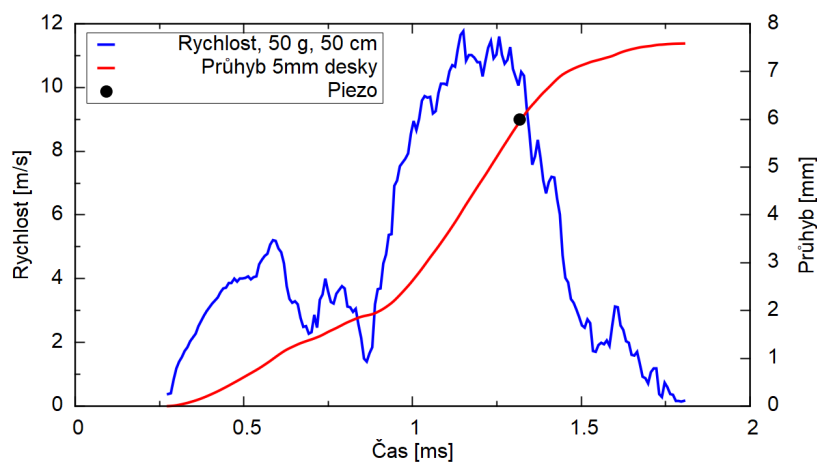
Z uvedených výsledků vychází, že trhavině nelze přisoudit jeden konkrétní tritolový ekvivalent, pokud je stanoven z poměru křivek, které reprezentují některý parametr VRV. Z grafů na obrázcích 7.42 a 7.43 je však evidentní, že se experimentální hodnoty pro obě trhaviny překrývají. Z hodnot ani nelze vyvodit závislost TNT ekvivalentu na vzdálenosti, neboť obě trhaviny dosahují obdobných parametrů VRV v celém rozsahu sledovaných vzdáleností. Naopak křivky, které vznikly proložení experimentálních hodnot, se vzájemně kříží, čímž při výpočtu jejich poměru vzniká dojem závislosti TNT ekvivalentu na vzdálenosti. Tritolový ekvivalent Semtexu 1A stanoven z křivek pro dopadající přetlak se proto nachází v rozmezí 0,81–1,17. Hodnota z redukovaného impulsu pak v rozmezí 0,89–1,15. V obou případech je

vyšších hodnot TNT ekvivalentu dosahováno v blízkosti nálože, zatímco nižších daleko od nálože. Popsaný trend pozoroval při stanovení TNT ekvivalentu i Kleine [65]. Zmíněnou problematikou se podrobněji zabývá také Locking [72]. Popsaný trend je však způsoben kvalitou proložení experimentálních hodnot spíše než fyzikální podstatou. Proto se způsob stanovení TNT ekvivalentu vzájemným porovnáváním dvou křivek regrese neukazuje jako vhodný a TNT ekvivalent Semtexu 1A je pro účely práce považován za rovný jedné.

7.5 Průhyb ocelové desky zatížené dopadem VRV

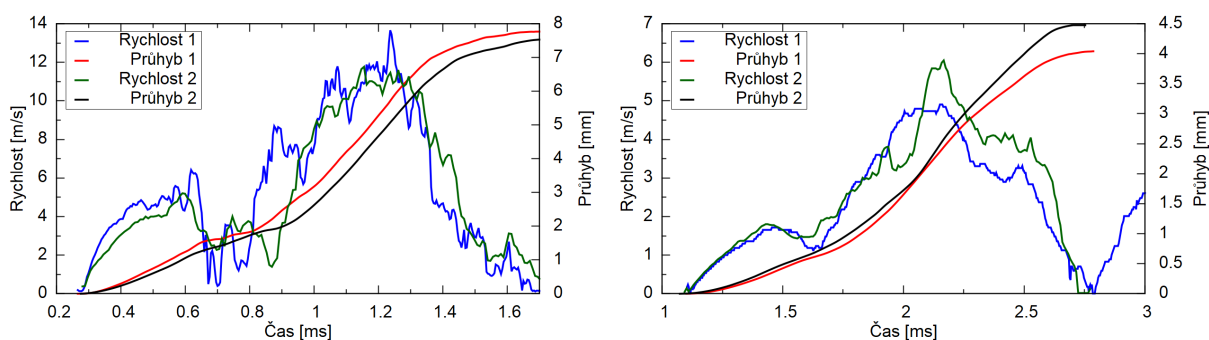
Urychlování hmoty výbuchem bylo zkoumáno také mimo přímý kontakt s trhavinou. Detonací nálože trhaviny zavěšené ve vzduchu byla generována vzdušná rázová vlna, která zatěžovala ocelovou desku umístěnou v masivní kovové konstrukci. Tím docházelo k průhybu desky, což bylo zaznamenáváno laserovou interferometrií PDV. Měřicí sonda se nacházela pod ocelovou deskou přesně v jejím středu. Vzorový záznam z měření ukazuje obrázek 7.45, kde modrá křivka odpovídá změřenému rychlostnímu profilu ve středu desky. Červeně je pak znázorněna integrální křivka, která ukazuje závislost aktuální výchylky (průhybu) v čase. K prvotnímu ověření spolehlivosti výsledků byly experimenty doplněny o piezoelektrické čidlo v přesně známé vzdálenosti pod ocelovou deskou. V momentě odpovídající výchylky došlo ke kontaktu a zaznamenání signálu. Okamžik kontaktu s piezoelektrickým čidlem je vyznačen černým bodem. Při srovnání času, ve kterém došlo ke kontaktu, a integrální křivky je patrné, že obě měřicí techniky poskytly výsledky s velmi dobrou shodou. Metoda PDV poskytuje celý rychlostní profil, zatímco starší techniky pouze tolik bodů, kolik bylo použito senzorů. Proto byla většina experimentů provedena výhradně metodou PDV.

Na následujících grafech lze vidět jasně opakovatelný trend rychlosti u všech signálů. Po úvodním zrychlení dochází ke zpomalení, nikoliv však k úplnému zastavení. Následuje opět zrychlení až do doby, kdy je dosažena maximální rychlost. Poté dochází ke zpomalení až na nulovou rychlost, což značí okamžik, kdy je ocelová deska prohnuta do své maximální výchylky. Signály byly vyhodnocovány pouze do tohoto okamžiku. Následovala fáze, kde došlo k opětovnému zrychlení. Tentokrát v opačném směru, což znamenalo pohyb desky zpět směrem od sondy do své původní pozice.



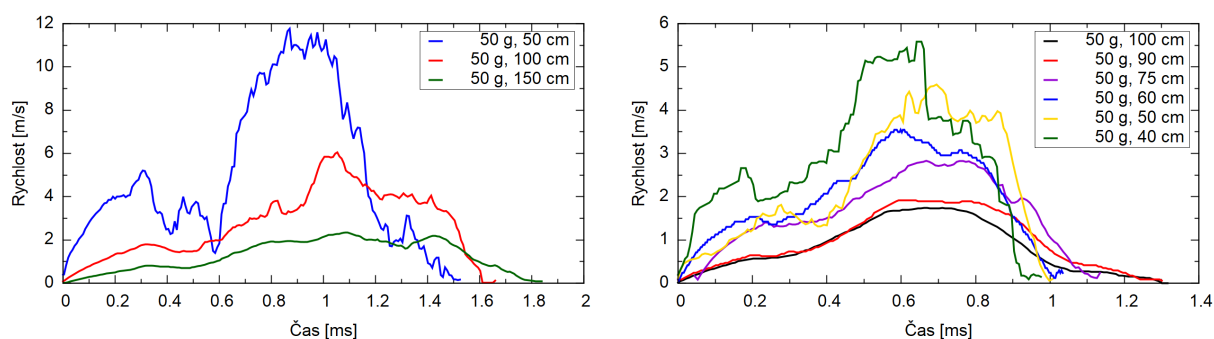
Obrázek 7.45: Srovnání průhybu změřeného piezoelektrickým čidlem s laserovou interferometrií.

Reprodukovatelnost byla sledována pro nálož 50 gramů Semtexu 1A. Výsledky pro desku o tloušťce 5 mm při zavěšení nálože v 50 cm ukazuje obrázek 7.46. Obdobně byl proveden experiment se zavěšením nálože ve vzdálenosti 100 cm, což ukazuje graf napravo. Oba grafy vykazují stejný trend signálů, kdy dochází pouze lokálně k odchylkám, které lze přisoudit lehce odlišnému prohýbání na základě drobných odchylek v zatížení materiálu. Nálož například mohla být umístěna maximálně o jednotky centimetrů mimo střed desky. Při srovnání průhybů desky lze pozorovat shodu s chybou maximálně 0,5 mm průhybu pro nálož ve 100 cm. Odchyška byla pro nálož 50 cm nad deskou pouhých 0,2 mm. Z uvedených důvodů lze popsání měření považovat za vhodné a velmi spolehlivé, neboť poskytuje velmi vysoké množství informací o celém průběhu měření.



