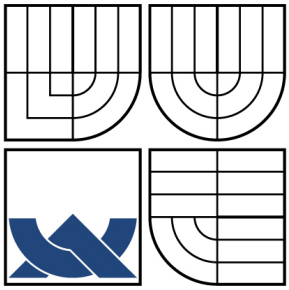
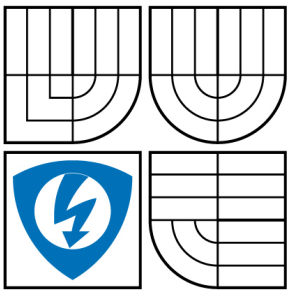


VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ

ÚSTAV BIOMEDICÍNSKÉHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION

DEPARTMENT OF BIOMEDICAL ENGINEERING

ANALÝZA NELINEÁRNÍCH JEVŮ V ULTRAZVUKOVÉ DIAGNOSTICE

ANALYSIS OF NONLINEAR EFFECTS IN ULTRASOUND DIAGNOSTICS

DIZERTAČNÍ PRÁCE

DOCTORAL THESIS

AUTOR PRÁCE — Ing. MARTIN ČÍŽEK

AUTHOR

VEDOUCÍ PRÁCE — doc. Ing. JIŘÍ ROZMAN, CSc.

SUPERVISOR

BRNO 2009

Anotace

Modelová studie nelineárních jevů v ultrazvukové diagnostice je zaměřena na vývoj a experimentální ověření nových počítačových algoritmů pro numerické modelování ultrazvukového pole včetně nelineárních jevů při šíření uzv v biologické tkáni.

Byla vypracována teoretická analýza nelineárních jevů při šíření ultrazvuku a jejich podílu na tepelných a mechanických účincích uzv při diagnostických aplikacích. V prostředí Matlab byl vyvinut numerický model šíření uzv v modelu biologické tkáně tvořeném soustavou dílčích homogenních vrstev o definovaných fyzikálních parametrech. Výpočet uzv pole je založen na aplikaci metody úhlového spektra. Pro simulaci nelinearit je použita Burgersova nelineární vlnová rovnice. Výstupem simulací je prostorové rozložení ultrazvukového pole v médiu ozvučeném uzv měničem či jejich soustavou. Vypočtené rozložení uzv pole je vyjádřeno amplitudami zvoleného počtu harmonických složek akustického tlaku, mechanickým indexem, harmonickým zkreslením signálu a prostorově špičkovou časově průměrnou intenzitou všech dílčích uvažovaných harmonických složek. Funkčnost výpočetního modelu byla experimentálně ověřena měřením pomocí unikátního ultrazvukového měřicího systému – ultrazvukové měřicí vany.

Ověřený numerický model byl využit ke zhodnocení věrohodnosti predikce mechanického indexu a oteplení tkáně při diagnostických aplikacích uzv v případě, kdy ve výpočtech jsou a kdy naopak nejsou nelineární jevy uvažovány. Dále je pomocí numerického modelu posouzena spolehlivost indikace hodnoty mechanického indexu uzv diagnostickými přístroji při vyšetřeních. V současnosti jsou tyto hodnoty stanovovány výrobci přístrojů na základě korigovaných výsledků měření ve vodě. Cílem srovnání bylo zjistit do jaké míry tato měření korespondují se situací ve vyšetřované biologické tkáni.

Klíčová slova: *ultrazvuková diagnostika, nelineární jevy, simulace, bezpečnost*

Abstract

The model study of nonlinear effects in the ultrasound diagnostics is focused on developing and experimental verification of new computer algorithms for numerical modeling of the ultrasound field including nonlinear effects accompanying the ultrasound propagation in biological tissues.

A theoretical analysis of nonlinearities in ultrasound propagation and their contribution to thermal and mechanical effects of diagnostic ultrasound applications was conducted. A numeric model of ultrasound propagating through a tissue model formed of a set of homogenous layers with defined physical parameters was developed in Matlab environment. The computation of ultrasound field spatial distribution is based on the angular spectrum method. For simulating of nonlinearities Burgers nonlinear wave equation is used. The resulting spatial distribution of the ultrasound field is described by the amplitudes of selected number of harmonic components of the acoustic pressure, by the mechanical index, by the harmonic distortion of the signal and by the spatial peak temporal average intensity of all considered components. The numerical model was experimentally verified using an unique ultrasound measurement system – the ultrasound measurement basin.

The verified numeric model was used for assessing the veracity of mechanical index and tissue heating prediction during ultrasound applications in cases when the nonlinear effects are neglected in computations. The reliability of the mechanical index indicated by the diagnostic ultrasound instruments is also evaluated using the designed numeric model. The aim was to compare the indicated value usually obtained by derating the measurements in a water medium to the actual mechanical index present in the layered tissue model.

Keywords: *ultrasound diagnostics, nonlinear effects, simulation, safety*

ČÍŽEK, M. *Analýza nelineárních jevů v ultrazvukové diagnostice.* Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2009. 88 s., 2 příl. Vedoucí dizertační práce doc. Ing. Jiří Rozman, CSc.

Prohlášení

Prohlašuji, že svou disertační práci na téma "*Analýza nelineárních jevů v ultrazvukové diagnostice*" jsem vypracoval samostatně pod vedením školitele a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

V Brně dne 10.7. 2009 Ing. Martin Čížek

Poděkování

Děkuji svému školiteli doc. Ing. Jiřímu Rozmanovi, CSc. za účinnou metodickou, pedagogickou a vědeckou pomoc a další cenné rady v celém průběhu mého doktorského studia na Ústavu biomedicínckého inženýrství.

V Brně dne 10.7. 2009 Ing. Martin Čížek

Obsah

1 ÚVOD 7

2 SOUČASNÝ STAV PROBLEMATIKY 9

2.1 BIOFYZIKÁLNÍ PŮSOBENÍ ULTRAZVUKU 9
2.1.1 Mechanické účinky ultrazvuku 9
2.1.2 Tepelné účinky ultrazvuku 12
2.1.3 Bezpečnost pro pacienta a doporučené limity dávek 13
2.2 EXISTUJÍCÍ STUDIE A MODELY 15

3 CÍLE DISERTACE 17

4 FYZIKÁLNÍ ASPEKTY ŠÍŘENÍ ULTRAZVUKU 18

4.1 MATEMATICKÝ POPIS ŠÍŘENÍ ULTRAZVUKOVÉHO VLNĚNÍ 18
4.2 MODELOVÁNÍ NELINEÁRNÍHO ŠÍŘENÍ ULTRAZVUKU 21
4.2.1 Používané modelové rovnice 22
4.2.2 V současné době používaná numerická řešení nelineárních modelů 23
4.3 FYZIKÁLNÍ ASPEKTY NELINEÁRNÍHO ŠÍŘENÍ ULTRAZVUKU 24
4.3.1 Použití kontrastních látek 24
4.3.2 Přirozené nelineární šíření ultrazvuku ve tkáních 25
4.4 VYUŽITÍ NELINEÁRNÍCH JEVŮ V ULTRAZVUKOVÉ DIAGNOSTICE 26
4.5 DŮSLEDKY NELINEÁRNÍHO ŠÍŘENÍ 28

5 ALGORITMY PRO SIMULACI NELINEÁRNÍHO ŠÍŘENÍ UZV 29

5.1 METODA ÚHLOVÉHO SPEKTRA 29
5.1.1 Definice úhlového spektra 30
5.1.2 Výpočet pole pomocí úhlového spektra 31
5.1.3 Difrakce jako přenos lineárním časově invariantním systémem 33
5.2 SIMULACE GENEROVÁNÍ VYŠŠÍCH HARMONICKÝCH SLOŽEK 34
5.3 IMPLEMENTACE SIMULAČNÍCH ALGORITMŮ 35
5.3.1 Modelování akustického pole 36
5.3.2 Model oteplení tkáně vlivem absorpce ultrazvuku 39
5.4 VÝSLEDNÝ NUMERICKÝ MODEL 41

6 EXPERIMENTÁLNÍ OVĚŘENÍ VÝSLEDKŮ 42

6.1 ULTRAZVUKOVÝ MĚŘICÍ SYSTÉM 42
6.2 MODERNIZACE ULTRAZVUKOVÉHO MĚŘICÍHO SYSTÉMU 43
6.2.1 Komunikační rozhraní CAN/Ethernet 44
6.2.2 Digitální osciloskop USBScope 50 44
6.2.3 Software pro ovládání 3D pozičního systému hydrofonu a digitálního osciloskopu 45
6.2.4 Software pro vyhodnocení měření 47
6.2.5 Shrnutí výsledků modernizace sytému ultrazvukové měřicí vany 50
6.3 MĚŘENÍ PROSTOROVÉHO ROZLOŽENÍ ULTRAZVUKOVÉHO POLE DIAGNOSTICKÝCH SOND 52
6.4 PŘEHLED MĚŘENÝCH VELIČIN 52
6.5 POSTUP MĚŘENÍ 56
6.6 VÝSLEDKY MĚŘENÍ 59
6.6.1 Průběhy vysílaných impulsů 59
6.6.2 Rozložení amplitudy akustického tlaku v blízkosti čela sondy 62
6.6.3 Vliv vzdálenosti ohniska a vstupní amplitudy akustického tlaku na nelineární jevy při šíření uzv ve vodě 63
6.7 POROVNÁNÍ VE VODĚ ZMĚŘENÝCH ROZLOŽENÍ UZV POLE SE SIMULACEMI 66
6.7.1 Výchozí podmínky a parametry simulací 66
6.7.2 Experimentální ověření výpočtu rozložení uzv pole a simulace nelinearit 67
6.8 SIMULACE ŠÍŘENÍ ULTRAZVUKU VE VRSTVENÉM MODELU BIOLOGICKÝCH TKÁNÍ 74

7 ZHODNOCENÍ VÝSLEDKŮ A ZÁVĚR 81

LITERATURA **84**

SEZNAM POUŽITÝCH SYMBOLŮ A ZKRATEK **87**

SEZNAM PŘÍLOH **88**

1 Úvod

V poslední dekádě většina významných světových výrobců ultrazvukových diagnostických systémů implementovala ve svých přístrojích funkci tzv. harmonického zobrazení, často označovanou zkratkou THI – tissue harmonic imaging. Její princip spočívá v příjmu vyšších harmonických složek signálu majících původ v nelineární povaze šíření ultrazvuku v biologických tkáních při vyšších aplikovaných intenzitách. Tato relativně nová metoda, poprvé popsaná v 80. letech minulého století, s sebou přináší jednak výhody v podobě většího kontrastu a rozlišovací schopnosti pořizovaných tomogramů, ale také možná rizika spojená s nutností použití vyšších intenzit vysílaného ultrazvuku.

Výpočetní složitost matematického aparátu pro práci s nelinearitami a akceptovatelné výsledky poskytované lineárními modely vedly dlouhou dobu k využívání zjednodušených principů lineární akustiky při modelování ultrazvukových (uzv) polí. Na předpokladech lineárního šíření je založena i donedávna používaná diagnostická ultrazvuková technika a metodika pro určování limitních hodnot ozvučení biologických tkání. Předpoklady lineární ultraakustiky již ale přestávají být platnými pro většinu v současnosti používaných frekvencí a intenzit. Diskutabilními se stávají především tyto předpoklady:

- Vysílaný kmitočet je jediným kmitočtem vyskytujícím se v médiu.
- Zvýšení amplitudy zdroje ultrazvukového vlnění v daném poměru vede ke zvýšení amplitudy v médiu v tom samém poměru.

Důvodem, proč jsou výše uvedené předpoklady mylné, je nelineární zkreslení při šíření ultrazvukového vlnění.

S nárůstem využívání uzv diagnostických metod by mělo docházet k pravidelnému ověřování, zda aplikované ultrazvukové vlnění, přes rostoucí výstupní výkony diagnostických uzv přístrojů a přes zvyšující se dávky ozvučení, nepředstavuje pro člověka zdravotní riziko a také zda zobrazované informace odpovídají skutečnosti. Předběžné výsledky pozorování vedly v r. 1976 Světovou federaci pro ultrazvuk v lékařství a biologii (World Federation of Ultrasound in Medicine and Biology) a další

národní organizace k vydání doporučení [3]. Pro délku vyšetření a použitou intenzitu ultrazvuku platí princip ALARA (As Low As Reosonably Achievable) – doba vyšetření by neměla být delší a hodnota intenzity větší, než je nezbytně nutné k získání požadované diagnostické informace. Toto doporučení se týká zejména aplikací v prenatální lékařské péči. Z hlediska biologického účinku totiž představuje uzv vyšetření nejrizikovější fázi embryonálního a fetálního vývojového stadia.

Tématem disertační práce je studium nelineárních jevů při šíření ultrazvuku v biologických tkáních. Práce je zaměřena na oblast aplikace diagnostických ultrazvukových přístrojů a možné účinky na biologické tkáně spojené se zvýšenými výstupními výkony uzv přístrojů pracujících v režimu harmonického zobrazení. Zkoumány jsou interakce uzv pole s tkáněmi především v oblasti tepelného a mechanického působení. Cílem disertační práce je vytvoření počítačového modelu šíření ultrazvuku ve tkáňových strukturách vyšetřovaných diagnostickými ultrazvukovými přístroji, který zohledňuje nelineární jevy. Simulace rozložení ultrazvukového pole provedené numerickým modelem jsou v závěrečné fázi práce experimentálně ověřeny. Na základě výsledků experimentů a simulací ve vrstveném tkáňovém modelu je zhodnocena míra použitelnosti modelů zanedbávajících nelineární jevy při šíření ultrazvuku. Zároveň je vyhodnocena i spolehlivost v současnosti používané metodiky pro predikci mechanického indexu při ultrazvukových vyšetřeních.

2 Současný stav problematiky

Při současném trendu využívání vyšších harmonických složek uzv signálu a s tím spojeného neustálého zvyšování špičkových akustických výkonů diagnostických ultrazvukových přístrojů, nabývá na významu znalost rizik spojených s možnými tepelnými a mechanickými účinky diagnostického ultrazvuku. Kapitola se věnuje popisu biofyzikálních účinků ultrazvuku a existujících modelů působení uzv na biologickou tkáň.

2.1 Biofyzikální působení ultrazvuku

Při průchodu ultrazvukového vlnění biologickou tkání dochází k jejich vzájemnému ovlivnění. Výslednou interakci lze rozdělit na aktivní a pasivní. Aktivní interakce představuje vznik změn ve tkáni označovaných jako biologické účinky ultrazvuku. Naproti tomu pasivní interakce v důsledku nízkých použitých hodnot intenzity ultrazvuku vyvolá pouze změny parametrů vlnění, např. snížení energie ultrazvukové vlny. Z hlediska vzniku možného rizika je důležité soustředit se na aktivní interakce, které se projevují primárními nebo sekundárními účinky. *Primární účinky* jsou dány mechanickým působením, *sekundární účinky* jsou způsobeny jinými druhy transformované mechanické energie, tzn. tepelnou nebo chemickou energií. Nejdůležitějšími sledovanými ději při šíření ultrazvuku jsou kavitace, akustické proudění a ohřev. Ty se mohou stát reálným rizikem při aplikaci ultrazvuku na živou tkáň, [35].

2.1.1 Mechanické účinky ultrazvuku

Mechanické účinky patří mezi primární účinky ultrazvuku. Ve tkáni vzniká mikromasáž, která se nejvýrazněji projeví na funkci permeabilních membrán, jejichž propustnost se zvýší. Dochází tak ke zrychlení difúzních procesů mezi buňkami a tím i mezi tkáněmi. Tento jev se ještě zvýrazní současným lokálním ohřevem a uvolněním histaminu, čímž se zvýší prokrvení tkáně a látková výměna, [35]. Při vyšších hodnotách intenzit ultrazvuku dochází k nevratným změnám ve tkáních. Buněčné membrány jsou poškozeny, buňky odumírají.

Akustické proudění někdy také označované jako ultrazvukový vítr souvisí s přenosem hmotnosti. Ztráta energie ultrazvukového impulsu při průchodu prostředím se převádí na akustické proudění. Z biologického hlediska existuje tedy možnost akustického proudění ve vrstvě kapaliny hraničící s pevnou látkou. Vzniká tzv. akustická hraniční vrstva, ve které se akustická rychlost částic směrem k povrchu pevné látky snižuje, [35].

Akustické proudění je jednorozměrná cirkulace kapaliny, která může vzniknout působením ultrazvukového pole. Rychlostní gradient spojený s pohybem kapaliny může být vysoký zvláště v blízkosti rozhraní ultrazvukového pole a může způsobit mechanické namáhání s následkem změn nebo destrukce tkáně. V homogenní izotropní kapalině je okamžitá rychlost proudění kapaliny v dána vztahem, [30]:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + (v \cdot \nabla)v = -\frac{1}{\rho}\nabla p, \tag{1}$$

kde ρ je hustota média v daném bodě a p je okamžitý tlak v daném bodě. Síla F působící na jednotku objemu v důsledku mechanického namáhání je

$$F = \rho\left[\frac{\partial v}{\partial t} + (v \cdot \nabla)v\right]. \tag{2}$$

Kavitace je množina jevů spojená se vznikem, výskytem a působením dutin (bublin) v kapalině. Obecně lze říci, že každá kapalina se spontánně vypařuje – vře v závislosti na tlaku a teplotě kapaliny. Jestliže tlak poklesne natolik, že se při dané teplotě začne kapalina spontánně vypařovat, voda vzkypí a prostoupí ji bubliny vzduchu a páry. Následkem poklesu tlaku v kapalině vznikají prostory naplněné parami a vzduchem. Při zanikání bublin se dutiny vysokou rychlostí vyplňují okolní kapalinou (implodují) a dochází k rázům.

Ultrazvuková kavitace je termín užívaný při popisu chování bublin plynu v kapalině vystavené ultrazvukovému vlnění. Při šíření ultrazvukového vlnění velkých intenzit v kapalinách může v místech podtlaku dojít k narušení spojitosti prostředí a vzniku kavitační bubliny. Při zanikání bublin se dutiny vysokou rychlostí vyplňují okolní kapalinou (implodují) a tak dochází k rázům. Kmity kavitačních bublin jsou neharmonické, jejich časový průběh $r = f(t)$ není sinusový (na rozdíl od průběhu akustického tlaku v okolní kapalině).

Kavitace může vzniknout pouze v kapalinách v místech, kde dochází k lokálnímu poklesu tlaku, tj. při záporné výchylce akustického tlaku. V případě stabilní kavitace je míra zředění, při které plyn v průběhu komprese difunduje do kapaliny, dána vztahem, [30]:

$$\frac{dm}{dt} = -4\pi D C_\infty R_0 \left[1 + \frac{2\sigma}{R_0 P_0} - \frac{C_\infty}{C_0} \right], \tag{3}$$

kde $\frac{dm}{dt}$ je zředění, D difúzní konstanta, C_∞ koncentrace plynu v kapalině při absenci bublin, R_0 počáteční poloměr bubliny, P_0 okolní tlak, σ povrchové napětí, C_0 konstanta saturace kapaliny plynem. Kavitační práh pro vznik pravé kavitace je popsán vztahem, [30]:

$$P_T = P_0 + \frac{4}{3}\left[2\sigma^3 \left[3R_0^{\,3} \left[P_0 + \frac{2\sigma}{R_0} \right] \right]^{-1} \right] \tag{4}$$

Kavitační bublina rychle zaniká působením následujícího stlačení. Kavitace je tedy jevem, při kterém se transformuje poměrně nízká hustota energie ultrazvukového pole na vysokou hustotu energie koncentrující se v malých objemech uvnitř či v bezprostřední blízkosti zanikající kavitační bubliny. Lokální růst teploty spojený s tímto dějem se odhaduje až na 3000 – 5000 °C a tlaky v oblastech stovek MPa v nanosekundových časových úsecích, [35].

Kolapsová kavitace je děj, při kterém vznikají spontánně z kavitačních jader bubliny plynu, které vzápětí kolabují vlivem měnícího se tlaku v ultrazvukovém poli. Celý proces proběhne v intervalu kratším než doba periody ultrazvukové vlny. Tento druh kavitace potlačíme odplyněním kapaliny nebo zvětšením externího tlaku aplikovaného na systém. Experimentálně bylo dokázáno, že kavitace se zmenší a konečně vymizí při zvýšení frekvence ultrazvuku. Indikované bubliny mohou mít průměr 0,1 μm. Kolapsová kavitace vzniká při intenzitách ultrazvuku vyšších než 50 W.cm^{-2}.

Pseudokavitace popisuje chování bublin plynu v ultrazvukovém poli o intenzitě menší, než je nutná pro vznik pravé kavitace.

Kavitační práh se definuje hodnotou akustického tlaku nebo intenzity ultrazvuku, při které právě vzniká kavitace. Číselné hodnoty kavitačních prahů jsou pro různé roztoky různé. Závisí na tlaku, teplotě, povrchovém napětí tlaku páry a době ozvučování. Kavitační práh se zmenšuje se zvětšující se teplotou ozvučované kapaliny. U vyšších frekvencí zvukového vlnění a při vyšší viskozitě kapalin je pro vznik kavitace potřeba vyšší intenzity ultrazvuku.

Jako indikátor možného vzniku kavitace při diagnostických aplikacích slouží veličina zvaná **mechanický index (MI)**:

$$\mathrm{MI} = \frac{\mathrm{p}}{\sqrt{\mathrm{f}}} \tag{5}$$

Jedná se o poměr záporné amplitudy akustického tlaku [MPa] a druhé odmocniny použité pracovní frekvence [MHz].

2.1.2 Tepelné účinky ultrazvuku

Tepelné účinky ultrazvuku řadíme mezi tzv. sekundární účinky ultrazvuku, neboť se jedná o absorpci primární mechanické energie akustických vln a její přeměnu na energii tepelnou. Ohřev tkáně v důsledku vnitřního tření kmitajících částic je dalším z nežádoucích efektů ultrazvukové diagnostiky. Absorpce ultrazvuku ve tkáních je závislá na frekvenci, kinetické viskozitě a termoregulačním systému kůže, který konvencí zabezpečuje převod tepla do ostatních tkání, [36].

Energie přenášená ultrazvukovým svazkem je při průchodu tkání zeslabována dle vztahu, [35]:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x}, \tag{6}$$

kde μ je koeficient útlumu. Koeficient útlumu je tvořen dvěma složkami: μ_a - koeficientem útlumu způsobeným absorpcí, a μ_s - koeficientem útlumu způsobeným rozptylem. Nárůst teploty tkáně při aplikaci ultrazvuku je způsoben absorpcí energie. Množství tepla dodaného tkáni je za předpokladu nulových ztrát tepla způsobených konduktivitou, konvekcí a vyzářením popsáno vztahem, [35]:

$$Q = \rho C \frac{dT}{dt} \tag{7}$$

kde ρ je hustota média, C je tepelná kapacita a dT/dt je teplotní nárůst v čase.

Pro hodnocení tepelných účinků byla stanovena veličina ***teplotní index*** (TI), [3]. Udává relativní zvýšení akustického výkonu potřebného k vyvolání vzrůstu teploty ozvučované tkáně o 1 °C. Mechanismus oteplení tkáně při aplikaci uzv závisí na druhu a charakteru tkáně, proto jsou definovány tři typy teplotních indexů:

Teplotní index měkkých tkání (TIS) je stanoven pro případy, kdy ultrazvuk prochází v podstatě homogenní měkkou tkání, např. plodem během prvního trimestru těhotenství nebo abdominální oblastí.

Teplotní index kostních tkání (TIB) je definován pro vyšetření, při kterých je ozvučována mineralizující tkáň – kost v ohnisku sondy, např. během druhého trimestru s využitím impulsního dopplerovského systému.

Teplotní index lebeční kosti (TIC) se týká vyšetření kostí, které jsou velmi blízko povrchu sondy, např. při transkraniálním vyšetření.

Stupeň rizika může být snížen buď redukcí teplotního indexu TI řízením výstupních parametrů diagnostického systému nebo zkrácením doby, po kterou působí uzv měnič na jednom místě.

2.1.3 Bezpečnost pro pacienta a doporučené limity dávek

Pro délku vyšetření a použitou intenzitu ultrazvuku platí princip ALARA (As Low As Reosonably Achievable) – doba vyšetření by neměla být delší a hodnota intenzity větší, než je nezbytně nutné k získání požadované diagnostické informace. Při intenzitách nižších než 1 $kW.m^{-2}$ a expozičních časech 1 – 500 s nebyly u tkání zjištěny signifikantní změny. Dávka má být nižší než 10^5 $J.m^{-2}$. Maximální povolená intenzita při běžných diagnostických vyšetřeních je 720 $mW.cm^{-2}$. Používaná intenzita v ultrazvukové terapii nemá překročit 30 $kW.m^{-2}$ při maximální expoziční době 15 min.

Tabulka 1: *Průměrné hodnoty intenzity u různých typů diagnostických přístrojů*

Typ přístroje	Intenzita uzv ($mW.\ cm^{-2}$)
Konvenční B-MODE	*17*
M-MODE	*95*
Barevný dopplerovský mód	*150*
CW – dopplerovský systém	*170*

Tabulka 2: *Přehled diagnostických kmitočtů*

Kmitočet (MHz)	Oblast využití
2,5 – 6 MHz	• *abdominální diagnostika* • *porodnicko-gynekologická diagnostika* • *echokardiografie*
7,5 – 14 MHz	• *diagnostika povrchových orgánů* • *(štítná žláza, slinné žlázy, varlata)* • *diagnostika pohybového aparátu* • *cévní diagnostika*
10 – 20 MHz	• *oftalmologická diagnostika* • *speciální angiologická diagnostika* • *peroperační diagnostika*
20 – 50 MHz	• *endoluminální diagnostika* • *ultrazvuková biomikroskopie (oční a kožní lékařství)*

Pro diagnostické přístroje byly stanoveny doporučené *limity mechanického indexu, [34]*:

MI > 0,3 – za těchto podmínek existuje možnost minoritního poškození plic a trávicího ústrojí novorozence. Pokud je ozvučení nezbytné, je nutné redukovat expozici na co nejnižší možnou míru.

MI > 0,7 – za těchto podmínek existuje riziko vzniku kavitace, pokud byla použita ultrazvuková kontrastní látka. Vznik kavitace bez přítomnosti kontrastní látky je pouze teoretický. Riziko se zvyšuje s rostoucí hodnotou MI nad tento práh.

Všeobecné riziko je při hodnotě MI nad 1,9.

2.2 Existující studie a modely

K pochopení dějů probíhajících v ozvučené biologické struktuře při aplikaci ultrazvuku se často používají virtuální modely pracující s různými stupni zjednodušení. Stále rostoucí výkon dostupné výpočetní techniky umožňuje do navrhovaných modelů zahrnovat větší množství uvažovaných jevů a přibližovat je více reálnému prostředí. Počítačové modelování se využívá ke stanovení optimálních podmínek ozvučení při dosažení požadovaných parametrů zobrazení.

Jednoduchý vrstvený tkáňový model je tkáňový model pro výpočet rozložení teploty po ozvučení vycházející ze tří paralelně řazených tkáňových vrstev. Předpokladem je ozvučení rovinnou vlnou. Výstupem je teplotní rozložení v rovině kolmé na směr šíření uzv. Model bere v úvahu vliv teplotní vodivosti tkáně a průtoku krve danou oblastí, který je taktéž závislý na okolní teplotě a umístění vyšetřované oblasti v těle. Výsledky simulací prováděné s tímto modelem potvrdily experimentálně zjištěné poznatky o vlivu pracovní frekvence, intenzity a útlumu na rozložení teploty v ozvučované tkáni, [20].

Model šíření ultrazvuku při imitaci vzniku kavitace je model vytvořený na základě Gilmore - Akulicheových rovnic popisujících chování bublin při šíření ultrazvuku prostředím s kavitačními jádry. Simulace kopíruje reálný kavitační děj ve tkáni a sleduje jeho vliv na vznik, polohu a tvar nekrotické tkáně. Celý děj je nelineární, útlumový koeficient se v oblasti kavitační bubliny lokálně mění a je rozdílný i pro různé intenzity. Výsledky modelu byly ověřeny při experimentálních studiích na zvířatech, kdy léze způsobené ozvučením (tedy teplem a kavitací) byly větší než předpokládaná velikost léze uvažující pouze teplotní projevy uzv, [7].

Model pro simulaci teplotního rozloženi v oční bulvě simuluje rozložení teploty v oční bulvě při aplikaci ultrazvuku o vysoké intenzitě. Výsledný vypočtený obraz,

umožňuje určit rozsah vzniklé nekrotické tkáně v návaznosti na použitý typ a intenzitu uzv vlnění. Model vychází z rovnic pro šíření ultrazvuku a jeho přeměnu na tepelnou energii. Ve výpočtu je uvažován i odhad prostorově rovnoměrné perfuze způsobující ochlazení ozvučené tkáně. Cílem simulace bylo stanovení optimálních parametrů ultrazvukového ozvučení (tvar měniče, frekvence buzení, šíře budicích impulsu a celková doba ozvučení), které by v klinické praxi zajistily přesný tvar a lokalizaci nekrotické tkáně odpovídající standardně diagnostikovaným velikostem a umístěním očních nádorů. Výsledky simulací byly porovnány s výsledky studií na zvířatech, [37].

Čtyřvrstvý model tkáně je model, ve kterém jsou jednotlivé vrstvy tkáně považovány za homogenní médium a není uvažováno chlazení. Zkoumaný prostor je vyplněn čtyřmi rovinnými vrstvami tkání. Prostorové rozložení těchto tkání přibližně odpovídá rozložení ve skutečném biologickém systému. Každá tkáň je charakterizována svými parametry (útlum, rychlost šíření, hustota tkáně, tepelná kapacita, tepelná vodivost, tloušťka vrstvy). Vstupními parametry modelu jsou časový průběh budícího impulsu, tvar měniče, velikost měniče a frekvence buzení. Výstupní veličinou je prostorové rozložení intenzity I_{TA} ve zkoumaném prostoru a prostorové rozložení ultrazvukem vyvolaného teplotního vzestupu ΔT. Model umožňuje simulovat uzv pole buzené několika typy měničů (kruhový, obdélníkový, prstencový, anulární) a několika typy časových průběhů budicího impulsu (včetně ideálního tvaru impulsu), [34].

Model lidského embrya svojí koncepcí vychází z modelování uzv pole v homogenním prostředí a v jednoduchém biologickém systému, kde je uvažováno zeslabení šířícího se uzv vlnění buzeného různými typy signálů a měničů a kde je uvažována přeměna absorbované energie na teplo. Prostorové rozložení tkáně odpovídá anatomii embrya v 7.- 8. týdnu života. Výsledky této studie poukazují na fakt, že při použití povolených limitů intenzit ultrazvuku by nemělo ani v nejnepříznivějších případech dojít ke kritickému ohřevu citlivé embryonální tkáně (simulace potvrzují nárůst teploty tkáně až o 1,5 °C). Studie dále upozorňuje na situaci která může nastat při aplikaci vyšších intenzit ultrazvuku. Některé starší nebo poškozené diagnostické přístroje mohou vytvářet intenzity o hodně vyšší než jsou povolené limity, jak uvádí některé publikované studie technického stavu ultrazvukových přístrojů používaných na lékařských pracovištích. V takových případech může dojít k nárůstu teploty o několik stupňů a negativní dopad na vyvíjející se tkáň by byl reálný a závisel by na délce působení, tedy na délce lékařského vyšetření, které může trvat i 20 minut, [30].

3 Cíle disertace

Modelová studie nelineárních jevů v ultrazvukové diagnostice je zaměřena na vývoj a experimentální ověření nových počítačových algoritmů pro numerické modelování ultrazvukového pole včetně nelineárních jevů při šíření uzv v biologické struktuře. Hlavní vědecké a praktické cíle práce lze shrnout do následujících bodů korespondujících s dílčími fázemi řešení:

1. Vypracování teoretické analýzy nelineárních jevů a jejich podílu na biofyzikálních účincích ultrazvuku (tepelných a mechanických) při diagnostických aplikacích.
2. Vytvoření univerzálního vícevrstvého modelu biologické tkáně vyšetřované uzv diagnostickým přístrojem. Model bude zohledňovat nelineární jevy při šíření uzv.
3. Experimentální ověření funkčnosti modelu při měřeních prováděných v ultrazvukové měřicí vaně. Nedílnou součástí experimentální části práce bude modernizace technického a softwarového vybavení unikátního ultrazvukového měřicího systému – ultrazvukové měřicí vany, která jej rozšíří o možnost měřit a analyzovat nelineární jevy při šíření ultrazvuku.
4. Aplikace výsledků
    - Posouzení věrohodnosti predikce mechanického indexu (MI) a oteplení tkáně při diagnostických aplikacích uzv v případě, kdy ve výpočtech jsou a kdy naopak nejsou nelineární jevy uvažovány.
    - Využití výsledků simulací zohledňujících nelineární jevy k posouzení spolehlivosti indikace hodnoty MI uzv diagnostickými přístroji při vyšetřeních. V současnosti jsou tyto hodnoty stanovovány výrobci přístrojů na základě korigovaných výsledků měření ve vodě. Cílem srovnání bude zjistit do jaké míry tato měření korespondují se situací ve vyšetřované biologické tkáni.

4 Fyzikální aspekty šíření ultrazvuku

Kapitola popisuje přechod od lineárního matematického modelu šíření ultrazvuku k modelu nelineárnímu. Následuje část věnovaná nejčastěji používaným nelineárním modelovým rovnicím, které jsou zjednodušením obecné nelineární vlnové rovnice pro účely numerických simulací. Závěrečná část kapitoly pojednává o fyzikálních aspektech nelinearit při šíření uzv a možnostech jejich využití v uzv diagnostice. Zároveň jsou zmíněny problémy, které mohou být způsobeny aplikací lineárních teoretických předpokladů na nelineární systém, za který může být biologická tkáň považována.

4.1 Matematický popis šíření ultrazvukového vlnění

Ultrazvukové vlnění je mechanické vlnění, které lze popsat několika základními rovnicemi. Pro popis uzv pole je dostačující znát rozložení rychlosti kmitání částic, rozložení elementárních tlaků, které kmitající částice v objemu vytváří, nebo rozložení intenzity uzv v prostoru.

Ultrazvukové vlnění je diagnostickými přístroji buzeno pomocí řady piezoelektrických měničů. Povrch každého měniče se vlivem přivedeného napětí rozkmitá a mechanické kmity se následně šíří do okolního prostředí. V důsledku kmitání se výchylka povrchu měniče v čase mění. Závislost vychýlení povrchu měniče odpovídá přibližně průběhu napětí přivedeného na kontakty měniče. Každý bod povrchu měniče se podle Hyughensova principu stává elementárním zdrojem vlnění. Výsledné působení měniče jako celku je dáno interakcí mechanických vln vybuzených elementárními zdroji vlnění.

Obecně lze říci, že vybuzení ultrazvukové vlny v prostředí je spojeno se změnou jeho tlaku, hustoty, rychlosti částic a teploty. Pro popis uzv pole zavedeme veličiny: akustický tlak p , akustickou rychlost v , hustotu prostředí ρ a vztahy:

$$p = p_0 + p', \rho = \rho_0 + \rho', \vec{v} = \vec{v}_0 + \vec{v}', \tag{8}$$

kde $p' << p_0$, $\rho' << \rho_0$. Prvním vztahem mezi akustickým tlakem p a hustotou prostředí ρ je adiabatická rovnice, označovaná jako stavová, [35]:

$$p = f(\rho). \tag{9}$$

Vzhledem k tomu, že změny akustického tlaku jsou malé a vnitřní tření zanedbáváme, potom užitím rozvoje do Taylorovy řady zapisujeme

$$p'(\rho) = \frac{\partial p}{\partial \rho}\rho' + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 p}{\partial \rho^2}\right)(\rho')^2 + \ldots = c^2\rho' + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 p}{\partial \rho^2}\right)(\rho')^2 + \ldots \tag{10}$$

kde zavedenou konstantu $c^2 = \frac{\partial p}{\partial \rho}$ označujeme jako rychlost šíření ultrazvuku. Vyšší stupně rozvoje zanedbáme a rovnici přepíšeme na tvar

$$p'(\rho) = c^2\rho' \tag{11}$$

Integrujeme-li rovnici (11), získáme *linearizovanou stavovou rovnici*, [35]:

$$p = c^2\rho + konst. \tag{12}$$

Derivací (12) podle času vyloučíme integrační konstantu

$$\frac{\partial p}{\partial t} = c^2\frac{\partial \rho}{\partial t}. \tag{13}$$

Druhý vztah mezi p, ρ a v získáme aplikací Newtonova zákona na pohyb nekonečně malého „zmrazeného“ objemu ideální kapaliny. Pohyb malého objemu vytvoří v daném místě prostoru zhuštění resp. zředění, což vede ke vzniku místa s větším resp. menším tlakem, který působením na plochu S vyvolá změny síly F, [35]:

$$dF = S \cdot \left(-\frac{\partial p}{\partial x}\right)dx \tag{14}$$

Působí-li na element hmoty $\rho.dx.dy.dz$ zrychlení $\vec{a}$, vzniká objemová síla $\vec{a} \cdot \rho \cdot dxdydz$, která je podle Newtonova zákona v rovnováze s tlakovou silou. Pak platí tzv. *Eulerova rovnice*:

$$dp = -\rho\left(a_x dx + a_y dy + a_z dz\right), \tag{15}$$

nebo

$$-grad(p) = \rho\frac{\partial \vec{v}}{\partial t}, \tag{16}$$

kde $\vec{v}$ je vektor rychlosti kmitání částic, jehož časová derivace představuje vektor zrychlení kmitání částic média. Rovnice (16) platí za podmínky nulového proudění kapaliny, [35].