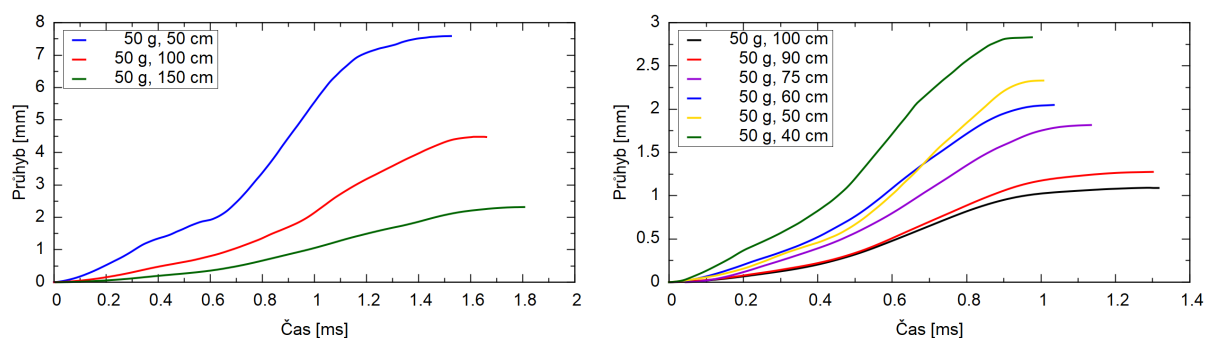
Obrázek 7.46: Reprodukovatelnost měření průhybu ocelové desky.

Po úvodním ověření metodiky byla provedena série experimentů, v jejichž průběhu byl sledován vliv velikosti nálože, vliv vzdálenosti, a také vliv tloušťky ocelové desky. Nejprve byly prováděny experimenty s ocelovou deskou o tloušťce 5 mm. Rychlostní záznamy pro různé výšky zavěšení 50gramové nálože ukazuje obrázek 7.47 nalevo. Z grafu je evidentní očekávaný vliv vzdálenosti na dosaženou rychlost prohýbání desky. Zatímco při vzdálenosti 50 cm dosahovala deska téměř 12 m/s, při vzdálenosti 100 cm již 6 m/s a při vzdálenosti nálože 150 cm už pouze 2,4 m/s. Zmíněné hodnoty lze srovnat s dosaženými rychlostmi při zatěžování 10 mm tlusté ocelové desky, které ukazuje graf napravo. Pro vzdálenost 50 cm dosáhla rychlost 4,6 m/s a při vzdálenosti 100 cm 1,75 m/s. Odpovídající signály jsou shrnuty v grafech na obrázku 7.47.



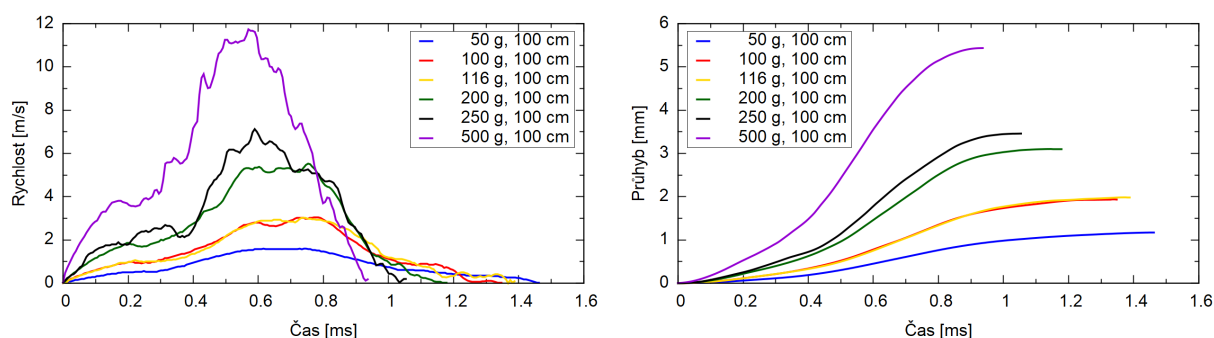
Obrázek 7.47: Vliv vzdálenosti 50g nálože na rychlost prohýbání ocelové desky. Nalevo deska o tloušťce 5 mm, napravo 10 mm.

Z důvodu plastické deformace 5mm desky bylo rozhodnuto o pokračování experimentů pouze s deskou o tloušťce 10 mm. Graf napravo pro tlustší z desek ukazuje průběh výchylky v čase pro nálože umístěné v různé výšce. Za povšimnutí stojí signály změřené pro vzdálenosti 60 a 50 cm, kde dochází ke křížení křivek průhybů. Nálož umístěná v 60 cm v počátku urychlila desku na vyšší rychlost, čemuž odpovídá i vyšší aktuální průhyb. V čase 0,69 ms pak dochází ke křížení integrálních křivek a podle očekávání vystoupá křivka pro bližší nálož k větší výchylce. Zmíněný trend byl pravděpodobně způsobena lokální odchylkou v namáhání blízkým výbuchem.



Obrázek 7.48: Vliv vzdálenosti 50g nálože na průhyb ocelové desky. Nalevo deska o tloušťce 5 mm, napravo 10 mm.

Dalším sledovaným parametrem byl vliv velikosti nálože na průhyb desky. Již použité hmotnosti náloží během předchozích experimentů byly doplněny o další a všechny byly přivedeny k detonaci ve vzdálenosti 100 cm nad deskou. Srovnání změřených záznamů uvádí obrázek 7.49. Na grafech lze pozorovat očekávaný vliv, kdy největší (500 g) nálož dokázala urychlit ocelovou desku až k 12 m/s, což vedlo k maximální výchylce 5,43 mm.



Obrázek 7.49: Vliv hmotnosti nálože na rychlost a průhyb 10mm ocelové desky.

Experimenty byly navrhovány tak, aby nemusela být ocelová deska měněna, proto nebyly použity větší nálože ani menší vzdálenosti. Zbytkové výchylky desky byly nulové a desku bylo možné používat opakovaně. Na základě provedených experimentů lze metodu PDV považovat za vhodnou i k měření pomalých dějů. Tím je metoda obecně aplikovatelná pro měření dynamického zatížení materiálů.

Závěr

Předložená práce přináší literární řešení zahrnující detonaci a s jí spojené jevy, jakými je urychlení hmoty výbuchem, vznik plamene v místě detonace nebo šíření vzdušné rázové vlny do okolí. K experimentálnímu studiu jmenovaných dějů byly využívány optické metody zahrnující vysokorychlostní snímkování, laserovou interferometrii (PDV) nebo pasivní optický systém Optimex, které byly popsány v experimentální části.

Hlavním cílem práce bylo zavést metodu umožňující optické měření parametrů vzdušných rázových vln. Pro splnění cíle byla úspěšně zavedena metoda zvaná fotogrammetrie, kterou je možné stanovení rychlosti vzdušné rázové vlny následované výpočtem dopadajícího přetlaku v jejím čele. Protože k měření parametrů VRV byly na Ústavu energetických materiálů využívány tlakové senzory, bylo dalším cílem práce ověřit, zda se výsledky obou na sobě nezávislých metod shodují. Na základě srovnání výsledků optického stanovení s hodnotami dostupnými v literatuře i daty z tlakových senzorů lze považovat fotogrammetrické stanovení parametrů VRV za úspěšné. K dodatečnému ověření byl navíc sestrojen vlastní senzor rychlosti VRV, který současně ověřil koncept měření přetlaku přímo z rychlosti VRV a může posloužit k sestrojení komerčně dostupného senzoru. Vzhledem ke složitosti metody bylo v průběhu optimalizace potřeba překonat řadu komplikací, čímž bylo získáno mnoho cenných poznatků od nutnosti výběru správného pozadí, jeho vzoru, nastavení vysokorychlostní kamery až po nezbytné zpracování videozáznamu. Popsána je proto nová metoda zpracování obrazu, která dosud nebyla publikována.

Dalším cílem práce bylo zavedení metody ke kvantifikaci časového průběhu deformace materiálu při zatížení vzdušnou rázovou vlnou. Využita byla laserová interferometrie PDV. Měřena byla rychlost prohýbání ocelové desky zatížené dopadem vzdušné rázové vlny. Prezentovaná měření jsou perspektivní pro charakterizaci materiálů. Touto aplikací je dosaženo průběhu rychlosti a průhybu v čase, což pomocí starších metod v podobě kontaktních čidel nebylo možné. Zmíněná metodika byla nově zavedena a nebyla dosud publikována. Laserová interferometrie byla dále využívána k měření rychlosti kovových disků urychlených detonací nebo při svařování výbuchem.

Fotogrammetrie byla také optimalizována pro měření velikosti plamene vzniklého detonací. Je tomu tak poprvé, co je na ÚEnM možné tento parametr měřit. Působení výbuchu je v blízkosti nálože odlišné než dále, kde působí pouze vzdušná rázová vlna, proto by neměl být tento parametr opomíjen.

Vizualizace vzdušné rázové vlny zavedená především pro experimenty v exteriéru byla popsána také v laboratorním měřítku. Navržená a otestovaná šlírová metoda v uspořádání se dvěma zrcadly byla nově zavedena a není známo, že by se obdoba nacházela v rozsahu celé fakulty. Přestože metoda umožnila úspěšně zachytit pozici VRV, kvůli nedostatečné snímkovací rychlosti využívané kamery nebyla metoda optimalizována ke stanovení parametrů slabých

rázových vln v laboratoři. Protože lze předpokládat rozvoj technologií, otevírá metoda prostor pro další optimalizaci nebo využití v rámci výuky.

Díličními cíli práce bylo zavést do praxe nové aplikace stávajících optických metod dostupných na ÚEnM. Při experimentech zaměřených na studium detonace byla měřena detonační rychlost trhavin. Pomocí pasivního optického systému Optimex tak byly úspěšně charakterizovány práškové trhaviny, emulzní trhaviny, a také stanovena závislost detonační rychlosti nitromethanu na ředění methanolem. Toho bylo využito k navazujícímu vývoji levného generátoru rovinného čela detonační vlny. Optický systém Optimex tak sloužil i k měření zakřivení detonační vlny.

Během práce bylo nově využíváno 3D modelování a 3D tisku pro tvorbu prototypů specializovaných sestav na míru konkrétním experimentům nebo programů Octave, Gnuplot a Vegas Pro k efektivnějšímu zpracování experimentálních dat a videozáznamů. Sepsané skripty jsou uvedeny v příloze, aby usnadnily budoucí práci při zpracování dat při obdobných experimentech.

Literatura

- [1] P. W. Cooper a S. R. Kurowski, *Introduction to the Technology of Explosives*, Wiley-VCH, **1996**.
- [2] M. Cartwright a S. A. E. G. Falle, Numerical modelling of steady detonations with the CREST reactive burn model, *Journal of Engineering Mathematics*, **115**(1), str. 157–181, **2019**.
- [3] A. N. Dremin, S. D. Savrov, V. S. Trofimov a K. K. Shvedov, *Detonation Waves in Condensed Media*, Foreign Technology Division Wright-Patterson AFB, Ohio, **1972**.
- [4] A. C. Anastacio, J. Šelešovský, J. Kučera a J. Pachman, Ring Plane Wave Generator, V *Proc. 6th ICMT, Brno*, str. 32–36, **2017**.
- [5] H. S. Yadav, Flyer plate motion and its deformation during flight, *Int. J. Impact Engng.*, **7**(1), str. 71–83, **1988**.
- [6] J. Pachman, M. Künzel, K. Kubat, J. Selesovsky, R. Marsalek, M. Pospisil, M. Kubicek a A. Prokes, OPTIMEX : Measurement of Detonation Front Curvature with a Passive Fiber Optical System, *Cent. Eur. J. Energ. Mater.*, **13**(4), str. 807–820, **2016**.
- [7] W. Xiong, X. Zhang, Z. Guan, Y. He, L. Qiao a L. Guo, Study of simple plane wave generator with an air-metal barrier, *Defence Technology*, **10**(2), str. 190–197, **2014**.
- [8] A. D. Philippart, A Simple plane wave generator, Výzkumná zpráva, Defence research agency, Ford Halstead, Kent, **1993**.
- [9] K. Kubát, Generátory rovinného čela rázové vlny, Diplomová práce, Univerzita Pardubice, **2015**.
- [10] J. E. Backofen, The weponization of shaped charge technology, V *Fourth International Symposium on Ballistics*, **1978**.
- [11] J. Kucera, A. C. Anastacio, K. Kubat, M. Kunzel, J. Selesovsky a J. Pachman, Planarity of shock wave from explosive plane wave generator, V *Proc. of the 22th NTREM*, str. 487–494, Pardubice, **2019**.
- [12] L. Chládek, J. Němeček a J. Vacek, *Výbuchové svařování kovů a příbuzné procesy*, Nakladatelství technické literatury, **1979**.
- [13] C. M. Lindsay, G. C. Butler, C. G. Rumchik, B. Schulze, R. Gustafson a W. R. Maines, Increasing the Utility of the Copper Cylinder Expansion Test, *Propellants, Explosives, Pyrotechnics*, **35**(5), str. 433–439, **2010**.

- [14] J. E. Kennedy, Explosive output for driving metal, Výzkumná zpráva, Sandia Laboratories, New Mexico, **1972**.
- [15] R. W. Gurney, The initial velocities of fragments from bombs, shell, grenades, Výzkumná zpráva, Army Ballistic Research Laboratory Report BRL405, **1943**.
- [16] P. W. Cooper, *Explosives Engineering*, Wiley-VCH, **1996**.
- [17] J. Kucera, J. Selesovsky, J. Kvapil a J. Pachman, Velocity of explosively driven copper and aluminum plates with identical mass, V *Proc. of the 23th NTREM*, str. 520–525, Pardubice, **2020**.
- [18] W. R. Maines, D. E. Kittell a M. L. Hobbs, Maines Combined Mini Cylex and Disk Acceleration Tests in Type K Copper, *Propellants, Explosives, Pyrotechnics*, **43**, str. 506–511, **2018**.
- [19] K. T. Lorenz, E. L. Lee a R. Chambers, A simple and rapid evaluation of explosive performance - The disc acceleration experiment, *Propellants, Explosives, Pyrotechnics*, **40**(1), str. 95–108, **2015**.
- [20] W. D. Turley, G. D. Stevens, R. S. Hixson, E. K. Cerreta, E. P. Daykin, O. A. Graeve, B. M. La Lone, E. Novitskaya, C. Perez, P. A. Rigg a L. R. Veaser, Explosive-induced shock damage in copper and recompression of the damaged region, *Journal of Applied Physics*, **120**(8), **2016**.
- [21] B. Hopkinson, A method of measuring the pressure produced in the detonation of high explosives or by the impact of bullets, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character*, **213**, str. 437–456, **1914**.
- [22] J. S. Courtney-Pratt, A review of the methods of high-speed photography, *Rep. Prog. Phys.*, **20**, str. 379–432, **1957**.
- [23] P. O. K. Krehl, *History of Shock Waves, Explosions and Impact*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Berlin, **2009**.
- [24] C. E. Needham, *Blast waves*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, **2010**.
- [25] O. Igra a F. Seiler, *Experimental methods of shock wave research*, Springer International Publishing, **2016**.
- [26] S. J. Cimpoeu, D. V. Ritzel a J. M. Brett, *Explosion blast response of composites, Kapitola 1: Physics of Explosive Loading of Structures*, Elsevier Ltd, **2017**.
- [27] W. E. Baker, *Explosions in Air*, University of Texas Press, **1973**.
- [28] A. A. van Netten a J. M. Dewey, A study of blast wave loading on cantilevers, *Shock Waves*, **7**, str. 175–190, **1997**.
- [29] G. F. Kinney a K. J. Graham, *Explosive shocks in air (2nd edition)*, Springer-Verlag, Berlin and New York, **1985**.

- [30] H. Kleine, K. Hiraki, E. Timofeev, K. Ohashi, H. Maruyama, T. Hayashida, Y. Jun, K. Kitamura, T. Nakajima, A. Gojani, K Takayama a T. G. Etoh, Visual determination of the onset of irregular blast wave reflection, *V 27th International Congress on High-speed Photography and Photonics*, **2007**.
- [31] H. Kleine, E. Timofeev a K. Takayama, Reflection of blast waves from straight surfaces, *V Proc. ISSW 24*, svazek 2, str. 1019–1024, Springer, New York, **2005**.
- [32] H. Kleine, E. Timofeev a K. Takayama, Laboratory-scale blast wave phenomena – optical diagnostics and applications, *Shock Waves*, **14**(6), str. 343–357, **2005**.
- [33] R. C. Ripley, L. Donahue, T. E. Dunbar, S. B. Murray, C. J. Anderson, F. Zhang a D. V. Ritzel, Ground reflection interaction with height-of-burst metalized explosions, *Shock Waves*, str. 281–286, **2009**.
- [34] *Unified Facilities Criteria (UFC), Structures to resist the effects of accidental explosions, UFC 3-340-02*, Washington D.C. United States of America, Department of Defence, **2008**.
- [35] C. N. Kingery a G. Bulmash, Airblast Parameters from TNT Spherical Air Burst and Hemispherical Surface Burst - Technical Report ARBRL-TR-02555, Výzkumná zpráva, Aberdeen Proving Ground, Maryland, **1984**.
- [36] D. V. Ritzel, R. C. Ripley a S. B. Murray, Phenomenology of near-field loading from thermobaric blast, *V Proceedings of the Twelfth International Symposium on the Effects of Munitions with Structures, ISIEMS12*, Orlando, FL, **2007**.
- [37] A. Tyas, Experimental Measurement of Pressure Loading from Near-Field Blast Events: Techniques, Findings and Future Challenges, *Proceedings*, **2**(8), str. 471, **2018**.
- [38] B. Hopkinson, British ordnance board minutes, Výzkumná zpráva, British Ordnance Office, London, UK, Report 13565, **1915**.
- [39] E. G. Sachs, The Dependence of Blast on Ambient Pressure and Temperature, Výzkumná zpráva, BRL Rept. 466, Aberdeen Proving Ground, Maryland, USA, **1944**.
- [40] A. Ullah, F. Ahmad, H.-W. Jang a S.-W. Kim, Review of Analytical and Empirical Estimations for Incident Blast Pressure, *KSCE Journal of Civil Engineering*, str. 1–15, **2016**.
- [41] L. H. Brode, Numerical Solutions of Spherical Blast Waves, *Journal of Applied Physics*, **26**(6), str. 766–775, **1955**.
- [42] D.W. Hyde, Conventional Weapon Effects Programme, Software and Manual.
- [43] Applied Research Associates (ARA), A.T-Blast Version 2, Software and Manual, URL <https://www.ara.com/at-blast/>, **22. 5. 2021**.
- [44] United Nations Office for Disarmament Affairs, International Ammunition Technical Guideline, IATG 01.80:2015, **2015**.