Poslední rovnicí potřebnou pro plné určení tří základních veličin uzv pole p , ρ a v je rovnice kontinuity. Tato rovnice vychází ze zákona zachování hmotnosti za předpokladu, že v kapalině neexistují nespojitosti a nevytvářejí se dutiny podobně jako při kavitaci. Část kapaliny vtékající působením uzv kmitů do uvažovaného elementárního objemu vyvolá odpovídající zvětšení hustoty kapaliny v tomto objemu. Pro neustálé proudění stlačitelné kapaliny lze psát, [35]:

$$\frac{\partial p}{\partial t}+\frac{\partial(\rho \cdot v_x)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho \cdot v_y)}{\partial y}+\frac{\partial(\rho \cdot v_z)}{\partial z}=\frac{\partial p}{\partial t}+div(\rho.\vec{v})=0\,. \tag{17}$$

Při malých amplitudách, kdy kmitání částic média představuje pouze malé změny hustoty $\rho = \rho_0 + \rho_1$ a rychlosti $v = v_0 + v_1$, kdy neuvažujeme stacionární proudění $v_0 = 0$, lze z rovnice (17) odvodit:

$$div\,\vec{v}=-\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial \rho}{\partial t}=-\frac{1}{\rho_0 c^2}\frac{\partial p}{\partial t} \tag{18}$$

Uplatněním *div* na Eulerovu rovnici (16) a derivace času na rovnici kontinuity (18), získáváme *lineární vlnovou rovnici* pro trojrozměrný případ v pravoúhlých souřadnicích

$$div\,grad\,p=\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \tag{19}$$

Vlnová rovnice je matematickou formulací skutečnosti, že množství kapaliny vtékající do elementárního objemu vyvolá v něm odpovídající změny hustoty. Vliv hustoty vyloučíme stavovou rovnicí a vliv rychlosti částic Eulerovou rovnicí.

Pro energetický popis uzv pole se používá prostorové rozložení výkonové veličiny kterou nazýváme intenzita ultrazvuku a definujeme ji jako součin okamžité hodnoty rychlosti částic a tlaku, který částice v daném bodě prostoru vytvářejí, [35]:

$$I_{OKAMZITA} = p\,.\,v\,, \tag{20}$$

nebo střední hodnoty

$$I_{STREDNI}=\frac{1}{T}\int_0^T p.v\,dt \tag{21}$$

Nelineární stavová a vlnová rovnice

Běžně uváděná lineární závislost akustického tlaku p na přírůstku hustoty ρ (12) je pouze aproximace platná pro malé amplitudy. Přesnější vztah vyjadřující závislost akustického tlaku na hustotě - *nelineární stavovou rovnici* získáme, zahrneme-li do výpočtů i členy vyšších řádů z rozvoje (10), [12] :

$$p = c_0^2 \rho + \frac{1}{2} \frac{c_0^2}{\rho_0} \left(\frac{B}{A} \right) \rho^2 \tag{22}$$

kde p je akustický tlak, c_0 je rychlost šíření ultrazvuku, ρ_0 je hustota média nenarušená akustickou vlnou a B/A je parametr nelinearity média. Známe-li nelineární stavovou rovnici, můžeme odvodit *nelineární vlnovou rovnici*, [28]:

$$\frac{\partial p}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta p = \frac{\partial}{\partial t} \left[(\nabla p)^2 + \frac{B/A}{2 c_0^2} \left(\frac{\partial p}{\partial t} \right)^2 \right]. \tag{23}$$

4.2 Modelování nelineárního šíření ultrazvuku

Významným impulzem k rozvoji bádání na poli nelineární ultraakustiky se stal pokrok v oblasti výkonné výpočetní techniky, který pozorujeme v posledním desetiletí. Tato skutečnost souvisí s tím, že k popisu nelineárních akustických vln se používají nelineární parciální diferenciální rovnice, pro které z větší části nejsou známa přesná analytická řešení.

Při popisu, resp. modelování, ultrazvukových polí se vychází ze základních rovnic mechaniky kontinua. Omezíme-li se dále jen na tekutiny, pak mezi tyto rovnice patří Navierova-Stokesova pohybová rovnice, rovnice kontinuity, rovnice přenosu tepla a stavová rovnice. Všechny tyto rovnice představují nelineární parciální diferenciální rovnice. Obecné analytické řešení pro tuto soustavu rovnic není známo, takže je nutné hledat její řešení numericky. Použití numerických metod není tak přímočaré, jak by se mohlo na první pohled zdát. Většinou narážíme na problémy související se stabilitou řešení a s jejich časovou náročností. Jednou z možností, jak situaci zjednodušit, je uvážení, zda je nutné použít všechny členy daných rovnic. Na základě přibližných řešení, numerických a fyzikálních experimentů je možné dojít k závěru, že v převážné řadě případů vystačíme jen se členy druhého řádu. Díky této skutečnosti je možné

zjednodušit výchozí rovnice a dospět k jedné modelové rovnici, která obsahuje členy maximálně druhého řádu. Situaci si můžeme dále zjednodušit tím, že budeme akustické pole považovat za pole potenciálové (nevírové). Tento předpoklad je oprávněný pro řadu praktických případů, [4].

4.2.1 Používané modelové rovnice

Přímé řešení nelineární vlnové rovnice (23) pravděpodobně není možné. Do praxe bylo z tohoto důvodu zavedeno mnoho aproximací řešitelných numerickými metodami výpočtů. Nejznámějším z nich je věnován následující text.

Burgersova rovnice

Burgersova rovnice je pravděpodobně nejznámější nelineární vlnová rovnice, která zohledňuje kombinované vlivy nelinearit a útlumu. Jednorozměrná Burgersova rovnice pro postupné rovinné vlny je definována jako, [12]:

$$\frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\beta}{c_0^2} v \frac{\partial v}{\partial \tau} = \frac{b}{2\rho_0 c_0^3} \frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2} \ , \tag{24}$$

kde v je akustická rychlost, $\tau = t - z/c_0$ je tzv. *retardovaný čas*, čímž je zajištěno, že souřadný systém se pohybuje spolu se zvukovou vlnou. Zde β značí koeficient nelinearity a b je koeficient difúze (disipace).

$$b = \xi + \frac{4}{3}\eta + \kappa\left(\frac{1}{c_V} - \frac{1}{c_p}\right) \tag{25}$$

kde c_V a c_p jsou měrná tepla při konstantním objemu a tlaku, κ je součinitel tepelné vodivosti. Je známo, že při popisu vlnění Burgersovou rovnicí je útlum závislý na druhé mocnině kmitočtu, [4].

Chochlovova-Zabolotské-Kuzněcovova (K-Z-K) rovnice

Kromě útlumu a nelinearit zahrnutých v Burgersově rovnici, K-Z-K rovnice navíc zohledňuje i jevy difrakční a disipační, z toho plyne i její větší komplikovanost. Její tvar je [8]:

$$\frac{\partial^2}{\partial z \partial \tau} - \frac{c_0}{2}\nabla_\perp^2 \hat{p} - \frac{\delta}{2c_0^3}\frac{\partial^3 \hat{p}}{\partial \tau^3} = \frac{\beta}{\rho_0 c_0^3}\hat{p}\frac{\partial \hat{p}}{\partial \tau} \ , \tag{26}$$

kde $\tau = t - z/c_0$ je retardovaný čas (touto souřadnicí se zajistí takový referenční rámec, že pozorovatel uvažované vlny se pohybuje spolu s ní rychlostí c_0) a $\nabla_\perp^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ je Laplaceův operátor pro složky kolmé na směr šíření *z*, $\hat{p}$ je akustický tlak jako funkce retardovaného času τ. Parametrem nelinearity je β. Jeho hodnota vychází z toho, že ve stavové rovnici mezi tlakem a hustotou existuje nelineární vztah a dále odráží vliv konvekce v Navierově-Stokesově pohybové rovnici, [4], [8].

Westerveltova rovnice

Westerveltova rovnice zohledňuje pouze nelinearity ve směru šíření vln. Je aplikovatelná v případech, kdy dominují kumulativní nelineární jevy nad jevy lokálními. Nelze ji tedy použít například pro simulaci stojatého vlnění či vlnění ve vlnovodech, kde se silně uplatňují nelinearity lokálního charakteru. Její vyjádření je následující, [16], [8]:

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c_0^2}\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} + \frac{\delta}{c_0^4}\frac{\partial^3 p}{\partial t^3} + \frac{\beta}{\rho_0 c_0^4}\frac{\partial^2 p^2}{\partial t^2} = 0 \ , \tag{27}$$

kde p je akustický tlak, ρ_0 je hustota média nenarušená akustickou vlnou a c_0 je rychlost šíření ultrazvuku v lineárním přiblížení, $\beta = 1 + B/2A$ je koeficient nelinearity a *B/A* je parametr nelinearity tekutiny.

První dva členy v rovnici (27) popisují lineární bezeztrátové šíření vlny při malých amplitudách. Třetí člen vyjadřuje ztráty v důsledku tepelné vodivosti a viskozity tekutiny. Měkké tkáně se obvykle modelují jako termoviskózní tekutiny, neboť z globálního pohledu mají blízké vlastnosti. Čtvrtý člen popisuje nelineární zkreslení vlny, [16].

4.2.2 V současné době používaná numerická řešení nelineárních modelů

Žádná z výše popsaných modelových rovnic nemá analytické řešení, jsme tak při modelování nelineárních jevů plně odkázáni na používání numerických metod řešení parciálních diferenciálních rovnic. V současné době je k tomuto účelu nejčastěji

používána metoda konečných prvků (FEM) a metoda konečných diferencí v časové oblasti (FDTD).

Pro numerické řešení parciálních diferenciálních rovnic v různých oblastech technické a fyzikální praxe je v současné době často využívána FEM. Autoři věnující se modelování nelineárních akustických vlnových rovnic však nejčastěji používají metodu FDTD pro její relativně malou složitost při implementaci. Použití implementačně složitější FEM namísto relativně jednodušší FDTD v tomto případě stejně nepřináší kýžené výhody v podobě menší výpočetní náročnosti, neboť pro správné modelování nelineárních jevů je třeba pracovat s relativně jemnou sítí prostorových uzlů, [21], [16], [27].

Známou aplikací FDTD při řešení nelineární modelové rovnice K-Z-K je algoritmus vytvořený v r. 1989 v jazyce Fortran zvaný *Bergen Code,* [5]. Řada dalších autorů původní kód řešící pouze jednoduché modelové situace dále rozšířila a převedla do programovacích jazyků Matlab a C/C++, jako příklad uveďme např. algoritmus zvaný *Texas Code*, [17]. Autoři zmíněných algoritmů nabádají k jejich dalšímu zdokonalování a aplikacím při řešení nových a složitějších problémů, [5], [17].

4.3 Fyzikální aspekty nelineárního šíření ultrazvuku

Zejména při vyšších intenzitách uzv může být jeho šíření v biologické tkáni považováno za nelineární proces. Míra výskytu nelineárních jevů je do značné míry závislá i na vlastnostech média. Nelinearity mohou být dle původu rozděleny do dvou skupin – nelinearity způsobené zavedením speciálních kontrastních látek do tkáně při diagnostickém výkonu, nebo nelinearity mající původ v přirozeném nelineárním zkreslení způsobeném vlastnostmi tkáně.

4.3.1 Použití kontrastních látek

Kontrastní látky jsou mikrobubliny vstřikované do krve při ultrazvukových vyšetřeních. Napomáhají například snadnějšímu rozlišení cév na tomogramu. Z důvodu rozdílné akustické impedance jednak dochází k odrazu signálu podobně jako třeba od kosti. Pro účely harmonického zobrazení je však hlavně důležitá skutečnost, že bubliny kmitají s dvojnásobnou frekvencí než je frekvence vysílaného uzv signálu. Stávají se tedy zdroji vyšších harmonických složek v přijímaném signálu. Přijímáme-li tedy signál

o dvojnásobném kmitočtu než je kmitočet vysílaný, je možno místa vyplněná kontrastní látkou snadno lokalizovat.

4.3.2 Přirozené nelineární šíření ultrazvuku ve tkáních

Výskyt vyšších harmonických složek v přijímaném uzv signálu nemusí mít nutně původ pouze v přítomnosti kontrastních látek. Vysílaná čistá sinusová ultrazvuková vlna je zkreslena a změněna vlastnostmi tkáně, kterou prochází. Pokud je tkáň stlačena, rychlost šíření ultrazvuku ve stlačené oblasti lokálně vzroste a naopak. Ultrazvuková vlna ve tkáni je vlnou tlakovou, v různých částech vlny je tak rychlost šíření různá a dojde tím k nelineárnímu zkreslení čisté sinusové vlny. Zkreslení je závislé na konkrétním typu média. Nelineární zkreslení způsobené šířením v tukové tkáni je např. markantnější než zkreslení způsobené svalovou hmotou, ledvinami či játry, [12].

Nelineární jevy při šíření ultrazvuku mají kumulativní charakter, zkreslení vlny je závislé na vzdálenosti, kterou ve tkáni urazila. V blízkém poli se žádné vyšší harmonické složky prakticky negenerují. Po chvíli jejich podíl v signálu začne narůstat. Potom přichází oblast, kdy se poměr amplitud harmonických složek nemění. Nakonec vyšší harmonické složky díky útlumu vymizí a zůstává pouze utlumený signál o základní frekvenci.

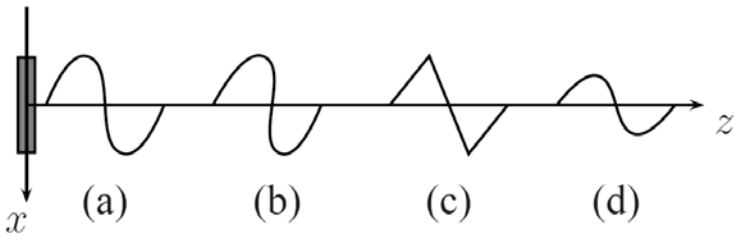
Jak již bylo zmíněno, rychlost šíření ultrazvuku není konstantní. Při vyšších amplitudách akustické rychlosti lze rychlost šíření v v bodě x vyjádřit vztahem, [12]:

$$v(x) = c_0 + \left(1 + \frac{1}{2}\frac{B}{A}\right)u(x), \tag{28}$$

kde $u(x)$ je akustická rychlost v daném místě. To znamená, že rychlost šíření není závislá jen na materiálové konstantě c_0, ale prostřednictvím nelineárního parametru B/A i na místní akustické rychlosti. Zkreslení signálu je kumulativní a je znázorněno na obr. 1. Můžeme pozorovat několik význačných fází zkreslení. Nejprve, v části (a), má vlna čistý sinusový tvar. S rostoucí vzdáleností uraženou vlněním při šíření médiem vzrůstá harmonické zkreslení signálu. V určitém okamžiku dochází k vytvoření rázové vlny, což je v ultrazvukové diagnostice nežádoucí jev, který může způsobit poškození tkáně. S dalším šířením jsou vyšší harmonické silně tlumeny a zůstává opět signál odpovídající svým tvarem původnímu sinusovému, samozřejmě ale s utlumenou amplitudou.

Z hlediska vzniku nelineárního zkreslení a tedy i generování vyšších harmonických složek lze pole ultrazvukového měniče rozdělit na 5 dílčích částí:

1. *Blízké pole:* Nedochází ke vzniku žádných dalších harmonických složek, signál ještě neurazil dostatečnou vzdálenost.
2. *Bližší konec středního pole:* S rostoucí vzdáleností, kterou signál urazil, vzrůstá i podíl harmonických složek.
3. *Střední pole:* Podíl harmonických složek se nemění, proces jejich vzniku je kompenzován zvýšeným útlumem vyšších frekvencí.
4. *Vzdálený konec středního pole:* Podíl harmonických složek se snižuje. Útlum převažuje nad generováním vyšších harmonických.
5. *Vzdálené pole:* Je měřitelný opět pouze signál o základním kmitočtu. Vyšší harmonické jsou utlumeny a k jejich dalšímu generování nedochází, neboť základní složka signálu již nemá dostatečnou energii.



Obr. 1 *Postupné zkreslování šířící se ultrazvukové vlny: (a) vysílaná sinusová vlna, (b) mírně zkreslená, (c) silně zkreslená vyššími harmonickými, (d) utlumená základní složka signálu po vymizení vyšších harmonických vlivem jejich zvýšeného útlumu. [12]*

4.4 Využití nelineárních jevů v ultrazvukové diagnostice

Nelineárního šíření uzv může být využito pro zvyšování kvality tomogramů pořizovaných diagnostickými zobrazovacími metodami. Ultrazvukový svazek vysílaný sondou má pro 2. harmonickou složku vznikající při nelineárním šíření menší průřez, [21]. Principiálně je možné při zpracování přijímaného signálu tuto 2. harmonickou složku oddělit od základního vysílaného kmitočtu a využít ji ke tvorbě obrazu.

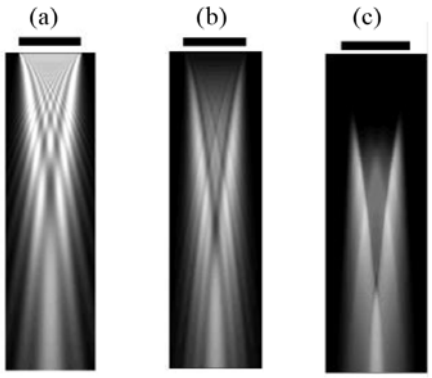
Moderní komerčně dostupné diagnostické ultrazvukové systémy jsou vybaveny širokopásmovými uzv měniči a umožňují využívat vyšších harmonické složky pro pořizování tomogramů. Typicky se například používá širokopásmový měnič vysílající na frekvenci 2 MHz, a obraz je rekonstruován ze signálů přijímaných na 4 MHz. Celá řada pacientů byla před zavedením harmonických zobrazovacích metod do praxe téměř nediagnostikovatelná, [22].

Harmonické zobrazení s sebou přináší především tyto základní výhody:

1 Menší šířku hlavního laloku vyzařovacího diagramu uzv měniče pro vyšší harmonické složky, viz obr. 2.

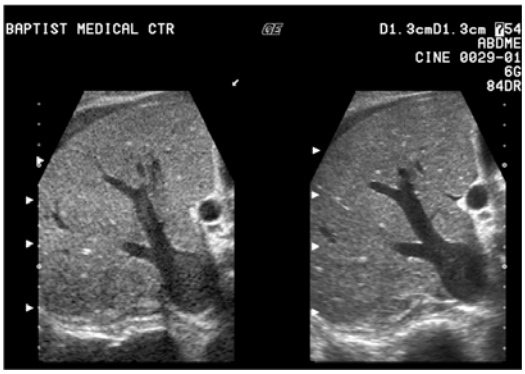
2 Nižší úroveň vedlejších laloků vyzařovacího diagramu.

3 Sekundární uzv impulsy vzniklé odrazem v povrchových vrstvách vyšetřované biologické tkáně nemají dostatečnou úroveň pro vznik vyšších harmonických složek. Při harmonickém zobrazení je tedy jejich negativní vliv na kvalitu obrazu prakticky vyloučen, [21].



Obr. 2 *Vyzařovací diagramy čtvercového měniče o straně 20 mm pro (a) základní kmitočet 2,5 MHz, (b) druhou a (c) třetí harmonickou složku. Diagonální rovina. [21].*

Srovnání zobrazení B využívajícího pouze základní kmitočet uzv a přirozeného harmonického zobrazení je na obr. 3. Snímek jater vlevo, pořízený harmonickou zobrazovací metodou, má v porovnání s klasickým lepší kontrast a prokreslení textur.



Obr. 3 *Srovnání harmonického (vlevo) a klasického B-zobrazení (vpravo), [12].*

4.5 Důsledky nelineárního šíření

Nelineární šíření uzv však přináší v klinickém využití ultrazvuku i celou řadu problémů. U vyšších harmonických složek signálu dochází vlivem závislosti na kmitočtu k jejich většímu útlumu. Dochází k větším energetickým ztrátám vysílaného uzv než jaké obvykle stanovují lineární modely šíření. Zvýšený útlum může vést k saturaci a zvýšenému ohřevu tkáně.

Generování vyšších harmonických složek, jejichž frekvence může být několikanásobně vyšší než frekvence základní složky signálu, komplikuje kalibraci ultrazvukových diagnostických systémů. Při kalibračních měřeních ve vodě je nutné aby byl hydrofon a přijímací systém tyto složky schopen korektně zpracovat, [10].

Nelineární jevy mohou přinášet komplikace i při predikci ukazatelů možných zdravotních rizik ozvučení – zejména mechanického indexu a oteplení. Laboratorní měření sond systémů jsou prováděna v deionizované vodě nebo ve standardním 19% roztoku ethanolu, které však mají oproti biologickým tkáním řádově nižší útlum uzv. Dochází tak k většímu rozvoji vyšších harmonických složek signálu při jeho šíření. Z důvodu nízkého útlumu je zaveden postup lineární korekce výsledků měření získaných ve vodním prostředí na hodnoty odpovídající prostředí v biologické tkáni, který je popsán ve standardech AIUM/NEMA 1992. Spočívá v započtení dodatečného útlumu 0,3 dB/cm/MHz. Spoléháme-li na takto získané hodnoty při vyšetřeních tkáňových struktur, ve kterých se výrazněji uplatňují nelinearity, může dojít k podhodnocení tlakového pole, mechanického indexu či tepelných účinků uzv ve tkáni, [10], [21].

5 Algoritmy pro simulaci nelineárního šíření uzv

Numerické metody vhodné k simulaci šíření uzv médiem můžeme rozdělit v zásadě do dvou kategorií:

- Metody pracující v časové oblasti
- Metody pracující v kmitočtové oblasti

Ukázkou první zmíněné kategorie metod může být např. simulace šíření uzv prostředím v čase pomocí metody konečných diferencí či konečných prvků s využitím některé z modelových vlnových rovnic. Výsledkem je pak např. rozložení průběhu akustického tlaku v prostoru a čase, tzn. pro každý bod média je vypočten časový průběh amplitudy uzv. Výhodou tohoto přístupu je značná univerzálnost modelu, nevýhodou pak značné nároky na paměť počítače a výpočetní čas (doby výpočtu v řádu hodin).

Metody spadající do druhé kategorie řeší ustálený stav popsaný řešením vlnové rovnice v kmitočtové oblasti. Výstupem takového modelu je pak rozložení komplexní amplitudy akustického tlaku v prostoru, např. vyzařovací diagram měniče. Výhodou oproti metodám pracujícím v časové oblasti je jejich menší náročnost na výpočetní čas (běžná doba výpočtu v řádu minut až desítek minut). Nevýhodou je jejich menší obecnost. Jednou z metod pracujících v kmitočtové oblasti je i metoda úhlového spektra.

5.1 Metoda úhlového spektra

Metoda úhlového spektra byla původně vyvinuta k modelování šíření vln z rovinného řezu o známém rozložení pole do jiné rovnoběžné roviny v určité vzdálenosti. K realistické simulaci šíření akustických vln je do modelu nutno zahrnout jevy jako útlum, difrakci, refrakci, fázové zkreslení a nelineární jevy.

Termín úhlové spektrum sám o sobě vyjadřuje fyzikální interpretaci metody. Různé komponenty Fourierovy transformace představují dílčí rovinné vlny putující v různých směrech.

Metoda úhlového spektra je úzce spjata s teorií lineárních časově invariantních filtrů. Její praktická implementace je značně efektivní a v současné době se jedná o metodu používanou nejen k simulaci akustických polí, ale i k řešení problémů z oboru vlnové optiky.

Základní idea spočívá v práci s Fourierovou transformací rovinného řezu akustického pole. Složky spektra představují dílčí rovinné vlny šířící se různými směry. Výsledné akustické pole je tvořeno součtem příspěvků jednotlivých komponent.

V následujícím textu je řešen výpočet směrové vyzařovací charakteristiky uzv měniče pomocí dopředné projekce akustického pole. Vstupem algoritmu je počáteční rozložení akustické rychlosti v daném rovinném řezu akustickým polem. Výstupem je pak akustická rychlost v jiné rovnoběžné rovině v dané vzdálenosti.

5.1.1 Definice úhlového spektra

Uvažujme vlnu v prostoru šířící se ve směru osy ***z***. Za počáteční rovinu řezu akustickým polem považujme rovinu ***xy***. Pole v této rovině můžeme označit jako funkci U(x, y, 0). Cílem je najít pole U(x, y, z) v novém bodě P_0 o souřadnicích (x, y, z).

V rovině ***xy*** můžeme dvourozměrnou Fourierovu transformaci funkce U vyjádřit vztahem

$$\mathrm{A}_0(f_X, f_Y) = \int\int_{-\infty}^{\infty} e^{-j2\pi(f_X x + f_Y y)}\, dx\, dy. \tag{29}$$

Fourierova transformace rozloží složitou funkci na řadu jednodušších komplexních exponenciálních funkcí. Inverzní transformace spektra má tvar

$$\mathrm{U}_0(x, y, 0) = \int\int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{A}_0(f_X, f_Y) e^{j2\pi(f_X x + f_Y y)}\, dfx\, dfy. \tag{30}$$

Rovnice vlny o jednotkové amplitudě šířící se ve směru daném kosinem (α, β, γ) je

$$\mathrm{B}(x, y, z) = e^{j\frac{2\pi}{\lambda}(\alpha x + \beta y + \gamma z)} \tag{31}$$

kde

$$\gamma = \sqrt{1 - \alpha^2 - \beta^2}. \tag{32}$$

To znamená, že v rovině $z = 0$ může být exponenciální funkce $e^{j2\pi(f_X x + f_Y y)}$ považována za rovinnou vlnu šířící se ve směru daném kosinem (α, β, γ), kde

$$\alpha = \lambda f_X \qquad \beta = \lambda f_Y \qquad \gamma = \sqrt{1-(\lambda f_X)^2 - (\lambda f_Y)^2}. \tag{33}$$

Komplexní amplituda složky představující rovinnou vlnu je $\mathrm{A}_0(f_X, f_Y)\, df_X\, df_Y$ pro $f_X = \alpha/\lambda,\ f_Y = \beta/\lambda$. Výsledek získaný dosazením má tvar

$$\mathrm{A}_0\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}\right) = \int\int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{U}(x, y, 0)\, e^{-j2\pi\left(\frac{\alpha}{\lambda}x + \frac{\beta}{\lambda}y\right)}\, dx\, dy \tag{34}$$

a nazýváme jej *úhlovým spektrem* rovinného řezu U(x, y, 0), [20][12].

5.1.2 Výpočet pole pomocí úhlového spektra

Nyní chceme najít pole U v rovině rovnoběžné k rovině ***xy*** ve vzdálenosti *z*. Úhlové spektrum U(x, y, z) je dáno vztahem

$$\mathrm{A}\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}; z\right) = \int\int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{U}(x, y, z)\, e^{-j2\pi\left(\frac{\alpha}{\lambda}x + \frac{\beta}{\lambda}y\right)}\, dx\, dy\,. \tag{35}$$

Potřebujeme zjistit vztah mezi $\mathrm{A}_0\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}\right)$ a $\mathrm{A}\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}; z\right)$. Využijeme toho, že U lze vyjádřit pomocí zpětné transformace integrálem

$$\mathrm{U}(x, y, z) = \int\int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{A}\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}; z\right) e^{j2\pi(f_X x + f_Y y)}\, d\frac{\alpha}{\lambda}\, d\frac{\beta}{\lambda}. \tag{36}$$

Zároveň musí U vyhovovat Helmholtzově rovnici. Aplikujeme-li toto na předchozí vztah, znamená to, že A musí odpovídat diferenciální rovnici

$$\frac{d^2}{dz^2}\mathrm{A}\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}; z\right) + \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \left[1 - \alpha^2 - \beta^2\right] \mathrm{A}\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}; z\right) = 0. \tag{37}$$

Tato diferenciální rovnice druhého řádu má elementární řešení ve tvaru [12]:

$$\mathrm{A}\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}; z\right) = \mathrm{A}_0\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}\right) e^{j\frac{2\pi}{\lambda} z\sqrt{1-\alpha^2-\beta^2}} \tag{38}$$

Jelikož se v komplexní exponenciální funkci v předešlém vztahu vyskytuje druhá odmocnina, je nutné dále rozebrat tři různé případy funkčních hodnot výrazu

v odmocnině a vysvětlit jejich fyzikální význam. V prvním případě proměnné α a β vyhovují nerovnici

$$\alpha^2 + \beta^2 < 1. \tag{39}$$

Šíření vlny do vzdálenosti z se pak projeví relativní změnou fáze jednotlivých složek úhlového spektra. Jelikož se dílčí rovinné vlny šíří pod různými úhly, urazí do daného pozorovacího bodu i různé vzdálenosti, což způsobí vznik relativních fázových zpoždění.

V případě, že platí

$$\alpha^2 + \beta^2 > 1 \tag{40}$$

je odmocnina výrazu čistě imaginární. Rovnice (38) tak může být přepsána do tvaru

$$\mathrm{A}\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}; z\right) = \mathrm{A}_0\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}\right) e^{-\mu z} \tag{41}$$

kde

$$\mu = j\frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{\alpha^2 + \beta^2 - 1}\,. \tag{42}$$

Protože je μ kladné reálné číslo, dochází při šíření k výraznému útlumu těchto složek. Tyto složky úhlového spektra představují evanescentní vlny, [12][26].

Hraniční situací je, když platí, že

$$\alpha^2 + \beta^2 = 1. \tag{43}$$

Takové rovinné vlny se šíří směrem kolmým k ose z a nijak nepřispívají k projekci akustického pole ve směru této osy, [12].

Zanedbáme-li tedy vliv evanescentních vln a neuvažujeme-li vlny šířící kolmo na směr šíření, můžeme pole v bodě o souřadnicích (x, y, z) vyjádřit jako zpětnou transformaci vztahu (38), [12]:

$$\mathrm{U}(x, y, z) = \int\int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{A}_0\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}\right) e^{j\frac{2\pi}{\lambda} z\sqrt{1-\alpha^2-\beta^2}}\, e^{j2\pi\left(\frac{\alpha}{\lambda}x + \frac{\beta}{\lambda}y\right)}\, d\frac{\alpha}{\lambda}\, d\frac{\beta}{\lambda}. \tag{44}$$

5.1.3 Difrakce jako přenos lineárním časově invariantním systémem

Znovu se zaměřme na šíření vlny z počáteční roviny $z = 0$ do rovnoběžné roviny ve vzdálenosti z. Šířením vln dochází k lineární transformaci pole v počáteční rovině U(x, y, 0) na pole v rovině projekce ve vzdálenosti z U(x, y, z). Proces šíření vln má vlastnosti lineárního, časově invariantního systému a může tak být popsán jednoduchou přenosovou funkcí. Linearita systému vyplývá přímo z vlnové rovnice. Časová invariance může být prokázána samotným odvozením přenosové funkce. Pokud tedy existuje přenosová funkce, systém je časově invariantní, [12][26].

K odvození přenosové funkce je využito úhlové spektrum. Namísto úhlového spektra jako funkce směrového kosinu (α, β) je použito prostorové spektrum (f_X, f_Y). Vztah mezi nimi je popsán rovnicí (33).

Prostorové spektrum U(x, y, z) bude reprezentováno funkcí A(f_X, f_Y; z). Spektrum funkce U(x, y, 0) označme $A_0(f_X, f_Y)$. Pak můžeme U(x, y, z) vyjádřit vztahem

$$\mathrm{U}(x,y,z) = \int\int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{A}(f_X, f_Y; z) e^{j2\pi(f_X x + f_Y y)}\, df_X\, df_Y. \tag{45}$$

Navíc můžeme na základě vztahu (44) psát, že platí

$$\mathrm{U}(x,y,z) = \int\int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{A}_0(f_X, f_Y) e^{j2\pi\frac{z}{\lambda}\sqrt{1-(\lambda f_X)^2-(\lambda f_Y)^2}}\, e^{j2\pi(f_X x + f_Y y)}\, df_X\, df_Y. \tag{4(}$$

Ze srovnání vztahů pak vyplývá, že

$$\mathrm{A}(f_X, f_Y; z) = \mathrm{A}_0(f_X, f_Y) e^{j2\pi\frac{z}{\lambda}\sqrt{1-(\lambda f_X)^2-(\lambda f_Y)^2}} \tag{47}$$

a celý proces šíření vln můžeme popsat přenosovou funkcí systému H mající tvar, [12]:

$$\mathrm{H}(f_X, f_Y) = \frac{\mathrm{A}(f_X, f_Y; z)}{\mathrm{A}_0(f_X, f_Y)} = e^{j2\pi\frac{z}{\lambda}\sqrt{1-(\lambda f_X)^2-(\lambda f_Y)^2}}. \tag{48}$$

V případě, že je vzdálenost z pouze několik vlnových délek, můžeme zanedbat vliv evanescentních vln a dostáváme tak zjednodušený tvar přenosové funkce, [12]:

$$\mathrm{H}(f_X, f_Y) = \begin{cases} e^{j2\pi\sqrt{1-(\lambda f_X)^2-(\lambda f_Y)^2}} & f_X{}^2 + f_Y{}^2 < \frac{1}{\lambda^2} \\ 0 & f_X{}^2 + f_Y{}^2 \geq \frac{1}{\lambda^2} \end{cases} \tag{49}$$

5.2 Simulace generování vyšších harmonických složek

K odvození rovnice popisující proces generování vyšších harmonických složek v důsledku nelineárních jevů při šíření uzv uvažujme situaci, kdy se rovinná vlna šíří prostorem ve směru osy z. Změnu akustické rychlosti lze aproximovat zkrácenou mocninnou řadou ve tvaru, [12]:

$$\mathrm{U}(z+\Delta z,t)=\mathrm{U}(z,t)+\frac{\partial \mathrm{U}}{\partial z}\Delta z. \tag{50}$$

Za předpokladu, že je velikost kroku Δz zvolena dostatečně malá, je možné zanedbat členy rozvoje vyšších řádů. K vyjádření diferenciální změny akustické rychlosti ve směru osy z lze použít upravenou verzi Burgersovy rovnice, [12]:

$$\frac{\partial \mathrm{U}}{\partial z}=\frac{\beta\omega_0}{c_0^2}\mathrm{U}\frac{\partial U}{\partial \tau}+\Gamma\frac{\partial^2 \mathrm{U}}{\partial \tau^2} \tag{51}$$

kde c_0 je rychlost šíření ultrazvuku v prostředí nenarušeném akustickou vlnou, β parametr nelinearity a ω_0 úhlová frekvence. $\Gamma=\beta U_0\omega_0/c_0^2\alpha$ je konstanta související s termoviskózními ztrátami v médiu a $\tau=\omega_0 t-kz$, kde k je vlnové číslo. Kontinuální vlnu lze vyjádřit Fourierovou řadou

$$\mathrm{U}=\sum_{n=-\infty}^{\infty}u_n e^{jn(\omega_0 t-kz+\phi)} \tag{52}$$

kde ϕ je počáteční fázový posun, u_n je reálná amplituda n-té harmonické složky. Poněkud kompaktněji lze předchozí výraz vyjádřit jako

$$\mathrm{U}=\sum_{n=-\infty}^{\infty}\frac{1}{2}U_n e^{jn\tau} \tag{53}$$

kde $U_n=u_n e^{jn\phi}$ je polovinou komplexní amplitudy. Nyní můžeme dosazením vztahu (53) do Burgersovy rovnice (51) najít vyjádření pro diferenciální změnu amplitudy n-té harmonické složky. Po úpravě dostáváme

$$\frac{\partial U_n}{\partial z}=j\frac{\beta\omega_0}{4c_0^2}\sum_{m=-\infty}^{\infty}(n-m)U_{n-m}U_m-\frac{U_0}{\alpha}n^2U_n. \tag{54}$$

Druhý člen rozvoje reprezentuje viskózní ztráty, které jsou úměrné druhé mocnině frekvence. Vzhledem k tomu, že výpočet útlumu vlnění je již zahrnut v lineární části simulace, jak bude popsáno dále, v dalších úpravách s ním již nebudeme počítat.

Pro dosažení vyšší výpočetní rychlosti a snadnější programovou implementaci simulačního algoritmu, můžeme sumu (54) upravit do tvaru, [12]:

$$\frac{\partial U_n}{\partial z} = j\frac{\beta\omega_0}{4c_0^2}\left(\sum_{k=1}^{n-1} kU_k U_{n-k} + \sum_{k=n}^{\infty} nU_k U^*_{k-n}\right). \tag{55}$$

Další úpravou nutnou před konečnou implementací simulačního algoritmu je omezení nekonečného počtu harmonických složek uvažovaných ve vztahu (55) na konečný počet *N*. Ten je pak jedním z parametrů simulace ovlivňujících na jedné straně její přesnost a výpočetní náročnost na straně druhé. Generování vyšších harmonických složek v důsledku nelineárního šíření uzv je postupný proces. Interakce mezi jednotlivými harmonickými složkami je popsána řešením Burgersovy rovnice v kmitočtové oblasti.

K simulaci vzniku vyšších harmonických složek při šíření vlny prostředím je možno použít následující vztah získaný úpravou (50). Korigujeme jím amplitudy 1 až N-té harmonické složky akustické rychlosti vypočtené lineárním modelem šíření ultrazvuku mezi 2 paralelními rovinami vzdálenými od sebe *Δz*.

$$u_n(z+\Delta z, i) = u'_n(z+\Delta z, i) + j\frac{\beta f \Delta z}{2c^2}\left(\sum_{k=1}^{n-1} ku'_k u'_{n-k} + \sum_{k=n}^{N} nu'_k u'^*_{n-k}\right), \qquad n = 1, 2, ..., N \tag{56}$$

Vstupními proměnnými vztahu (56) jsou komplexní amplitudy jednotlivých harmonických složek akustické rychlosti u_n' získané lineární simulací šíření uzv (např. pomocí metody úhlového spektra), kde index *n* značí řád harmonické složky. Výsledkem jsou pak komplexní amplitudy harmonických složek u_n změněné v důsledku nelineárních jevů při šíření ultrazvuku. Podmínkou funkčnosti popsané konečné aproximace je, aby byl krok *Δz* dostatečně malý.