- [45] J. M. Dewey, Surface burst of a 100 ton TNT hemispherical charge: Wire drag gauge measurements, Výzkumná zpráva, Suffield Experimental Station, Technical Note 80, **1962**.
- [46] R. E. Reisler, J. H. Keefer a N. H. Ethridge, MABS Monograph, Air Blast Instrumentation, 1943-1993 Measurement Techniques and Instrumentation Volume 2 - The High Explosive Era, 1959-1993, Výzkumná zpráva, Defense Nuclear Agency, Alexandria, VA 22310-3398.
- [47] D. C. Sachs, Air blast measurement technology, Výzkumná zpráva, **1976**.
- [48] PCB Piezotronics, *Piezoelectric sensors for dynamic pressure measurements: Pressure catalog*, URL <http://educyclopedia.karadimov.info/library/PFScat.pdf>, **22. 5. 2021**.
- [49] D. D. Keough, Pressure transducer for measuring shock wave profiles phase IX: additional gage development, Výzkumná zpráva, Defence Atomic Support Agency 1414-1, Stanford Research Institute, Menlo Park, California, **1964**.
- [50] T. Hamada, S. Itoh, K. Murata a Y. Kato, High Pressure Generation Using Underwater Explosion of a Spiral Explosive in a Conical Vessel, *Journal of Pressure Vessel Technology*, **126**(2), str. 258–263, **2004**.
- [51] G. Yiannakopoulos, A Review of Manganin Gauge Technology for Measurement in the Gigapascal Range, Výzkumná zpráva, MRL-TR-90-5, DSTO Materials Research Laboratory, Maribyrnong, Victoria 3032, Australia, **1990**.
- [52] Z. Rosenberg, D. Yaziv a Y. Partom, Calibration of foillike manganin gauges in planar shock wave experiments, *Journal of Applied Physics*, **51**(7), str. 3702–3705, **1980**.
- [53] L. H. Adams, R. W. Goranson a R. E. Gibson, Construction and Properties of the Manganin Resistance Pressure Gauge, *Rev. Sci. Instrum.*, **8**(230), **1937**.
- [54] F. Bauer, PVDF Shock Compression Sensors in Shock Wave Physics, V *AIP Conference Proceedings*, svazek 706, str. 1121–1124, **2004**.
- [55] M. Arrigoni, F. Bauer, S. Kerampran, J. Le Clanche a M. Monloubou, Development of a PVDF Pressure Gauge for Blast Loading Measurement, *Hum Factors Mech Eng Def Saf*, **2**(1), **2018**.
- [56] PCB Piezotronics, *Model 137B25 ICP ® Pressure Sensor, Installation and Operating Manual*, **2019**.
- [57] J. M. Dewey, The air velocity in blast waves from t.n.t. explosions, *Proc. R. Soc. Lond. A*, **279**(1378), str. 366–385, **1964**.
- [58] J. M. Dewey, D. J. Mcmillin a D. F. Classen, Photogrammetry of spherical shocks reflected from real and ideal surfaces, *J. Fluid Mech.*, **81**(4), str. 701–717, **1977**.

- [59] J. G. Anderson, S. L. Parry B a D. V. Ritzel, Time Dependent Blast Wave Properties From Shock Wave Tracking With High Speed Video, V *Proceedings of 24th International Symposium on Military Aspects of Blast and Shock (MABS 24)*, str. 1–20, Halifax, Nova Scotia, Canada, **2016**.
- [60] H. S. Sadek a J. J. Gottlieb, Initial decay of flow properties of planar, cylindrical and spherical blast waves, Výzkumná zpráva, UTIAS Technical note no. 244, **1983**.
- [61] F. G. Friedlander, The diffraction of sound pulses I. Diffraction by a semi-infinite plane, *Proc. R. Soc. Lond. A*, **186**(1006), str. 322–344, **1946**.
- [62] D. V. Ritzel, The DRES Blast-Gauge Station, V *9th International Symposium on the Military Applications of Blast Simulation (MABS 9)*, **1985**.
- [63] J. M. Dewey, The properties of a blast wave obtained from an analysis of the particle trajectories, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, **324**(1558), str. 275–299, **1971**.
- [64] J. J. Gottlieb a D. V. Ritzel, Flow Properties of a Spherical Blast Wave, *Proceedings of the Sixth International Symposium on Military Applications of Blast Simulation*, **1**, str. 1–29, **1979**.
- [65] H. Kleine, J. M. Dewey, K. Ohashi, T. Mizukaki a K. Takayama, Studies of the TNT equivalence of silver azide charges, *Shock Waves*, **13**(2), str. 123–138, **2003**.
- [66] A. Thompson a B. N. Taylor, Guide for the Use of the International System of Units (SI), *National Institute of Standards And Technology*, **2008**.
- [67] I. Sochet, Blast effects of external explosions, V *Eighth International Symposium on Hazards, Prevention, and Mitigation of Industrial Explosions*, Yokohama, Japan, **2011**.
- [68] J. Pachman, J. Selesovsky, M. Künzel, R. Matyas, K. Kubat, A. C. Anastacio a J. Kucera, Blast wave parameters of liquid esters of nitric acid: Propane-1,2,3-triyl trinitrate, propane-1,2-diyl dinitrate, ethane-1,2-diyl dinitrate and methyl nitrate, *Central European Journal of Energetic Materials*, **14**(2), str. 375–390, **2017**.
- [69] J. B. Borges a J. Vantomme, Towards a parametric model of a planar blast wave created with detonating cord, V *Proc. of 19th Military Aspects of Blast and Shock (MABS19)*, **2006**.
- [70] E. M. Fisher, The effect of the steel case on the air blast from high explosives, Výzkumná zpráva, Naval Ordnance Laboratory (Report 2753), White Oak, MD, USA, **1953**.
- [71] P. W. Cooper, Comments on TNT equivalence, Výzkumná zpráva, Sandia National Laboratories (Report 87185-1156), Albuquerque, New Mexico, USA, **1994**.
- [72] P. M. Locking, The Trouble with TNT Equivalence Paper : 11770, *26th International Symposium on Ballistics*, (Miami, FL, USA), str. 12–16, **2011**.

- [73] S. A. Formby a R. K. Wharton, Blast characteristics and TNT equivalence values for some commercial explosives detonated at ground level, *Journal of Hazardous Materials*, **50**(96), str. 183–198, **1996**.
- [74] S. E. Rigby a P. W. Sielicki, An Investigation of TNT Equivalence of Hemispherical PE4 Charges, *Engng. Trans.*, **62**(4), str. 423–435, **2014**.
- [75] F. S. Ray, *High Speed Photography and Photonics*, SPIE Press, **2002**.
- [76] P. W. W. Fuller, An introduction to high speed photography and photonics, *Imaging Science Journal*, **57**(6), str. 293–302, **2009**.
- [77] P. Wang, J. Liang a L. V. Wang, Single-shot ultrafast imaging attaining 70 trillion frames per second, *Nature Communications*, **11**(1), str. 1–9, **2020**.
- [78] G. S. Settles, *Schlieren and Shadowgraph Techniques: Visualizing Phenomena in Transparent Media*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, New York, **2001**.
- [79] Harvard Natural Sciences, Schlieren Optics, URL <https://sciencedemonstrations.fas.harvard.edu/presentations/schlieren-optics>, **22. 5. 2021**.
- [80] M. J. Hargather a G. S. Settles, Optical measurement and scaling of blasts from gram-range explosive charges, *Shock Waves*, **17**(4), str. 215–223, **2007**.
- [81] M. M. Biss, *Characterization of Blasts from Laboratory-scale Composite Explosive Charges*, Disertační práce, The Pennsylvania State University, **2009**.
- [82] J. T. Heineck, D. W. Banks, E. T. Schairer, P. S. Bean, E. A. Haering, E. A. Pauer, B. J. Martin a D. N. Larson, Air-to-air background oriented schlieren technique, Patent No.: US 10,169,847 B1, **2019**.
- [83] M. A. Hill a E. A. Haering, Flow Visualization of Aircraft in Flight by Means of Background Oriented Schlieren Using Celestial Objects, Patent No. 9,599,497, NASA Armstrong Flight Research Center, Edwards, California, **2015**.
- [84] P. K. Panigrahi a K. Muralidhar, *Schlieren and Shadowgraph Methods in Heat and Mass Transfer*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, **2012**.
- [85] H. Schardin, Schlieren methods and their applications, *Ergebnisse der Exakten Naturwissenschaften*, **20**, str. 303–439, **1942**.
- [86] J. M. Dewey a D. J. Mcmillin, An analysis of the particle trajectories in spherical blast waves reflected from real and ideal surfaces, *Canadian Journal of Physics*, **59**, str. 1380, **1981**.
- [87] H. N. Presles, P. Vidal a B. Khasainov, Experimental study of the detonation of technical grade ammonium nitrate, *Comptes Rendus - Mecanique*, **337**, str. 755–760, **2009**.
- [88] W. C. Prinse, R. van Esveld, R. Oostdam, M. van Rooijen a R. Bouma, Fiber optic techniques for measuring various properties of shock waves, V *23rd International Congress on High-Speed Photography and Photonics*, svazek 3516, str. 246, Moscow, **1999**.