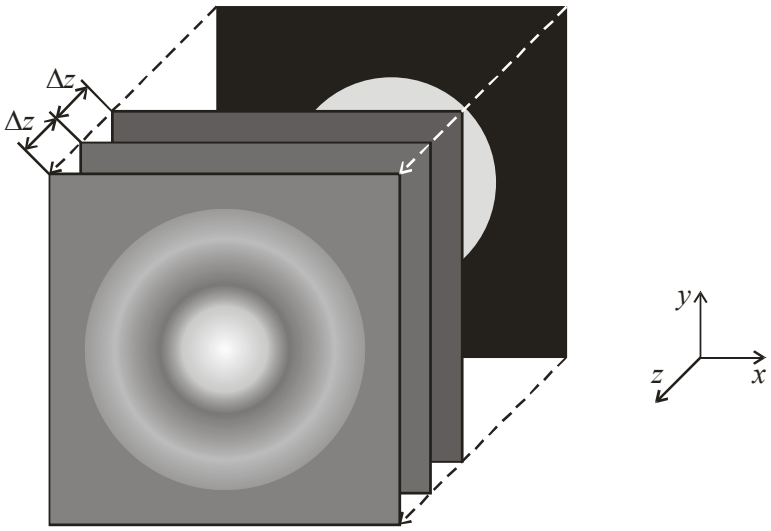
5.3 Implementace simulačních algoritmů

V následující kapitole jsou popsány dílčí algoritmy pro modelování šíření uzv, které zohledňují nelineární jevy. Výpočet pole je založen na metodě úhlového spektra a

na řešení Burgersovy rovnice v kmitočtové oblasti. Algoritmy byly realizovány v programovém prostředí Matlab.

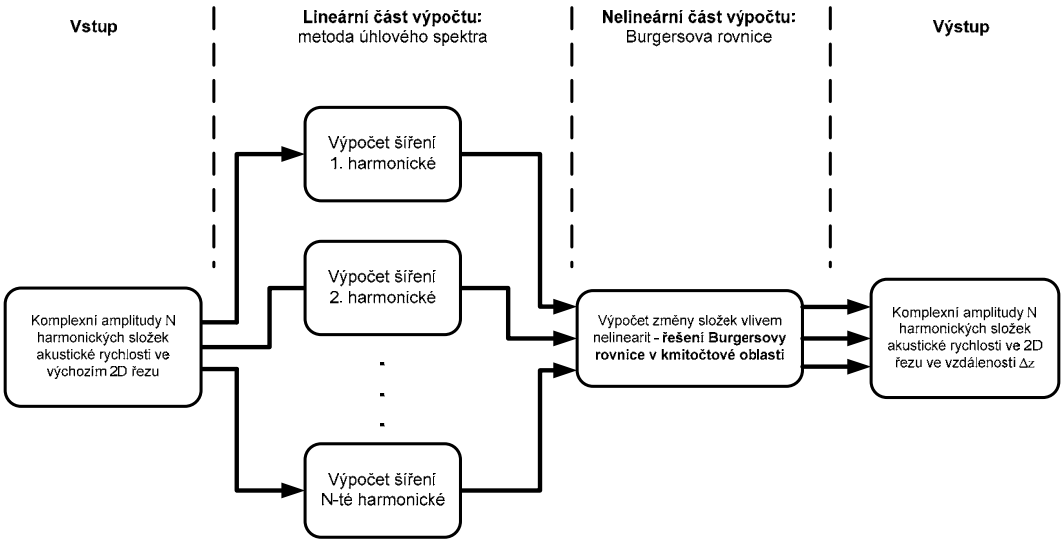
5.3.1 Modelování akustického pole

Výpočet akustického pole probíhá postupně v ekvidistantních rovinných řezech se vzdáleností Δz, kolmých na osu z tak jak je ilustrováno na obr. 4. Hlavní směr šíření uzv se předpokládá ve směru osy z.



Obr. 4 *Rozdělení výpočtu prostorového rozložení ultrazvukového pole na výpočet dílčích rovnoběžných rovinnými řezů.*

Výpočet každého rovinného řezu má 2 dílčí kroky, jak je znázorněno na obr. 5. Nejprve je metodou úhlového spektra vypočítána, zatím ještě lineární projekce 2D pole komplexních amplitud všech uvažovaných harmonických složek akustické rychlosti z posledního známého řezu do řezu nově počítaného. Následně jsou dosazením do řešení Burgersovy rovnice v kmitočtové oblasti (56) vypočítané hodnoty korigovány tak, aby v nich byl zahrnut i vliv nelineárních jevů.

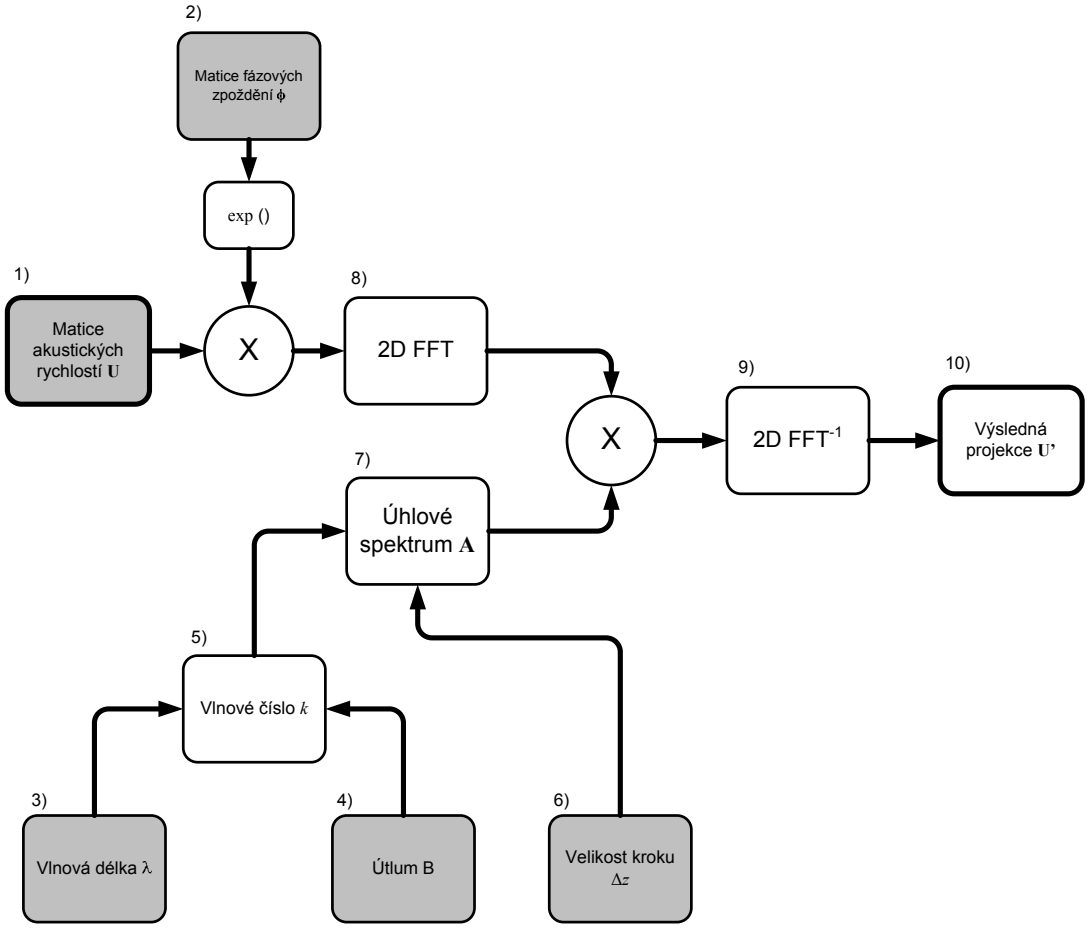


Obr. 5 *Průběh výpočtu rozložení uzv pole v rovinném řezu*

Na obr. 6 je graficky znázorněn postup výpočtu projekce mezi dvěma rovnoběžnými rovinnými řezy uzv pole metodou úhlového spektra. Projekce je počítána zvlášť pro každou uvažovanou harmonickou složku uzv. Výpočet se skládá z následujících 10 kroků, přičemž pořadí kroků odpovídá číslování v diagramu na obr. 6:

1. Vstupem algoritmu je 2D matice **U** obsahující komplexní amplitudy akustické rychlosti v jednotlivých uzlech výchozího rovinného řezu.
2. V případě potřeby je dalším vstupem 2D matice fázových zpoždění $e^{j\phi}$ v jednotlivých bodech řezu. Zavedením vhodné matice fázových zpoždění lze simulovat fokusaci měniče do různých bodů prostoru před ním.
3. Pro výpočet vlnového čísla je nutné znát vlnovou délku λ_n harmonické složky, jejíž šíření právě simulujeme. Vlnová délka je závislá na frekvenci složky f_n a rychlosti šíření uzv c_0 v daném místě média.
4. Zároveň je nutné znát koeficient útlumu dané harmonické složky α_n, který je závislý na její frekvenci f_n.
5. Z vlnové délky λ_n a koeficientu útlumu B_n je vypočítáno komplexní vlnové číslo k_n.
6. Pro výpočet matice úhlového spektra **A** je nakonec ještě nutno zadat velikost kroku Δz, tedy vzdálenost nově počítaného rovinného řezu pole od řezu výchozího.

7. Z komplexního vlnového čísla k_n a velikosti kroku Δz je vypočítána 2D matice úhlového spektra **A**.
8. Matice akustických rychlostí **U** v případě potřeby násobená příslušnými fázovými zpožděními je algoritmem dvourozměrné rychlé Fourierovy transformace (2D FFT) převedena do kmitočtové oblasti na matici $\mathbf{U_F}$. Ta je poté prvek po prvku vynásobena s maticí úhlového spektra **A**.
9. Skalární součin matic $\mathbf{U_F}$ a **A** je transformován inverzní 2D FFT zpět do prostorové oblasti.
10. Výsledkem je projekce rozložení akustické rychlosti harmonické složky z výchozí roviny do roviny rovnoběžné ve vzdálenosti Δz.



Obr. 6 *Blokové schéma výpočtu projekce mezi 2 sousedními rovinnými řezy uzv pole metodou úhlového spektra.*

5.3.2 Model oteplení tkáně vlivem absorpce ultrazvuku

Ultrazvuk je tlumen prostředím, kterým se šíří. Mechanická energie vlnění je transformována na jiné formy energie, především pak na teplo. Množství tepla Q, které si těleso o hmotnosti m vymění s okolím při změně teploty ΔT, je dáno vztahem

$$Q = m \cdot C \cdot \Delta T \tag{57}$$

kde C je měrná tepelná kapacita. Tepelná výměna může probíhat třemi možnými způsoby: vedením, prouděním či zářením. Podmínkou pro přenos tepla je teplotní gradient ΔT uvnitř tělesa nebo mezi 2 tělesy. V případě, že se teplotní gradient v čase nemění, hovoříme o ustáleném (stacionárním) přenosu tepla.

Šíření tepla *vedením* v médiu je přímo úměrné tepelné vodivosti *k.* Tato materiálová konstanta vyjadřuje množství tepla, které projde jednotkovou krychlí za jednotku času při teplotním gradientu rovném 1 K. K přenosu tepla *prouděním* dochází pouze v kapalinách a plynech. Pohybem částic dochází k promíchávání jednotlivých částí, které mají odlišnou teplotu, a tím se přenáší teplo mezi různými částmi hmotného útvaru. Přenos tepla *zářením* probíhá u všech těles o termodynamické teplotě větší než 0 K formou vyzařování elektromagnetického záření různých vlnových délek.

Při modelování ohřevu tkáně vlivem ozvučení přenos tepla zářením neuvažujeme. Přenos tepla prouděním je reprezentován především prouděním krve (perfuzí), pokud je v daném modelu uvažována.

Za podmínky nulových tepelných ztrát vedením, prouděním a zářením lze množství tepla Q dodaného tkáni za elementární časový interval dt popsat vztahem:

$$\dot{Q} = \rho \cdot C \cdot \frac{dT}{dt} \tag{58}$$

kde ρ je hustota, C je měrná tepelná kapacita a dT/dt je změna teploty v čase. Zároveň lze psát, že:

$$\dot{Q} = \mu \cdot I \tag{59}$$

Vztah (59) pohlíží na dodávané teplo jako na energetické ztráty ultrazvuku šířícího se prostředím. Vyšší koeficient útlumu a větší intenzita uzv znamenají i více energie přijaté tkání ve formě tepla. Útlum je složen ze dvou částí – kofecientu útlumu vlivem absorpce μ_a a koeficientu útlumu vlivem rozptylu μ_s. Ztráty způsobené absorpcí

zpravidla tvoří 60 – 80% celkového útlumu a z většiny jsou přeměněny v teplo. Známe-li tepelné vlastnosti média a jeho hustotu, jsme schopni vypočítat nárůst teploty v daném bodě.

Obsahuje-li sledovaný systém zdroje tepla, jejichž prostorové rozložení je popsáno funkcí $H_i(x, y, z)$ a chlazení s rozložením v prostoru je popsaným funkcí $C_i(x, y, z, T)$, lze pak tepelnou výměnu a rozložení teploty v prostoru popsat diferenciální rovnicí, [20]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \kappa_i \nabla^2 T = \frac{\kappa_i}{k_i}\left[H_i(x,y,z) - C_i(x,y,z)\right] \tag{60}$$

kde k_i je tepelná vodivost a κ_i je tepelná difuzivita definovaná jako $\kappa = k / (\rho \,.\, C)$. Uvažujeme-li případ tkáně s perfuzí ohřívané absorpcí ultrazvuku, můžeme po dosazení do (60) tepelnou výměnu a prostorové rozložení teploty vyjádřit diferenciální rovnicí, [20]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa_i \nabla^2 T + \frac{\dot{Q}}{\rho C} - \frac{\Delta T}{\tau} = k\nabla^2 T + \frac{\mu I}{\rho C} - \frac{T - T_0}{\tau} \tag{61}$$

kde T_0 je okolní teplota, t je čas, ΔT je nárůst teploty, τ je časová konstanta perfuze a $\dot{Q}$ je teplo přijímané elementárním objemem v důsledku absorpce uzv.

Pro zjednodušení lze v případě bez perfuze odvodit vztah vyjadřující vliv tepelné vodivosti média na konečnou teplotu v médiu po dosažení tepelné rovnováhy. Za podmínky stacionárního vedení tepla, lze vyjádřit vztah pro nárůst teploty, [20]:

$$\Delta T = \frac{\dot{Q} R^2}{2k} = \frac{\mu_a I}{2k} R^2 \tag{62}$$

kde k je tepelná vodivost, μ_a je koeficient útlumu vlivem absorpce v Np/m a I je intenzita uzv. V konkrétním bodě média o nenulovém útlumu je absorbována část intenzity I (prostorově špičkové, časově průměrné I_{SPTA} nebo časově průměrné I_{TA}) a tyto energetické ztráty způsobují nárůst teploty. V případě stacionárního zdroje uzv je teplo konstantně odváděno ze středu elementárního kulového objemu o poloměru R, ΔT pak vyjadřuje rozdíl teplot mezi středem a povrchem takovéto elementární koule. Rovnice (60) nepočítá s perfuzí tkáně. Soustava dosáhne tepelné rovnováhy po uplynutí

tzv. charakteristického času t, který lze vyjádřit jako $t \sim R^2/\kappa$. Pro poloměr elementární koule 1 mm je charakteristický čas přibližně 10 s, [20].

5.4 Výsledný numerický model

V programovém prostředí Matlab byl implementován numerický model šíření ultrazvuku zohledňující nelineární jevy. Program umožňuje výpočet prostorového rozložení zadaného počtu harmonických složek akustického tlaku uzv, mechanického indexu a intenzity ultrazvuku v modelu biologické tkáně tvořeného homogenními vrstvami o definovaných fyzikálních parametrech. Model pro výpočet prostorového rozložení uzv pole využívá metodu úhlového spektra. Z rozložení prostorově špičkové časově průměrné intenzity I_{SPTA} model dále provádí výpočet lokálního nárůstu teploty média vlivem absorpce uzv.

Vstupní parametry modelu:

- *Fyzikální parametry dílčích homogenních vrstev prostředí:* rychlost šíření uzv c_0, hustota ρ, koeficient útlumu α, parametr nelinearity B/A, tepelná vodivost k, tloušťka vrstvy.
- *Parametry vysílaného uzv:* základní pracovní kmitočet f_0, průběh impulsu, opakovací frekvence impulsů f_r, fokusace, rozložení počáteční amplitudy akustického tlaku všech uvažovaných harmonických složek signálu nad povrchem sondy.
- *Parametry simulace:* rozteč uzlových bodů ve všech 3 rozměrech dx, dy, dz; vzorkovací frekvence uzv impulsu f_s, počet uvažovaných harmonických složek při výpočtu nelineárních jevů N_h.

Výstupní data výpočtu:

- Prostorové rozložení amplitud akustického tlaku všech uvažovaných harmonických složek, harmonického zkreslení signálu vlivem nelineárních jevů, mechanického indexu, intenzity uzv I_{SPTA}.
- Z rozložení intenzity uzv I_{SPTA} a termodynamických vlastností média je pomocí rovnice (62) vypočítán lokální nárůst teploty ΔT vlivem absorpce uzv pro limitní případ bez perfuze.

6 Experimentální ověření výsledků

Cílem experimentální části práce je měřením ověřit správnost simulací nelineárního šíření ultrazvuku ve vodě. Data získaná měřením rozložení amplitudy akustického tlaku v těsné blízkosti povrchu ultrazvukové sondy zároveň poslouží ke zpřesnění simulace a uzpůsobení numerického modelu konkrétní sondě.

Experimentální část práce lze rozdělit na 3 základní fáze:

a) Modernizace hardwaru unikátního ultrazvukového měřicího systému – ultrazvukové měřicí vany

b) Tvorba softwaru pro automatické měření prostorového rozložení ultrazvukového pole a softwaru pro zpracování a vizualizaci dat.

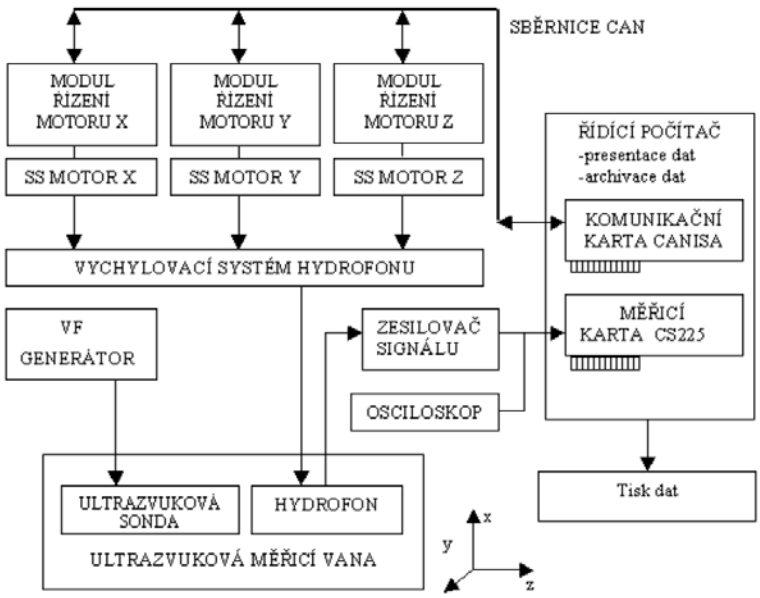
c) Porovnání výsledků simulací s naměřenými daty.

Po ověření funkčnosti numerického modelu ve vodním médiu bude možné předpokládat jeho funkčnost i v jiných prostředích. Na základě dalších simulací provedených s modelem, jehož funkčnost byla experimentálně ověřena, lze pak rozebrat dílčí aspekty nelineárních jevů v uzv diagnostice pro různé varianty kombinací vrstev médií, kterými se ultrazvuk šíří.

6.1 Ultrazvukový měřicí systém

Ultrazvukový měřicí systém realizovaný v rámci projektu GAČR 102/00/0936 slouží k mapování uzv polí generovaných sondami nebo terapeutickými hlavicemi, které pracují v impulsním nebo kontinuálním režimu ve frekvenčním rozsahu 1 – 20 MHz .

Jednotlivé funkční bloky systému tvoří: ultrazvuková měřicí vana, hydrofon s předzesilovačem signálu, systém pro nastavení polohy hydrofonu, centrální řídící a měřící jednotka, digitální osciloskop, programové prostředky pro prezentaci výsledků a archivaci dat. Blokové schéma je uvedeno na obr. 7.



Obr. 7*Blokové schéma řešení ultrazvukového měřicího systému [34]*

Vlastní měření probíhá ve vodním prostředí ultrazvukové vany. Ke snímání akustického tlaku, generovaného uzv sondou, je použit hydrofon MH28-5. Sonda generující uzv pole má v průběhu měření neměnnou polohu. Naopak hydrofon je připevněn k polohovacímu systému, který umožňuje jeho pohyb ve třech na sebe kolmých směrech. V průběhu měření dochází k trojrozměrnému skenování prostoru měřicí vany. Akustický signál z hydrofonu je po zesílení vzorkován měřící kartou, umístěnou v řídícím počítači a může být také zobrazen na digitálním osciloskopu Tektronix TDS 1002. Ovládání pozičního systému s hydrofonem zajišťuje řídící počítač. Komunikace vychylovacího systému hydrofonu s řídícím počítačem probíhá prostřednictvím sběrnice CAN, [34].

6.2 Modernizace ultrazvukového měřicího systému

Dosavadní činnost ultrazvukového měřicího systému byla závislá na počítači vybaveném kartou s rozhraním sběrnice CAN a kartou CS225 pro digitalizaci signálu z hydrofonu. Jelikož jsou obě zmíněné karty dnes již nepoužívaného standardu ISA, není možné ultrazvukový systém modernizovat pouze instalací výkonnějšího počítače schopného provozovat moderní software, neboť v současnosti běžně dostupné počítače již sběrnici ISA neobsahují. Následující část se věnuje popisu modernizace systému spočívající v náhradě obou karet a ve vytvoření nového obslužného softwaru.

Komunikační karta CAN/ISA byla nahrazena převodníkem CAN/Ethernet. Digitalizační karta CS225 byla nahrazena miniaturním osciloskopem s rozhraním USB o obdobných parametrech.

6.2.1 Komunikační rozhraní CAN/Ethernet

Komunikační rozhraní CAN/Ethernet je řízeno 32bitovým mikrokontrolerem Cold Fire 5282 od firmy Freescale. Mikrokontroler je dodáván osazený v aplikačním modulu NetBurner MOD5282, který kromě všech nezbytných externích součástek obsahuje také 8 MB vnější operační paměti a fyzické rozhraní sítě Ethernet. K aplikačnímu modulu byla navržena deska zajišťující jeho napájení, která zároveň obsahuje i fyzické rozhraní sběrnice CAN s galvanickým oddělením.

Komunikační rozhraní CAN/Ethernet je samostatné zařízení plně nahrazující původní rozšiřující ISA kartu počítače. Poziční systém hydrofonu je tak možno ovládat prostřednictvím protokolu TCP/IP z libovolného počítače připojeného k síti.

Obr. 8 *Komunikační rozhraní CAN/Ethernet.*

6.2.2 Digitální osciloskop USBScope 50

Digitalizační karta CS225 byla nahrazena USB osciloskopem USBScope50 od firmy Elan Digital Systems. Parametry osciloskopu jsou uvedeny v tab. 1. Osciloskop je dodáván včetně programových knihoven (SDK) umožňujících tvorbu vlastních uživatelských aplikací. Lze jej tak začlenit do automatických měřicích systémů vlastní konstrukce.

Obr. 9 *Fotografie digitálního osciloskopu USBScope50.*

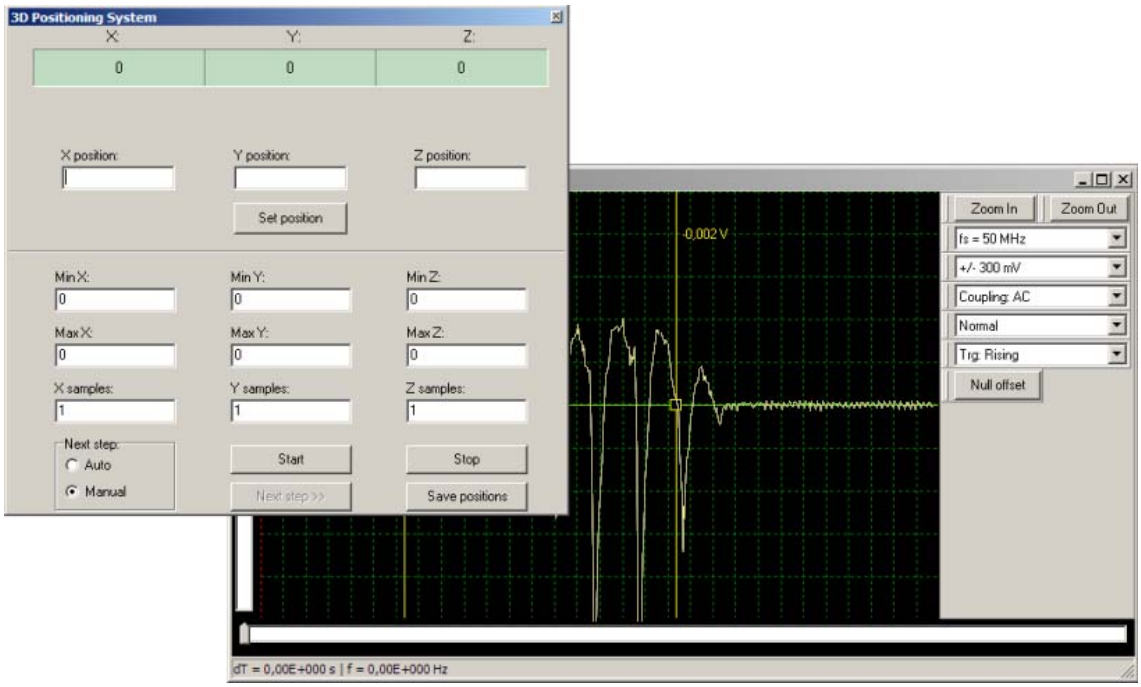
Tabulka 1: *Základní technické parametry osciloskopu USBScope 50*

Maximální vzorkovací frekvence pro jednorázové děje	50 MHz
Maximální ekvivalentní vzorkovací frekvence pro periodické signály	1 GHz
Rozlišení A/D převodníku	8 bitů
Vstupní rozsahy	300 mV, 3 V a 30 V
Šířka pásma vstupního zesilovače (-3 dB)	75 MHz
Vstupní impedance	1 MΩ / 16 pF
Šířka pásma synchronizačního obvodu	65 MHz
Počet kanálů	Lze propojit až 4 USB osciloskopy a vytvořit tak 4 kanálový systém.
Komunikační rozhraní	USB 1.1 a vyšší

6.2.3 Software pro ovládání 3D pozičního systému hydrofonu a digitálního osciloskopu

Nový software pro automatické ovládání 3D pozičního systému hydrofonu a vzorkování signálů pomocí USB osciloskopu byl vytvořen v programovacím jazyce C++ ve vývojovém prostředí Borland C++ Builder 6.0.

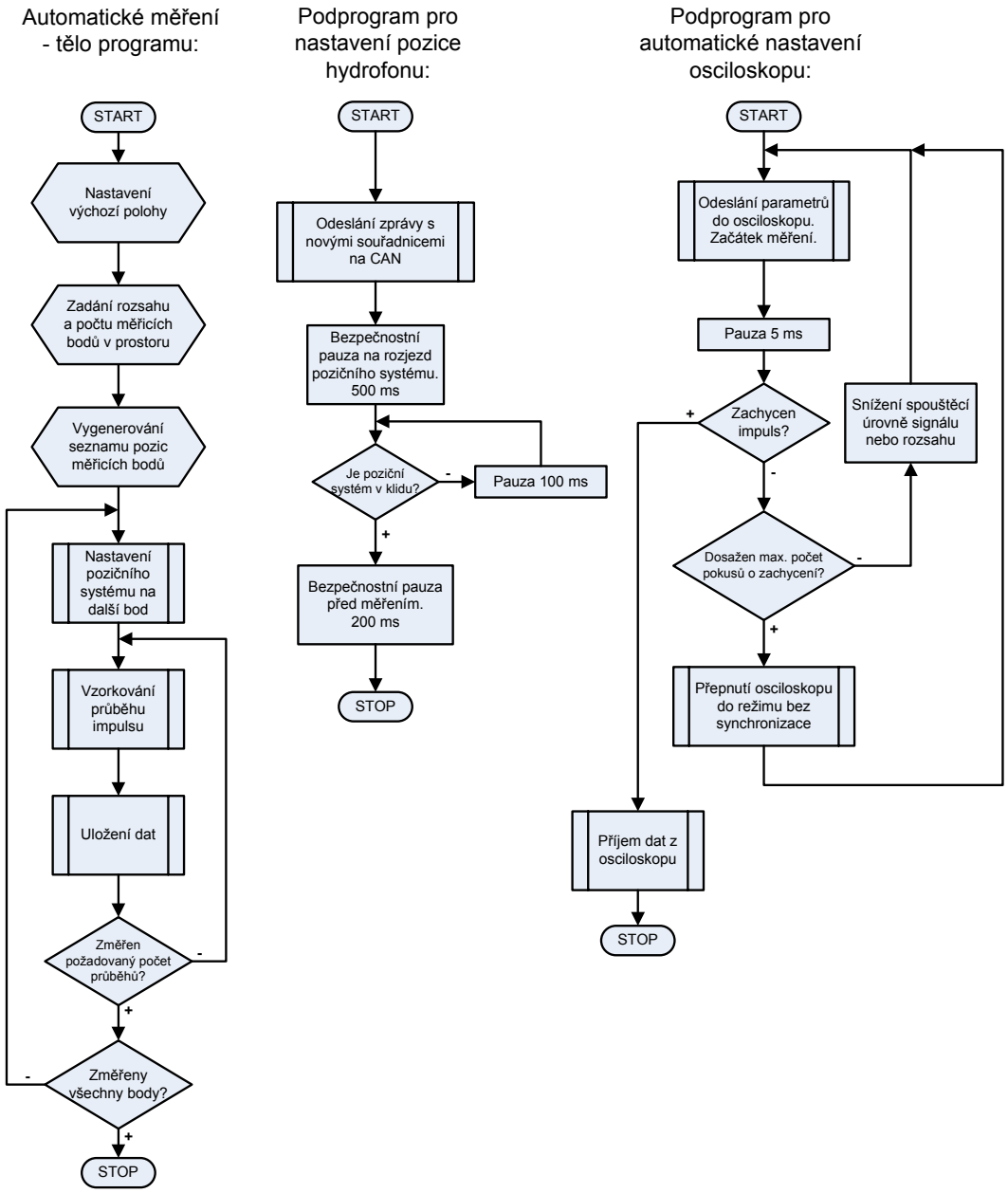
Program umožňuje automaticky měřit průběhy akustického tlaku ve vybraných bodech oblasti média o tvaru kvádru. Digitalizované průběhy jsou ukládány v binární formě do výstupního souboru k dalšímu zpracování.



Obr. 10 *Ukázka prostředí programu pro automatické ovládání pozičního systému hydrofonu.*

Blokový diagram popisující činnost programu pro automatické ovládání 3D pozičního systému je znázorněn na obr. 11. Program zajišťuje především následující funkce:

- Automatické nastavování pozice hydrofonu v ultrazvukové vaně.
- Automaticky nastavuje spouštěcí úroveň synchronizace a rozsah osciloskopu tak, aby byl vždy zachycen impuls o největší amplitudě přicházející přímo z uzv měniče, nikoliv odražený impuls o nižší amplitudě.
- Uživatelské rozhraní okna osciloskopu umožňuje automatická nastavení manuálně korigovat. Obsahuje doplňkové funkce jako např. časovou lupu (zoom), kombinované časové a napěťové kursory pro rozměřování průběhů. Zároveň je možno libovolný měřený průběh manuálně zastavit a uložit do textového souboru nebo v grafické podobě jako objekt do schránky systému Windows.



Obr. 11 *Blokový diagram hlavních částí programu pro automatické ovládání 3D pozičního systému hydrofonu.*

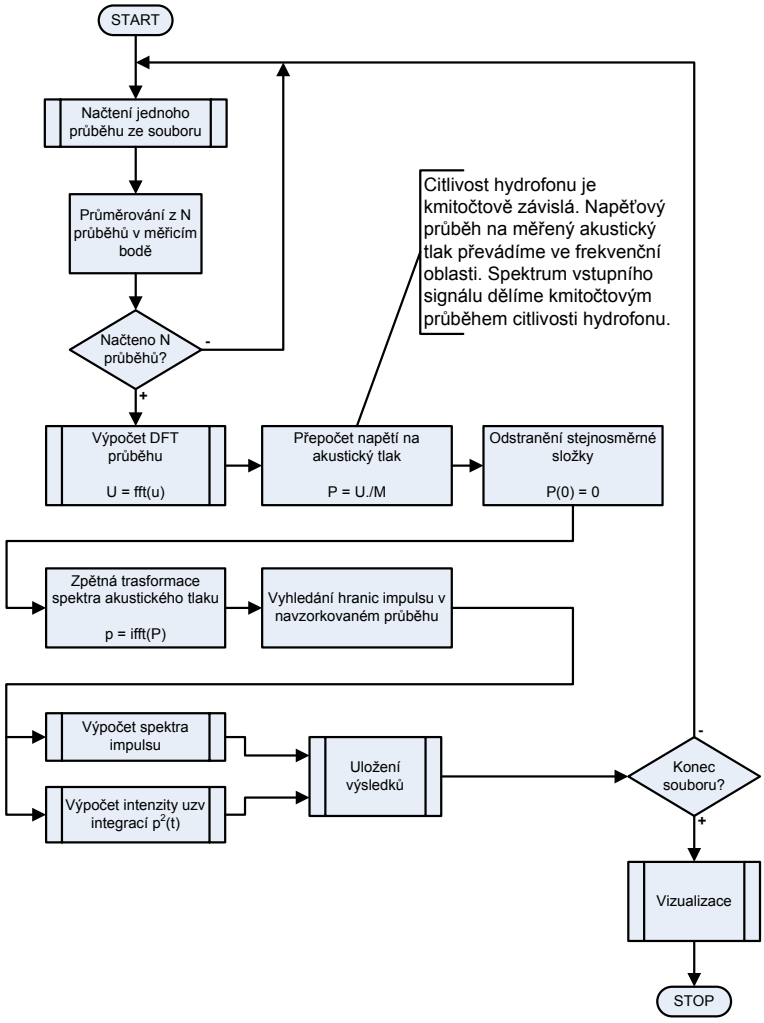
6.2.4 Software pro vyhodnocení měření

V prostředí Matlab byl vytvořen program sloužící k základnímu zpracování a vizualizaci naměřených průběhů. Jako vstupní data používá výstupní binární datový soubor vytvořený programem pro ovládání pozičního systému a osciloskopu. Struktura datového souboru je znázorněna v tab. 2.

Tabulka 2: *Struktura jednoho dílčího záznamu binárního datového souboru*

Pozice (B)	Délka (B)	Datový typ	Význam
0	4	DWORD	Značka začátku záznamu
4	4	DWORD	Pořadí průběhu při vzorkování v daném bodě (pro účely kumulace). Pro N průběhů na bod nabývá hodnot 0 až N-1.
8	4	DWORD	Index v ose X
12	4	DWORD	Index v ose Y
16	4	DWORD	Index v ose Z
20	4	DWORD	Rozlišení v ose X
24	4	DWORD	Rozlišení v ose Y
28	4	DWORD	Rozlišení v ose Z
32	4	FLOAT	Skutečná pozice v ose X (mm)
36	4	FLOAT	Skutečná pozice v ose Y (mm)
40	4	FLOAT	Skutečná pozice v ose Z (mm)
44	4	DWORD	Vzorkovací frekvence (MHz)
48	4	FLOAT	Max. vstupní rozsah špička – špička (V)
52	4	DWORD	1 … signál zachycen po synchronizaci 0 … nedošlo k synchronizaci, signál zachycen po uplynutí max. čekací doby
56	12 000	FLOAT[3 000]	Vzorky zachyceného signálu
12 056	4	DWORD	Značka konce záznamu

Blokový diagram na obr. 12 znázorňuje základní postup zpracování naměřených průběhů v programu pro vyhodnocení měření. Zejména při měření vyšších harmonických složek uzv impulsů hraje důležitou roli poměr signál/šum a využitelný dynamický rozsah měřicího systému. V případě použitého osciloskopu s 8bitovým A/D převodníkem odpovídá maximální teoreticky dosažitelný dynamický rozsah hodnotě 49,9 dB. Vzhledem k tomu, že tato situace nastává pouze v ideálním případě, kdy je plně využit některý z vstupních rozsahů osciloskopu a zároveň není přítomen žádný jiný šum než kvantizační, je vhodné dynamický rozsah měřicího systému zvýšit např. pomocí kumulace měřených průběhů. Kumulací N průběhů lze dosáhnout až $\sqrt{N}$ násobného zvýšení maximálního teoretického dynamického rozsahu měřicího systému [1]. Pro náš modelový případ to znamená, že např. kumulací 32 po sobě jdoucích průběhů impulsu dosáhneme zvýšení maximálního dosažitelného dynamického rozsahu měření z 49,9 dB na 65 dB. To je hodnota postačující pro měření vyšších harmonických složek uzv impulsů vznikajících v důsledku nelineárních jevů při šíření, jejichž úrovně mohou být v minimech cca o 30 až 40 dB nižší než úroveň první harmonické složky.