- [89] E. M. Chan, V. Lee, S. P. Micken a P. J. Davies, Low-cost optoelectronic devices to measure velocity of detonation, *Smart Structures, Devices, and Systems II*, **5649**, str. 586, **2005**.
- [90] M. Krupka, J. Moravec, J. Pachmáň, J. Šelešovský, R. Maršálek, V. Šebesta a A. Prokeš, Method of Measurement and Evaluation of the Time History of Sequential Optical Signals Generated by Explosion, Patent CZ 305407, **2015**.
- [91] J. Pachman, M. Künzel, K. Kubat, J. Selesovsky, R. Marsalek, M. Pospisil, M. Kubicek a A. Prokes, OPTIMEX: Measurement of detonation velocity with a passive optical fibre system, *Cent. Eur. J. Energ. Mater.*, **14**(1), str. 233–250, **2017**.
- [92] M. Künzel, A. C. Anastacio, J. Kučera a J. Pachman, OPTIMEX: Detonation pressure determination using passive optical system, V *Proc. of the 17th NTREM*, str. 726–730, **2017**.
- [93] M. Künzel, J. Kučera, J. Kvapil a J. Pachman, Simple flash screens for shaped charge jet and flyer velocity measurements, *Meas. Sci. Technol.*, **32**(035904), **2021**.
- [94] J. Quaresma, L. Deimling, J. Campos a R. Mendes, Active and Passive Optical Fiber Metrology for Detonation Velocity Measurements, *Propellants, Explosives, Pyrotechnics*, **45**(6), str. 921–931, **2020**.
- [95] J. Pooley, E. Price, J. W. Ferguson a M. Ibsen, Detonation velocity measurements using rare-earth doped fibres, *Sensors (Switzerland)*, **19**(7), str. 1–8, **2019**.
- [96] J. Benterou, C. May, E. Udd, S. J. Mihailov a P. Lu, High speed measurements using fiber-optic Bragg gratings, *Fiber Optic Sensors and Applications VIII*, **8028**, str. 802–808, **2011**.
- [97] Y. Barbarin, A. Lefrançois, V. Chuzeville, S. Magne, L. Jacquet, T. Elia, K. Woirin, C. Collet, A. Osmont a J. Luc, Development of a shock and detonation velocity measurement system using chirped fiber bragg gratings, *Sensors (Switzerland)*, **20**(4), **2020**.
- [98] D. H. Dolan, Foundations of VISAR analysis, Výzkumná zpráva, Albuquerque, New Mexico, USA: Sandia National Laboratories, **2006**.
- [99] K. J. Fleming, T. A. Broyles, V. M. Loyola a G. E. Clark, New Innovations in Shock Diagnostics & Analysis Using High-Speed Multi-Point Velocimetry (VISAR), *12th International Detonation Symposium*, (San Diego, USA), **2002**.
- [100] A. Perot a C. Fabry, On the Application of Interference Phenomena to the Solution of Various Problems of Spectroscopy and Metrology, *Astrophysical Journal*, **9**, str. 87–115, **1899**.
- [101] B. J. Jensen, D. B. Holtkamp, P. A. Rigg a D. H. Dolan, Accuracy limits and window corrections for photon Doppler velocimetry, *Journal Applied Physics*, **101**(1), str. 13523, **2007**.

- [102] M. Howard, A. Luttmann, E. Machorro, R. Kelly, J. Blair, M. Pena, M. Hanache, B. O. Toole, N. Sipe, B. T. Meehan a R. Hixson, Benchmarking Surface Position from Laser Velocimetry with High-Speed Video in Impact Experiments, *Procedia Engineering, The 13th Hypervelocity Impact Symposium*, **103**, str. 221–229, **2015**.
- [103] B. Lehmann, H. Nobach a C. Tropea, Measurement of acceleration using the laser Doppler technique, *Measurement Science and Technology*, **13**, str. 1367–1381, **2002**.
- [104] J. Pachman, M. Kunzel, O. Nemeč a S. Bland, Characterization of Al plate acceleration by low power Photonic Doppler velocimetry (PDV), *14th International Pyrotechnics Seminar*, (2), str. 447–455, **2014**.
- [105] M. E. Briggs, L. G. Hill, L. M. Hull, M. A. Shinas a D. H. Dolan, Applications and principles of photon-doppler velocimetry for explosive testing, *Proceedings - 14th International Detonation Symposium, IDS 2010*, **836**(7106), str. 414–424, **2010**.
- [106] M. Künzel, J. Šelešovský a J. Pachman, First attempts in cylinder expansion testing, V *Proceedings of the 20th Seminar on new Trends in Research of Energetic Materials*, str. 736–742, Pardubice, Czech Republic, **2017**.
- [107] J. Kucera, A. C. Anastacio, P. Nesvadba, M. Kunzel, J. Selesovsky a J. Pachman, Experimental Determination of Acceleration of Explosively Driven Metal by Photonic Doppler Velocimetry in the Process of Explosive Welding, *Propellants, Explosives, Pyrotechnics*, **43**(5), str. 479–487, **2018**.
- [108] R. Hajek, J. Fladr, J. Pachman, J. Stoller a M. Foglar, An experimental evaluation of the blast resistance of heterogeneous concrete-based composite bridge decks, *Engineering Structures*, **179**(15), str. 204–210, **2019**.
- [109] J. W. Podsednik, S. M. Parks a R. J. Navarro, Using embedded fibers to measure the detonation velocity of sensitized nitromethane, Výzkumná zpráva, Sandia National Laboratories, Albuquerque, New Mexico, USA, **2012**.
- [110] D. R. Goosman, J. T. Wade, R. Garza, G. R. Avara, T. R. Crabtree, A. T. Rivera, D. E. Hare, D. Tolar, Jr. a B. A. Bratton, Optical probes for continuous Fabry-Perot velocimetry inside materials, *26th International Congress on High-Speed Photography and Photonics*, **5580**, str. 517, **2005**.
- [111] D. E. Hare, D. B. Holtkamp a O. T. Strand, Embedded fiber optic probes to measure detonation velocities using the photonic doppler velocimeter, V *Proceedings - 14th International Detonation Symposium, IDS 2010*, str. 401–406, **2010**.
- [112] J. Kučera, Studium procesu urychlování materiálu výbuchem s důrazem na využitelnost v technologii svařování kovů, Diplomová práce, Univerzita Pardubice, **2016**.
- [113] Explosia a.s., Návod k používání trhaviny pro zvláštní použití Semtex 1A, URL https://explosia.cz/app/uploads/2019/07/Navod_Semtex-1-A_2019-01-21.pdf, **22. 5. 2021**.