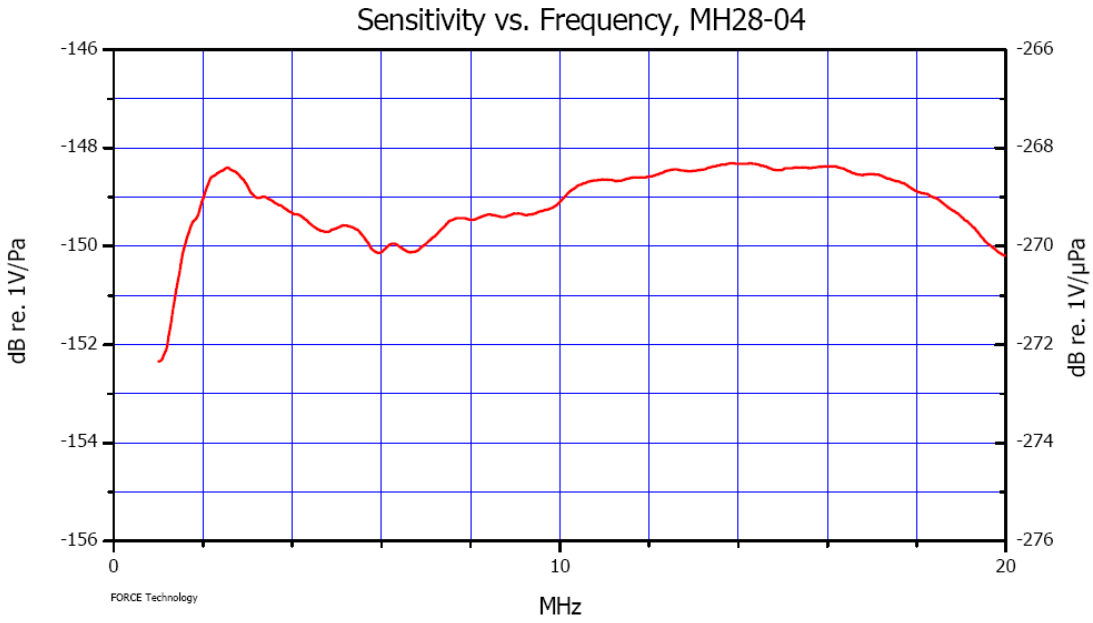


Obr. 12 *Blokový diagram základního postupu zpracování naměřených průběhů.*

Při automatizovaném měření má uživatel možnost si zvolit, kolik bude v každém měřicím bodě kumulováno zachycených impulsů. Kumulace však není prováděna přímo v době měření, ale až programem pro zpracování dat, jak je patrné z úvodních bloků diagramu na obr. 12.

Výsledný průběh získaný kumulací měřených průběhů napětí na vstupu osciloskopu je následně nutné převést na průběh akustického tlaku. Jak je patrné z obr. 13, citlivost použitého hydrofonu MH-28 není v celém měřeném kmitočtovém pásmu konstantní, ale zvlněná v rozsahu cca 4 dB. Zejména při vyhodnocování spekter průběhů akustického tlaku by pak její aproximace jedinou hodnotou pro všechny frekvence znamenala vážnou chybu. Převod napěťového průběhu na průběh akustického tlaku se tedy děje v kmitočtové oblasti. Vypočtené spektrum napěťového průběhu je nejdříve poděleno kmitočtovou závislostí citlivosti hydrofonu, následně je

pak zpětnou diskrétní Fourierovou transformací získán časový průběh měřeného akustického tlaku.



Obr. 13 *Kmitočtová charakteristika použitého hydrofonu. [13]*

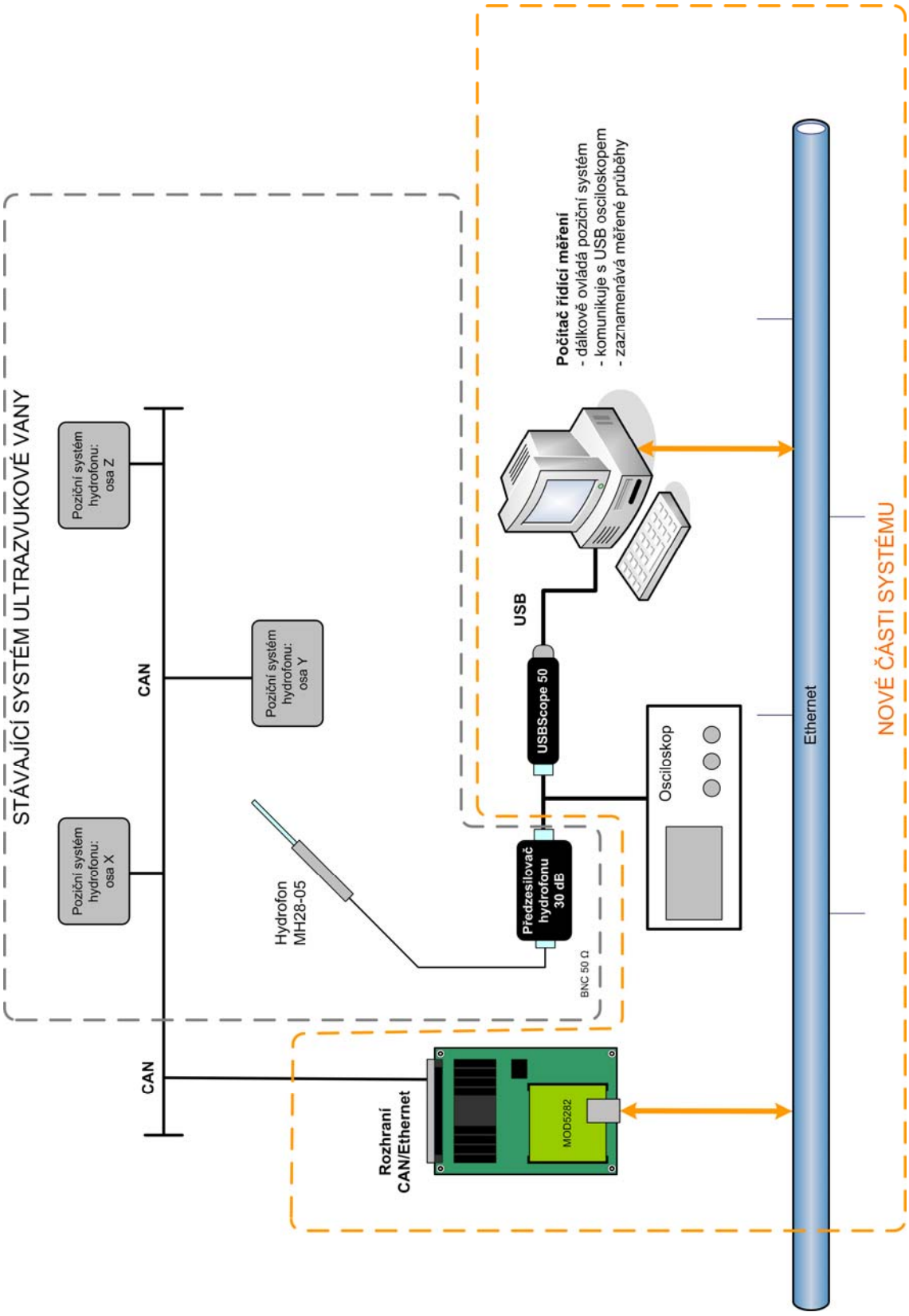
6.2.5 Shrnutí výsledků modernizace sytému ultrazvukové měřicí vany

Na obr. 14 je uvedeno blokové schéma výsledného modernizovaného systému ultrazvukové měřicí vany. Komunikace se sběrnicí CAN pozičního systému mikrofonu je zprostředkována rozhraním CAN/Ethetnet. Vzorky signálu z hydrofonu jsou digitalizovány osciloskopem s rozhraním USB. Nedílnou součástí modernizace bylo i vytvoření nového obslužného softwaru provádějícího automatická měření s využitím nově instalovaných prvků hardwaru. Hlavní výhody oproti předcházejícímu stavu jsou:

a. Nezávislost na konkrétním počítači. Žádná část hardwaru měřicí vany není tvořena kartou počítače. Vše je připojeno rohraními USB a Ethernet.

b. Externí USB osciloskop je galvanicky oddělen od obvodů nadřazeného PC.

c. Nový software poskytuje vyšší uživatelský komfort.



Obr. 14 *Blokové schéma modernizovaného systému ultrazvukové měřicí vany.*

6.3 Měření prostorového rozložení ultrazvukového pole diagnostických sond

Technické vybavení popsané v předchozím textu slouží k automatickému měření prostorového rozložení průběhů akustického tlaku vybuzeného ultrazvukovým měničem ve vodě v ultrazvukové vaně. Měření v ultrazvukové vaně je prováděno zejména z těchto důvodů:

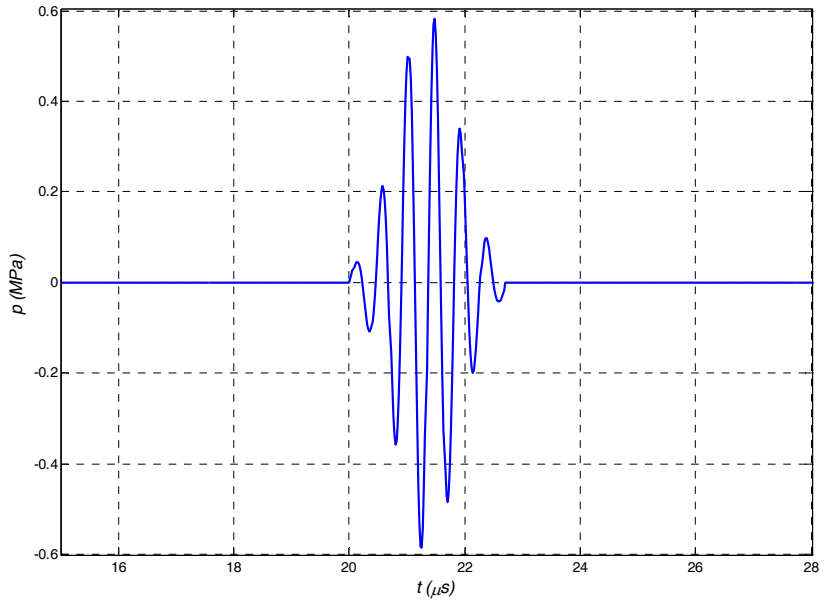
- Naměřená data poskytnou ucelenou představu o rozložení uzv pole v médiu ozvučeném testovanými sondami ultrazvukového zobrazovacího systému.
- Naměřené rozložení amplitudy akustického tlaku v bezprostřední blízkosti povrchu uzv sondy a digitalizovaný průběh vysílaného uzv impulsu poslouží jako vstupní data ověřovaného numerického modelu.
- Porovnáním reálně změřeného rozložení amplitud 1. – 3. harmonické složky, harmonického zkreslení a intenzity uzv s průběhy získanými simulací lze ověřit funkčnost navrženého numerického modelu nelineárního šíření ultrazvuku.

6.4 Přehled měřených veličin

K popisu provedených měření nejprve zaveďme několik veličin popisujících prostorové rozložení uzv pole vybuzeného sondou diagnostického systému, nelineární charakter šíření uzv a intenzitu.

Průběh impulsů vysílaných uzv diagnostickými systémy

Impulsy vysílané moderními uzv diagnostickými systémy mají zpravidla podobu harmonického signálu o kmitočtu odpovídajícím pracovní frekvenci uzv sondy (řádově jednotky až desítky MHz), který je amplitudově modulován gaussovskými impulsy o době trvání odpovídající několika periodám nosné, obr. 15. Opakovací frekvence impulsů je v řádu jednotek kHz (závisí na nastavení hloubky sledování).

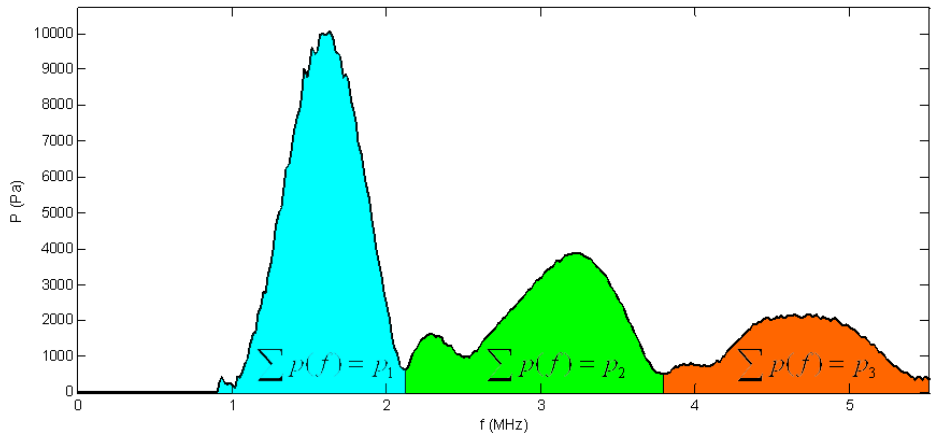


Obr. 15 *Průběh vysílaného uzv impulsu s gaussovskou obálkou.*

Analyzujeme-li takovýto měřený signál, má jeho spektrum spojitý charakter. Budeme-li v dalším textu v souvislosti s vyhodnocováním nelineárních jevů při šíření uzv hovořit o 1. až N-té harmonické složce, bude tím myšlena 1. až N-tá harmonická složka periodického nosného signálu, na který je se 100% hloubkou modulace amplitudově namodulována obálka impulsu.

Amplitudy harmonických složek signálu p_1, p_2, p_3

Vzhledem k tomu, že měřený signál má podobu krátkých impulsů a má tak prakticky spojité spektrum, nemůžeme amplitudou harmonických složek nosného signálu rozumět prosté moduly funkčních hodnot spektrální funkce na frekvencích odpovídajících násobkům základní frekvence. Je třeba je vyjádřit jako integrál spektrální funkce resp. sumu absolutních hodnot všech vzorků spektra (v případě výpočtu spektra pomocí DFT) v okolí příslušného celého násobku základní pracovní frekvence uzv, obr. 16 [6].



Obr. 16 *Výpočet složek spektra signálu p_1, p_2 a p_3.*

Při zpracování měření byly vyhodnocovány složky spektra do trojnásobku základní frekvence signálu, neboť jen tyto jsou v odborné literatuře považovány za signifikantní z hlediska studia nelineárního šíření uzv v biologických tkáních, [10], [20].

Harmonické zkreslení signálu THD

Harmonické zkreslení signálu popisuje podíl energie impulsu soustředěné ve vyšších harmonických složkách na celkové energii impulsu. Zanedbáme-li harmonické složky 4. a vyššího řádu, lze harmonické zkreslení vyjádřit vztahem

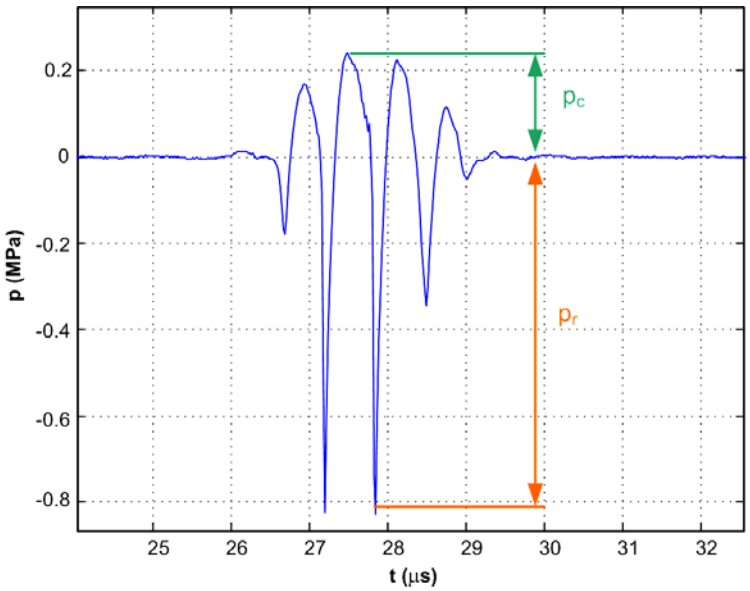
$$THD = \frac{p_2^{\,2} + p_3^{\,2}}{p_1^{\,2} + p_2^{\,2} + p_3^{\,2}} \cdot 100 \quad [\%] \tag{63}$$

kde p_1, p_2 a p_3 jsou amplitudy prvních 3 harmonických složek průběhu akustického tlaku. Harmonické zkreslení rostoucí se vzdáleností od zdroje uzv je indikátorem nelineárních jevů při šíření ultrazvuku, [6].

Harmonické zkreslení může být také navíc důvodem zvýšeného ohřevu měkkých tkání oproti lineárním predikcím předpokládajícím absorpci signálu pouze o základním kmitočtu. Mechanická energie uzv impulsů je vlivem nelinearit z části rozprostřena do vyšších kmitočtů, na kterých je prostředím snadněji absorbována a měněna v teplo, neboť dominující útlum ultrazvuku vlivem absorpce roste přibližně s druhou mocninou frekvence, [16], [30].

Maximální kladná a záporná amplituda akustického tlaku p_c, p_r

Poměr mezi maximální kladnou a zápornou amplitudou akustického tlaku v uzv impulsu je jedním ze základních ukazatelů vyjadřujících míru nelinearit při šíření ultrazvuku. Za předpokladu, že původní vysílaný impuls není zkreslený, značí několikanásobně větší záporná amplituda p_r oproti kladné amplitudě p_c silné zkreslení signálu vlivem nelineárních jevů při šíření, [6].



Obr. 17 *Impuls zkreslený v důsledku nelineárních jevů při šíření uzv. Ukázka stanovení maximální kladné amplitudy p_c a maximální záporné amplitudy p_r.*

Mechanický index MI

Mechanický index je číselně roven podílu maximální záporné amplitudy uzv v impulsu p_r udávané v MPa a druhé odmocniny základní pracovní frekvence ultrazvuku f_0 v MHz.

$$MI = \frac{p_r}{\sqrt{f_0}} \text{ [-; MPa, MHz]} \tag{64}$$

Hodnota MI slouží jako indikátor rizika vzniku kavitace při diagnostických výkonech.