- [114] M. Künzel, *Charakterizace detonace a rázových dějů optickými metodami*, Disertační práce, Univerzita Pardubice, **2018**.
- [115] S. E. Rigby, R. Knighton, S. D. Clarke a A. Tyas, Reflected Near field Blast Pressure Measurements Using High Speed Video, *Experimental Mechanics*, **60**(7), str. 875–888, **2020**.
- [116] J. Kucera, A. C. Anastacio, J. Selesovsky a J. Pachman, Evaluation of Pressure from Small-scale Charges Using Time of Arrival Data - Experimental Approach, V *Proceedings of 25th International Symposium on Military Applications of Blast Simulations (MABS 25)*, The Hague, Netherlands, **2018**.
- [117] Explosia a.s., Návod k používání trhaviny pro zvláštní použití Semtex S30, URL https://explosia.cz/app/uploads/2019/07/Navod_Semtex-S-30_2018-01-21.pdf, **22. 5. 2021**.
- [118] M. Suceška, EXPLO User Guide, OZM Research s.r.o., Hrochův Týnec, **2021**.
- [119] S. A. Koldunov, A. V. Anan'in, V. A. Garanin, V. A. Sosikov a S. I. Torunov, Detonation parameters of nitromethane/methanol mixtures, *Central European Journal of Energetic Materials*, **6**(1), str. 7–14, **2009**.
- [120] S. A. Koldunov, A. V. Anan'in, V. A. Garanin, V. A. Sosikov a S. I. Torunov, Detonation characteristics of diluted liquid explosives: Mixtures of nitromethane with methanol, *Combustion, Explosion and Shock Waves*, **46**(1), str. 64–69, **2010**.
- [121] D. M. Dattelbaum, S. A. Sheffield, B. D. Bartram, L. L. Gibson, P. R. Bowden a B. F. Schilling, The shock sensitivities of nitromethane/methanol mixtures, *Journal of Physics: Conference Series*, **500**(PART 18), **2014**.
- [122] A. V. Utkin, V. M. Mochalova a V. A. Garanin, Structure of detonation waves in nitromethane and a nitromethane/methanol mixture, *Combustion, Explosion and Shock Waves*, **48**(3), str. 350–355, **2012**.
- [123] A. V. Utkin, S. A. Koldunov, V. M. Mochalova, S. I. Torunov a S. M. Lapin, The stabilization of unstable detonation waves for the mixture of nitromethane/methanol, *Journal of Physics: Conference Series*, **653**(1), **2015**.
- [124] C. Needham, J. Brisby a D. Ortleay, A Numerical Study on Validity of the Spherical Approximation of Blast From Cylindrical Charges, V *25th International Symposium on Military Aspects of Blast and Shock (MABS25)*, **2018**.
- [125] A. C. Anastacio, J. Kucera a J. Pachman, TNT Baseline data: Applicability to small-scale, V *Proceedings of 25th International Symposium on Military Applications of Blast Simulations (MABS 25)*, Haag, Nizozemsko, **2018**.
- [126] J. Kucera, P. Nesvadba, M. Künzel, A. C. Anastacio a J. Pachman, Measurement of impact velocity of cladding metal by photonic Doppler velocimetry (PDV), V *Proc. of the 19th NTREM*, str. 707–711, Pardubice, **2016**.

-
- [127] J. A. Zukas a W. Walters, *Explosive Effects and Applications*, Springer, New York, **1998**.
- [128] S. Lim a P. Baldovi, Observation of the velocity variation of an explosively-driven flat flyer depending on the flyer width, *Applied Sciences (Switzerland)*, **9**(1), str. 97–110, **2019**.
- [129] C. N. Kingery, Air blast parameters versus distance for hemispherical TNT surface bursts, Výzkumná zpráva, Ballistic Research Laboratories Report No. 1344., **1966**.

Část IV

Přílohy

Příloha A: Publikační činnost a projekty

Recenzované časopisy

- Künzel M., Kučera J., Kvapil J., Pachman J., *Simple flash screens for shaped charge jet and flyer velocity measurements*, Measurement Science and Technology, 32, 035904, **2021**.
- Vodochodský O., Künzel M., Matyáš R., Kučera J., Pachman J., *Tetraamminocopper Perchlorate (TACP): Explosive Properties*, Propellants, Explosives, Pyrotechnics, 45, 1-7, **2020**.
- Anastacio A. C., Braithwaite C., Kučera J., Schmidova E., Pachman J., *Shock response of polymer-bonded copper powder*, Shock Waves, 30, 373-384, **2020**.
- Anastacio A. C., Šelešovský J., Künzel M., Kučera J., Pachman J., *Detonation Parameters of PLSEM Plastic Explosive*, Central European Journal of Energetic Materials, 16(4), 487-503, **2019**.
- Kučera J., Anastacio A. C., Nesvadba P., Künzel M., Šelešovský J. a Pachman J., *Experimental Determination of Acceleration of Explosively Driven Metal by Photonic Doppler Velocimetry in the Process of Explosive Welding*, Propellants, Explosives, Pyrotechnics, 43, 479-487, **2018**.
- Pachman J., Šelešovský J., Künzel M., Matyáš R., Kubát K., Anastacio A. C., Kučera J., *Blast Wave Parameters of Liquid Esters of Nitric Acid: Propane-1,2,3-triyl Trinitrate, Propane 1,2-diyl Dinitrate, Ethane-1,2-diyl Dinitrate and Methyl Nitrate*, Central European Journal of Energetic Materials, 14, 375, **2017**.

Mezinárodní konference - přednášky

- Kučera J., Kvapil J., Šelešovský J., Pachman J., *Velocity of explosively driven copper and aluminum plates with identical mass*, 23rd NTREM, str. 520–525, Pardubice, Czech Republic, **1. - 3. 4. 2020**.
- Künzel M., Vodochodský O., Kučera J., Pachman J., *Detonation parameters of tetraamminocopper(II) nitrate (TACN)*, 23rd NTREM, str. 130–135, Pardubice, Czech Republic, **1. - 3. 4. 2020**.
- Vodochodský O., Matyáš R., Künzel M., Kučera J., *Netradiční nitroestery jako improvizované výbušiny*, 16th International Meeting of Pyrotechnicians INMEP 2019, Boletice, Czech Republic, **2. - 7. 6. 2019**.
- Štimac B., Künzel M., Suceška M., Stankovič S., Kučera J., *Detonation reaction zone in nitromethane: Experimental and numerical studies*, 22nd NTREM, str. 216–228, Pardubice, **10. – 12. 4. 2019**.
- Anastacio A. C., Kučera J., Pachman J., *TNT Baseline data: applicability to small-scale*, Proceedings of 25th International Symposium on Military Applications of Blast Simulations (MABS 25), The Hague, Netherlands, **23. – 28. 9. 2018**.

- Kučera J., Anastacio A. C., Šelešovský J., Pachman J., *Testing Optical Tracking of Blast Wave Position for Determination of its Overpressure*, 6th ICMT, Brno, **31. 5. – 2. 6. 2017.**
- Anastacio A. C., Šelešovský J., Kučera J., Pachman J., *Ring Plane Wave Generator*, 6th ICMT, Brno, **31. 5. – 2. 6. 2017.**
- Kučera J., Anastacio A. C., Pospíšil M., Šelešovský J., Pelikán V., Pachman J., *Near field blast loading – experimental issues in determination of reflected pressure*, Proceedings of 24th International Symposium on Military Applications of Blast Simulations (MABS 24), Halifax, Canada, **18 – 23. 9. 2016.**

Mezinárodní konference - postery

- Künzel M., Vodochodský O., Kučera J., Pachman J., *Simultaneous measurement of detonation velocity and detonation front curvature using fiber optic probe*, 22th NTREM, str. 503–508, Pardubice, **10. – 12. 4. 2019.**
- Kučera J., Kubát K., Anastacio A. C., Künzel M., Šelešovský J., Pachman J., *Planarity of shock wave from explosive plane wave generator*, 22th NTREM, str. 487–494, Pardubice, **10. – 12. 4. 2019.**
- Künzel M., Kučera J., Pachman J., *On the development of the cylinder expansion test fixture*, Greener and Safer Energetic and Ballistic Systems (GSEBS), Brest, France, **5. - 9. 11. 2018.**
- Kučera J., Anastacio A. C., Šelešovský J., Pachman J., *Evaluation of pressure from small charges using time of arrival data – experimental approach*, Proceedings of 25th International Symposium on Military Applications of Blast Simulations (MABS 25), The Hague, Netherlands, **23. – 28. 9. 2018.**
- Künzel M., Kučera J., Pachman J., *Detonator testing using photonic Doppler velocimetry*, 21st NTREM, str. 774–779, Pardubice, **17. – 20. 4. 2018.**
- Anastacio A. C., Šelešovský J., Kučera J., Pachman J., *Issues of scaling down TNT air blast data*, The 17th International Symposium on the Interaction of the Effects of Munitions with Structures (17th ISIEMS), Bad Neuenahr, Germany, **16. – 20. 10. 2017.**
- Kučera J., Anastacio A. C., Pachman J., *Use of the high-speed imaging for fireball and blast wave tracking for determination of the blast overpressure from small TNT charges*, The 17th International Symposium on the Interaction of the Effects of Munitions with Structures (17th ISIEMS), Bad Neuenahr, Germany, **16. – 20. 10. 2017.**
- Künzel M., Anastacio A. C., Kučera J., Pachman J., *OPTIMEX: Detonation Pressure Determination Using Passive Optical System*, 20th NTREM, str. 726–730, Pardubice, **26. – 28. 4. 2017.**

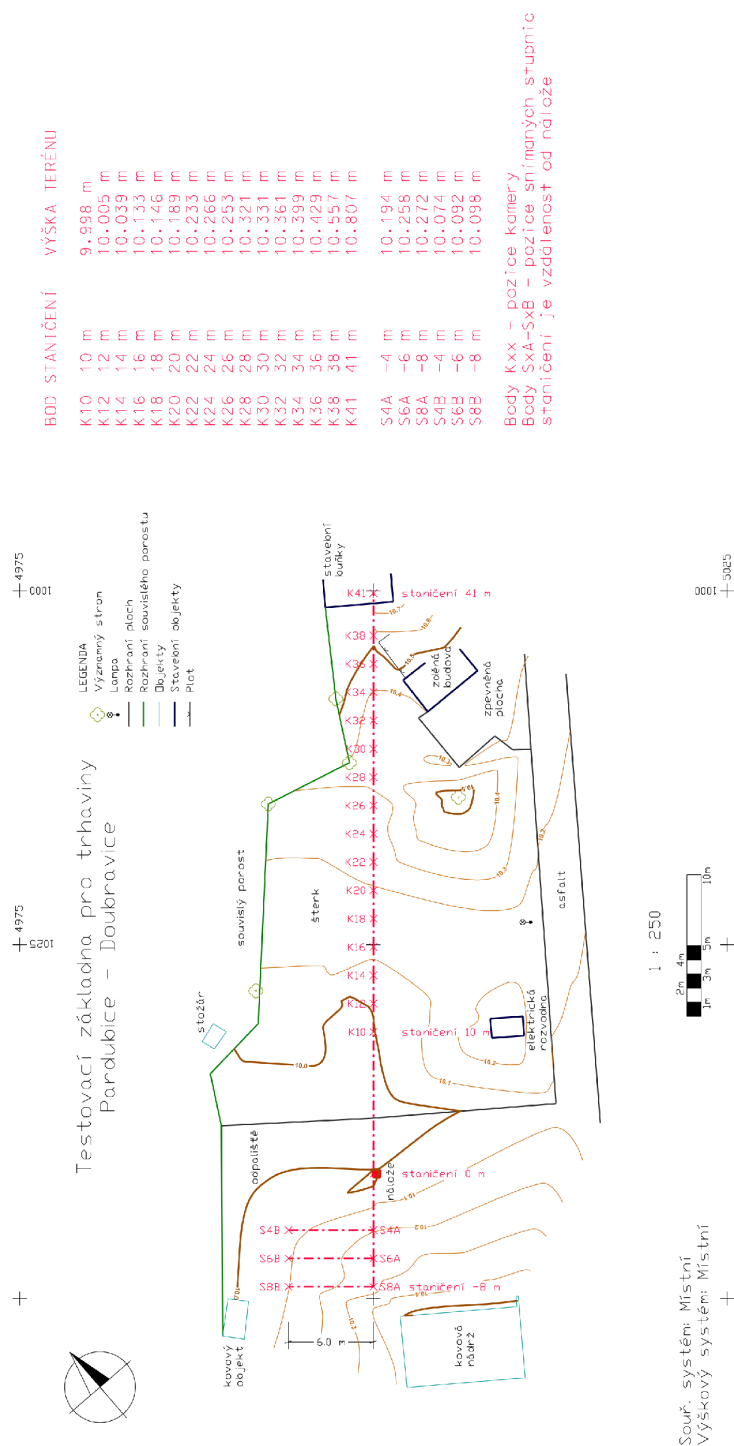
- Kučera J., Nesvadba P., Künzel M., Anastacio A. C., Pachman J., *Measurement of impact velocity of cladding metal by photonic Doppler velocimetry (PDV)*, 19th NTREM, str. 707–711, Pardubice, **20. - 22. 4. 2016.**
- Anastacio A. C., Kucera J., Pachman J., *Acceleration of polymer bonded powder metal liner*, 19th NTREM, str. 434–439, Pardubice, **20. - 22. 4. 2016.**

Projekty

- Spoluřešitel, TRIO, FV40140 - Perspektivní metody výroby a zkoušek emulzních trhavin, **2019–2021.**
- Řešitel, IRS2020, Laboratorní úloha: Šlírová (Schlieren) metoda vizualizace proudění, **2020.**
- Řešitel, IRS2017, Zpracování velkých datových souborů a příprava grafických výstupů v kvalitě vhodné pro publikace, **2017.**

Příloha B: Schéma geodetického zaměření terénu testovací plochy ÚEnM

Střelecký areál ÚEnM byl zaměřen s pomocí Ing. Jaroslava Brauna, Ph.D. a Ing. Hany Fládrové z katedry speciální geodézie ČVUT. Oběma za pomoc patří poděkování, neboť přispěli k výraznému zpřesnění forogrammetrické metody.



Příloha C: Skripty ke zpracování dat

OPTIMEX-8

Skript slouží k načtení dat z Optimexu-8, který ukládá *.csv* soubory bez časového sloupce v podobě osmi kanálů s intenzitami světla. Časový sloupec je skriptem doplněn podle vzorkovací frekvence přístroje a umožňuje oříznutí v čase, normalizaci intenzit nebo převzorkování hodnot. Po vykreslení grafu k vyhodnocení signálů je zpracované *.csv* uloženo.

```
clear all
close all
%.....NACTENI DAT.....

[name, path, filt] = uigetfile( '*.csv', 'Enter file name');
fid = fopen([path,name], 'r');

Name_save = 'R1Ch1.csv'; %Nazev souboru na ulozeni

X = dlmread(strcat(path, name), "");

Ch1 = X(:,1);
Ch2 = X(:,2);
Ch3 = X(:,3);
Ch4 = X(:,4);
Ch5 = X(:,5);
Ch6 = X(:,6);
Ch7 = X(:,7);
Ch8 = X(:,8);

%.....VYTVORENI CASOVEHO SLOUPCE.....
Time = (0:rows(Ch1)-1)'.*0.004; % [us]

%.....NORMALIZACE SIGNALU.....
%{
Ch1max = max (Ch1);
Ch2max = max (Ch2);
Ch3max = max (Ch3);
Ch4max = max (Ch4);
Ch5max = max (Ch5);
Ch6max = max (Ch6);
Ch7max = max (Ch7);
Ch8max = max (Ch8);

Ch1 = Ch1/Ch1max;
Ch2 = Ch2/Ch2max;
Ch3 = Ch3/Ch3max;
Ch4 = Ch4/Ch4max;
Ch5 = Ch5/Ch5max;
Ch6 = Ch6/Ch6max;
Ch7 = Ch7/Ch7max;
Ch8 = Ch8/Ch8max;
%}

%.....ORIZNUTI DAT.....
A=[Time Ch1 Ch2 Ch3 Ch4 Ch5 Ch6 Ch7 Ch8]; % Matice prepocitanych kanalu

dm = 0; # Dolni mez
hm = 100; # Horni mez

Pod = ((A(:,1)>dm)&(A(:,1)<hm)); % Podminka pro orezani

orez = [A(:,1)(Pod) A(:,2)(Pod) A(:,3)(Pod) A(:,4)(Pod) A(:,5)(Pod) A(:,6)(Pod) A(:,7)(Pod)
A(:,8)(Pod) A(:,9)(Pod)];

%Down = 10;
%orez = orez(1:Down:end,:); %Downsampling - prevzorkovani na kazdy x. bod
```

```

T1 = erez(:,1); %Cas na osciloskopu [ms]
K1 = erez(:,2);
K2 = erez(:,3);
K3 = erez(:,4);
K4 = erez(:,5);
K5 = erez(:,6);
K6 = erez(:,7);
K7 = erez(:,8);
K8 = erez(:,9);

%.....VYKRESLENI GRAFU.....
figure('position', [1800, 800, 1920, 1080])
Ds = 1; % Downsampling pro graf - kresli napriklad kazdy 5. bod
plot(T1(1:Ds:end),K1(1:Ds:end),'ch 1;', T1(1:Ds:end),K2(1:Ds:end),'ch 2;',T1(1:Ds:end),
     K3(1:Ds:end),'ch 3;', T1(1:Ds:end),K4(1:Ds:end),'ch 4;',T1(1:Ds:end),K5(1:Ds:end),'ch 5;',
     T1(1:Ds:end),K6(1:Ds:end),'ch 6;', T1(1:Ds:end),K7(1:Ds:end),'ch 7;',T1(1:Ds:end),
     K8(1:Ds:end),'ch 8;');
xlabel('Cas [us]');
ylabel('Intenzita [/]');
xlim ([dm, hm]);
grid on

%.....ULOZENI DAT.....
ULOZIT =[T1 K1 K2 K3 K4 K5 K6 K7 K8];

save('-ascii', Name_save, 'ULOZIT');

```

PDV - průhyb desky

Skript slouží ke zpracování dat změřených metodou PDV pro pohyb, který mění svůj směr (od a k měřící sondě). Po načtení dat jsou hodnoty vykresleny do interaktivního grafu jako závislost rychlosti na čase. Kliknutím lze určit až dva body otočení (zrcadlově podle osy x). Tím je zajištěno, že po integraci signálu jsou výchylky reálné a deska se prohýbá nejprve směrem k sondě, následně zastaví a pokračuje v pohybu opačným směrem. Zpracovaný signál je uložen jako *.csv* s hodnotami času, rychlostí i výchylek.

```

clear all
close all
graphics_toolkit("qt") %V gnuplotim terminalu mi nefunguje interaktivni graf

%.....NACTENI ZDROJOVYCH DAT.....
[name, path, filt] = uigetfile( '*.csv', 'Enter file name');
fid = fopen([path,name],'r');

X = dlmread(strcat(path, name), ",");

Name_save = 'Vzorek11_Ch1.csv';

T = X(:,1);
Time=T.*1000.; %Ze sekund na milisekundy
Rych = X(:,2);

%.....GRAF RYCHLOSTI PRO STANOVENI MEZE.....
figure('position', [1800, 800, 1920, 1080])
plot(Time,Rych,'Rychlost;', "linewidth",3)
title ("Graf rychlosti k~odecteni bodu na otoceni - KLIKNOT do bodu, kde v=0, KLIKNOT podruhe dolu za oblast grafu nebo do bodu, kde v2 = 0");
xlabel('Cas [ms]');
ylabel('Rychlost [m/s]');

```

```

set(gca, "linewidth", 2, "fontsize", 20)
h = legend();
    set (h, "fontsize", 20);

[x, y] = ginput (2); % Udela graf interaktivnim = ceka na dva body = dve kliknuti
hm = x(1,:);
hm2 = x(2,:);

%.....PODMINKY.....
t = Time(:,1);
v~ = Rych(:,1);

L = t < hm ; % Logicky vektor - 1/0 Priradi 1 nebo 0 podle toho, jestli je to pravda nebo ne.
Time_zacatek = t(L); % z 't' = casu necha jenom ty prvky, kde ma 'L' hodnotu 1, prvky s L = 0 vynecha
Rych_zacatek = v(L); % z 'v' = rychlosti to same

P = t > hm & t < hm2; % Vymezeni prostredni casti signalu = cast mezi kliknutymi mezemi
Time_stred = t(P);
Rych_stred_provizorni = v(P);

K~ = t > hm2; % Vymezeni posledni casti signalu = vse za druhym kliknutym bodem
Time_konec = t(K);
Rych_konec = v(K);

%.....OTOCENI DRUHE CASTI SIGNALU.....
Rych_stred = Rych_stred_provizorni.*-1;

%.....INTEGRACE.....
Vzd1 = cumtrapz(Time_zacatek,Rych_zacatek); # [m/s]
max = max(Vzd1);
Vzd2_prov = cumtrapz(Time_stred,Rych_stred); # [m/s]
Vzd2 = Vzd2_prov.+max;
min = min(Vzd2);
Vzd3_prov = cumtrapz(Time_konec,Rych_konec); # [m/s]
Vzd3 = Vzd3_prov.+min;

%.....GRAFY PRUHYBU A OTOCENE RYCHLOSTI.....
figure('position', [1400, 180, 800, 450])
plot(Time_zacatek,Vzd1, 'Pruhyb prvotni;', Time_stred,Vzd2, 'Pruhyb zpet;', Time_konec,Vzd3, 'Pruhyb opet
nahoru;')
title ("Vypoctene integrace");
xlabel('Cas [ms]');
ylabel('Pruhyb [mm]');
set(gca, "linewidth", 1, "fontsize", 20)
h = legend();
    set (h, "fontsize", 20);

figure('position', [2200, 180, 800, 450])
plot(Time_zacatek,Rych_zacatek, 'Rych zacatek;', Time_stred,Rych_stred, 'Rych stred;', Time_konec,Rych_konec
, 'Rych konec;')
title ("Otoceni signalu");
xlabel('Cas [ms]');
ylabel('Rychlost [m/s]');
set(gca, "linewidth", 1, "fontsize", 20)
h = legend();
    set (h, "fontsize", 20);

%.....KOREKCE DELKY MATICE.....
y1 = y(2,:);
y2 = y(1,:); %Integrace dvou prazdnych matic mi dava 0 místo prazdne matice => nutnost srovnani delek matic

if Pod1 = y1 < 0 ;
    Vzd3 = []
endif

if Pod2 = y2 < 0 ;
    Vzd2 = []
endif

%.....ULOZENI DAT.....

```

```

Cas = [Time_zacatek;Time_stred;Time_konec];
Rychlost = [Rych_zacatek;Rych_stred;Rych_konec];
Pruhyb = [Vzd1;Vzd2;Vzd3];

ulozit=[Cas Rychlost Pruhyb];

%.....GRAF kontroly ulozenych dat.....
figure('position', [3000, 180, 800, 450])
plot(Cas,Rychlost, 'Rych;')
title ("Ulozena data");
xlabel('Cas [ms]');
ylabel('Rychlost [m/s]');
set(gca, "linewidth", 1, "fontsize", 20)
h = legend();
    set (h, "fontsize", 20);

save('-ascii', Name_save, 'ulozit');

```

VRV vyhodnocení

Skript slouží k vyhodnocení záznamů z tlakových senzorů změřených na čtyřkanálovém osciloskopu. Načtené signály jsou přepočítány podle příslušných kalibračních konstant a automaticky srovnány do nuly, pokud byla základní úroveň vychýlena. Přepočítaná data jsou integrována a vykreslena do grafů, ze kterých lze odečíst všechny potřebné parametry VRV. Data mohou být převzorkována, oříznuta a uložena v podobě *.csv* souboru.

```

clear all
% Nacteni souboru
X = dlmread('tek0003.csv',",", 21, 0);
Name_save = 'Zkouska_skriptu.csv';

Cas1 = X(:,1);
Ch1 = X(:,2);
Ch2 = X(:,3);
Ch3 = X(:,4);
Ch4 = X(:,5);

% Automaticke rovnani podle prumeru z hodnot radku pred signalem
M1 = Ch1(1000:20000,1);
Mean1 = mean(M1,1);
M2 = Ch2(1000:20000,1);
Mean2 = mean(M2,1);
M3 = Ch3(1000:20000,1);
Mean3 = mean(M3,1);
M4 = Ch4(1000:20000,1);
Mean4 = mean(M4,1);

% Srovnani baseline do nuly
Ch1sr = Ch1.-Mean1;
Ch2sr = Ch2.-Mean2;
Ch3sr = Ch3.-Mean3;
Ch4sr = Ch4.-Mean4;

% Kalibracni konstanty [mV/kPa]
k_ch1=13.98; %67
k_ch2=13.54; %68
k_ch3=13.89; %69
k_ch4=14.10; %70

Time1=Cas1.*1000.; %Ze sekund na milisekundy

```

```

ch1p=Ch1sr.*1000./k_ch1; %*1000 z V na mV
ch2p=Ch2sr.*1000./k_ch2;
ch3p=Ch3sr.*1000./k_ch3;
ch4p=Ch4sr.*1000./k_ch4;

%..... Downsampling hodnot .....
S~ = 1; %Kazdy nekolikaty bod
Time1 = Time1(1:S:length(Time1));
ch1p = ch1p(1:S:length(ch1p));
ch2p = ch2p(1:S:length(ch2p));
ch3p = ch3p(1:S:length(ch3p));
ch4p = ch4p(1:S:length(ch4p));

% Vypocet integralu pod tlakovym profilem
i1 = cumtrapz(Time1,ch1p); # [kPa*ms]
i2 = cumtrapz(Time1,ch2p); # [kPa*ms]
i3 = cumtrapz(Time1,ch3p); # [kPa*ms]
i4 = cumtrapz(Time1,ch4p); # [kPa*ms]

%..... Oriznuti dat .....
A=[Time1 ch1p ch2p ch3p ch4p]; % Matice prepocitanych kanalu

dm = 0; # Dolni mez
hm = 30; # Horni mez

Pod = ((A(:,1)>dm)&(A(:,1)<hm)); % Podminka pro orezani

orez = [A(:,1)(Pod) A(:,2)(Pod) A(:,3)(Pod) A(:,4)(Pod) A(:,5)(Pod)];

T1 = orez(:,1); %Cas na prvni osciloskopu [ms]
K1 = orez(:,2);
K2 = orez(:,3);
K3 = orez(:,4);
K4 = orez(:,5);

%.....Graf dat po orezani dm-hm [ms].....
figure('position', [100, 500, 1280, 720])
Ds = 5; % Downsampling pro graf - kresi kazdy 5. bod
plot(T1(1:Ds:end),K1(1:Ds:end), 'ch 1;', T1(1:Ds:end),K2(1:Ds:end), 'ch 2;', T1(1:Ds:end),K3(1:Ds:end), 'ch
3;', T1(1:Ds:end),K4(1:Ds:end), 'ch 4;');
xlabel('Cas [ms]');
ylabel('Pretlak [kPa]');
xlim ([dm, hm]);
grid on

%..... Graf pro odedcteni impulsu.....
figure('position', [1500, 500, 1280, 720])
plot(Time1,i1,'ch 1;', Time1,i2,'ch 2;', Time1,i3,'ch 3;', Time1,i4,'ch 4;')
xlabel('Cas [ms]');
ylabel('Impuls [Pa.s]');
xlim ([dm, hm]);
grid on

% .....Ulozeni dat .....
ulozit=[T1 K1 K2 K3 K4];

% Ulozeni jako RanaXX.csv
save('-ascii', Name_save, 'ulozit');

```