Intenzita uzv prostorově špičková, časově průměrná I_{SPTA}

Intenzita I_{SPTA} má zásadní význam pro hodnocení bezpečnosti uzv aplikací v diagnostice. Velikost intenzity uzv generovaného diagnostickým systémem je závislá na opakovací frekvenci generovaných impulsů určující maximální hloubku sledování. Řádově se jedná o jednotky kHz. Ve vzdálené oblasti uzv pole generovaného sondou je I_{SPTA} definována jako:

$$I_{SPTA}(r) = \frac{1}{\rho\, c\, T} \int_0^T p^2(r,t)\, dt \tag{65}$$

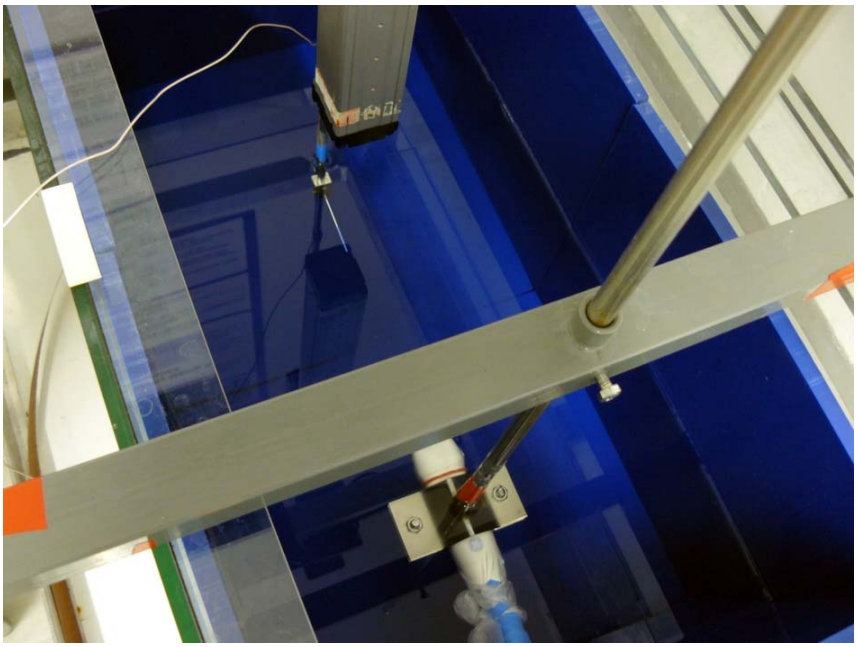
kde ρ je hustota média, c je rychlost šíření uzv, T je opakovací perioda impulsů a $p\ (r,\ t)$ je časová závislost akustického tlaku v bodě r.

Korekce měření prováděných ve vodě na standardní měkkou tkáň (derating)

Jelikož má voda pro ultrazvuk oproti měkkým tkáním několikanásobně nižší útlum, definují standardy AIUM/NEMA 1992 postup lineární korekce výsledků měření prováděných ve vodě tak, aby více odpovídaly skutečným hodnotám ve tkáni při diagnostickém výkonu. Korekce spočívá v započtení dodatečného útlumu 0,3 dB/cm MHz ke všem ve vodě naměřeným hodnotám akustického tlaku nebo intenzity uzv. To znamená, že v závislosti na vzdálenosti měřicího bodu od čela sondy jsou změřené hodnoty sníženy. Takto korigované hodnoty jsou pak označovány indexem „.3“, např. $p_{r.3}$, $MI_{.3}$ atd. [10], [20].

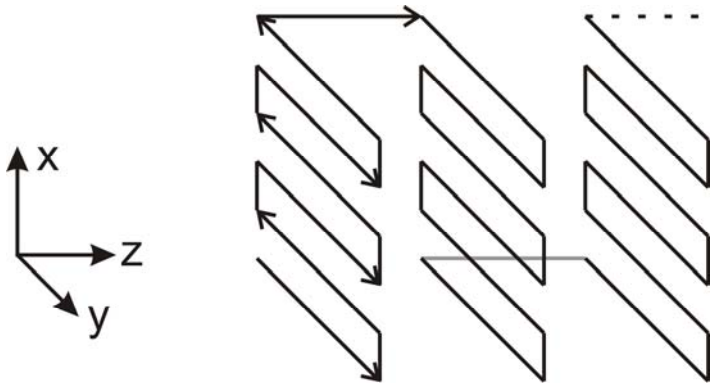
6.5 Postup měření

Měření uzv pole vybuzeného sondami zobrazovacích systémů bylo prováděno v nádržce naplněné deionizovanou vodou při teplotě 23 °C. Stěny nádrže jsou pokryty vrstvou speciálního absorpčního materiálu, který zamezuje tvorbě nežádoucích odrazů uzv. Měřená sonda zobrazovacího systému je pevně umístěna pod vodní hladinou pomocí držáku. Měřicí hydrofon je připevněn k ramenu 3D polohovacího systému ultrazvukové vany a může se pod vodní hladinou pohybovat volně ve všech třech směrech.



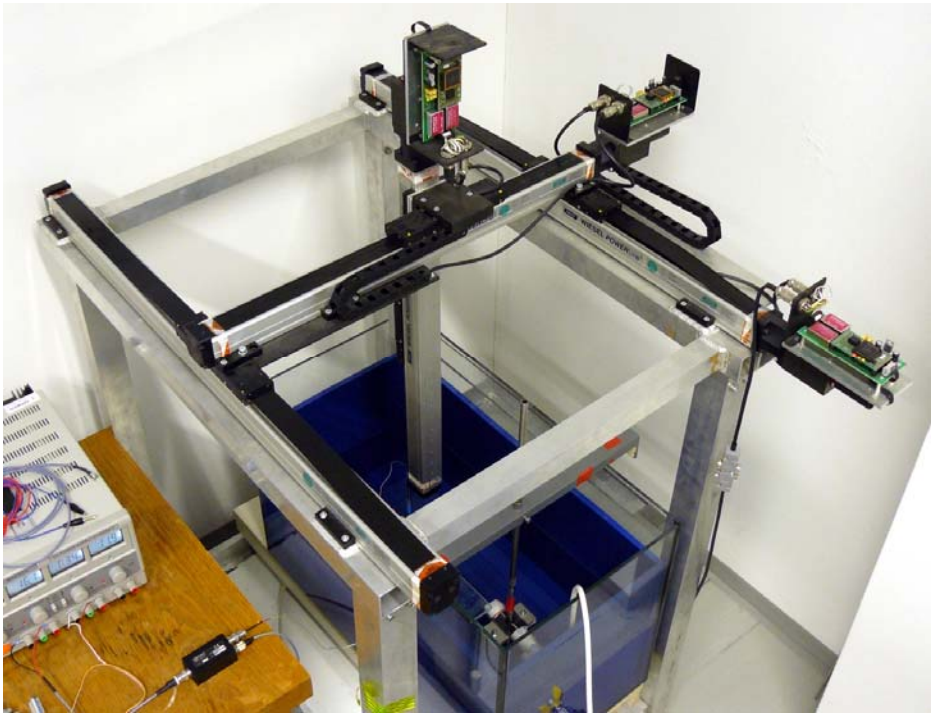
Obr. 18 *Ultrazvuková sonda a hydrofon v ultrazvukové měřicí vaně.*

Nastavování pozic hydrofonu pomocí přesných lineárních polohovacích pohonů je vzhledem k nízké rychlosti posuvu časově nejnáročnější částí celého měření. Pro zvýšení efektivity polohování byl zvolen posun hydrofonu mezi jednotlivými měřicími body v prostoru po trajektorii v podobě meandru, obr. 19, [34].



Obr. 19 *Trajektorie opisovaná hydrofonem při 3D měření rozložení uzv pole ve vodě.*

V případech, kdy není vyžadováno 3D skenování uzv pole, má trajektorie podobu 2D meandru nebo přímky.



Obr. 20 *3D poziční systém hydrofonu s lineárními polohovacími pohony.*

Obr. 21 *Celkový pohled na pracoviště s ultrazvukovou měřicí vanou a uzv zobrazovacím systémem GE VINGMED Sound.*

Proměřované ultrazvukové zobrazovací systémy

Při měření bylo analyzováno převážně uzv pole vybuzené ve vodě sektorovými sondami **FPA 3,5 MHz** a **FPA 2,5 MHz** systému **VINGMED Sound** vyráběného firmou General Electric, který podporuje režim přirozeného harmonického zobrazení

(THI). Doplňkové měření bylo provedeno s 3,5MHz sondou staršího systému **ADR 4000** od firmy ATL, který režim THI nepodporuje, resp. vyráběl se ještě v době, kdy výrobci diagnostických systémů THI běžně neimplementovali. Všechny sondy byly proměřovány v režimu B-zobrazení.

Tabulka 3: *Přehled známých parametrů testovaných uzv sond*

Sonda	Uzv systém	Pracovní frekvence	Fokusace a vychylování	Známé parametry sondy
FPA 3,5 MHz	VINGMED Sound	2,2 – 3,8 MHz	Elektronické	Řada elektronicky fokusovaných měničů. Obdélníková apertura 18×10 mm.
FPA 2,5 MHz		1,5 – 3,0 MHz		
ADR 3,5 MHz	ADR 4000	3,5 MHz	Pevně fokusovaný měnič do vzdálenosti 5 nebo 10 cm. Mechanické vychylování.	Kruhový měnič o průměru 17 mm fokusovaný volitelně do vzdálenosti 5 nebo 10 cm.

6.6 Výsledky měření

Výsledky měření prostorového rozložení uzv pole sond v ultrazvukové měřicí vaně posloužily jako srovnávací data k ověření funkčnosti navrženého softwaru pro výpočet pole a simulaci nelineárních jevů při šíření uzv.

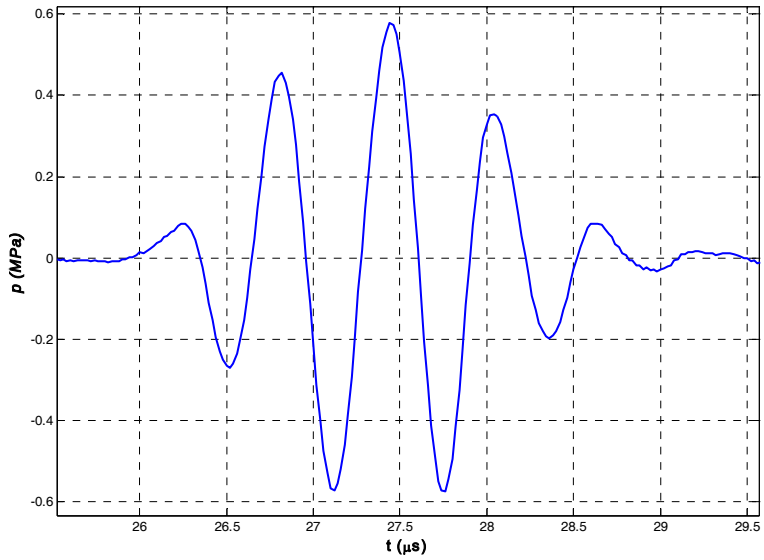
Softwarový model byl následně zpřesněn s využitím reálně změřených vstupních dat: prostorového rozložení amplitudy akustického tlaku v těsné blízkosti povrchu sondy a průběhů vysílaných uzv impulsů.

6.6.1 Průběhy vysílaných impulsů

V úvodní části měření byl v těsné blízkosti povrchu sondy změřen tvar vysílaného impulsu při maximálním výstupním výkonu všech testovaných uzv systémů. Pro objektivní analýzu nelinearit při šíření uzv je bezpodmínečně nutné znát průběhy vysílaných impulsů a jejich spektra. Je totiž třeba rozlišovat mezi nelinearitami vnesenými do signálu samotným uzv diagnostickým přístrojem a nelineárními jevy způsobenými fyzikálními vlastnostmi média.

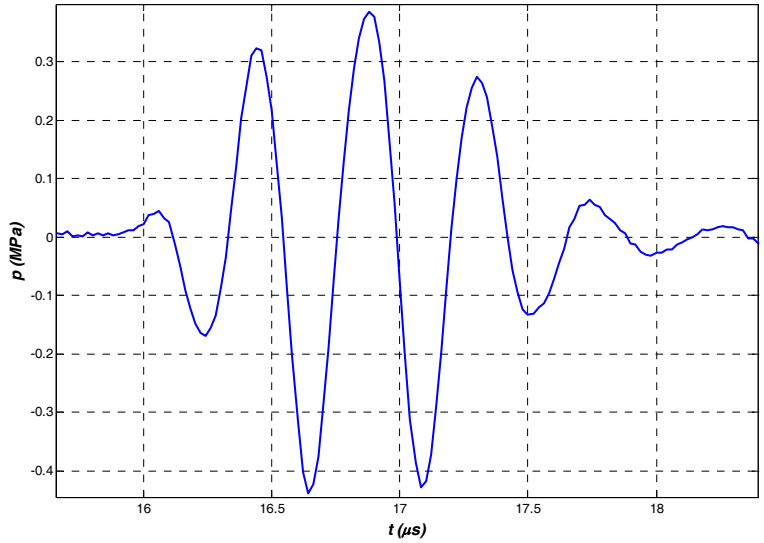
Na obr. 22 je zobrazen průběh impulsu vysílaného sondou FPA 2.5 MHz při nastaveném maximálním výstupním výkonu uzv zobrazovacího systému VINGMED. Základní pracovní frekvence sondy byla zvolena 1,5 MHz. Maximální amplituda

akustického tlaku je 580 kPa. Harmonické zkreslení vnesené do vysílaného impulsu samotným uzv systémem je 1 %.



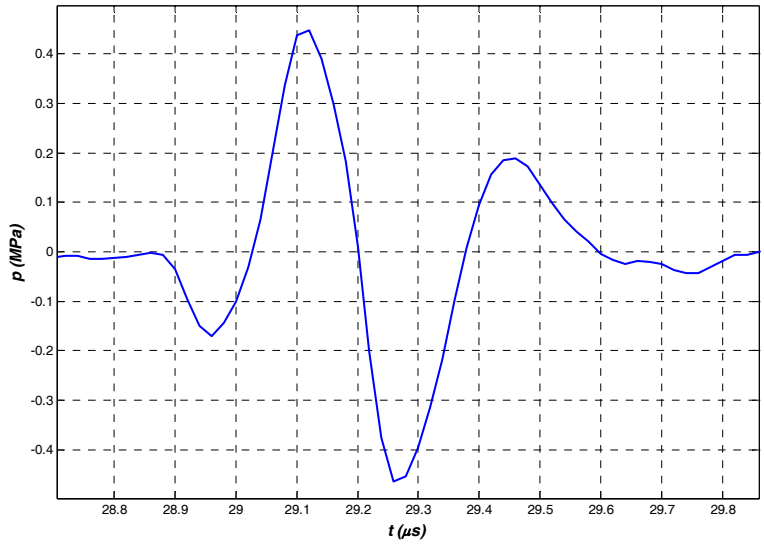
Obr. 22 *Průběh impulsu vysílaného sondou FPA 2.5 MHz při nastavené maximální hodnotě výstupního výkonu.*

Na obr. 23 je uveden průběh impulsu vysílaného sondou FPA 3.5 MHz při maximálním výstupním výkonu a pracovní frekvenci 2,2 MHz. Amplituda akustického tlaku dosahuje maximálně 440 kPa. Harmonické zkreslení signálu je 2 %.



Obr. 23 *Průběh impulsu vysílaného sondou FPA 3.5 MHz při nastavené maximální hodnotě výstupního výkonu.*

Průběh impulsu vysílaného sondou systému ADR 4000 je uveden na obr. 24. Maximální amplituda akustického tlaku dosahuje 460 kPa. Pracovní frekvence uzv je 3,5 MHz. Počáteční harmonické zkreslení signálu je přibližně 7 %.



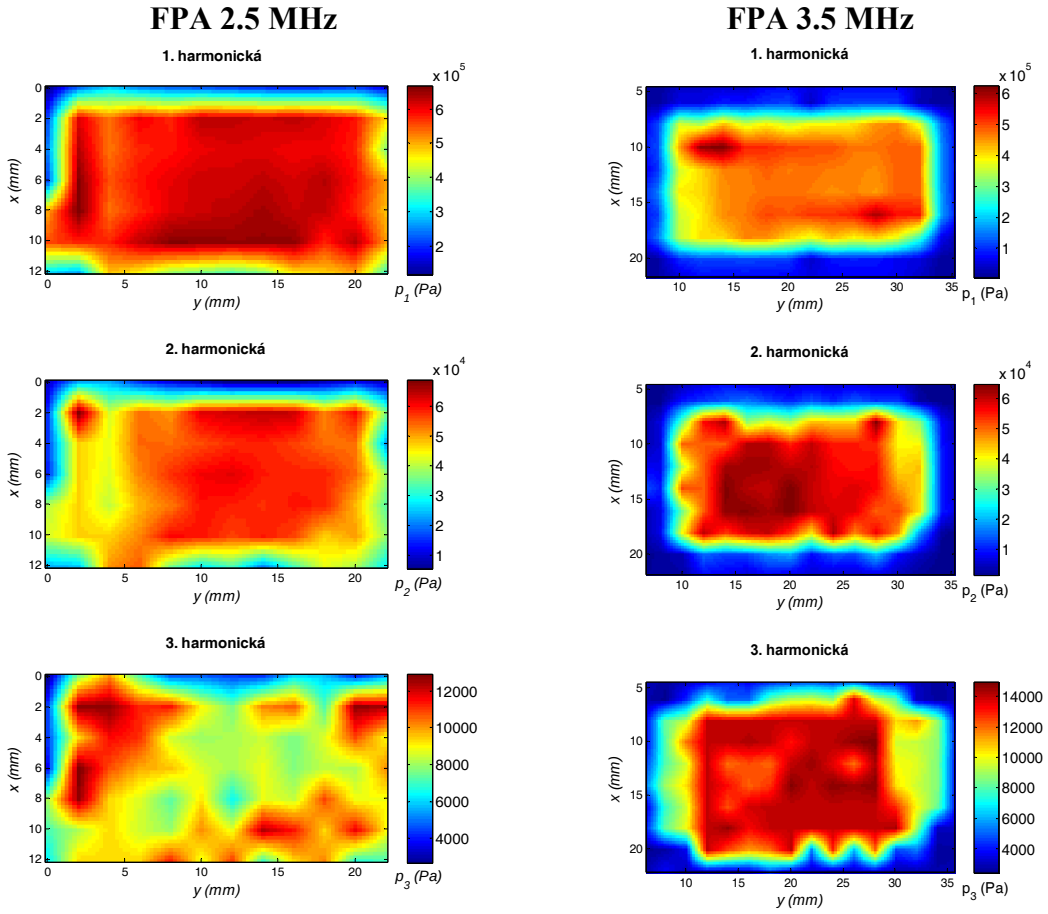
Obr. 24 *Průběh impulsu vysílaného sondou 3.5MHz sondou systému ADR 4000 při nastavené maximální hodnotě výstupního výkonu.*

Z průběhů impulsů je mj. patrné, že výrobce zobrazovacího systému VINGMED, který podporuje režim přirozeného harmonického zobrazení zvolil větší délku impulsu oproti výrobci systému ADR 4000, který harmonické zobrazení nevyužívá. Důvodem této skutečnosti je pravděpodobně fakt, že delší impulsy v časové oblasti jsou v kmitočtové oblasti lépe lokalizované. Zobrazovací systém pak při analýze přijímaného signálu od sebe snáze oddělí základní spektrum impulsu od složek spektra vzniklých nelineárním zkreslením při šíření uzv prostředím.

Změřené průběhy vysílaných impulsů poslouží dále jako vstupní data pro modelový výpočet prostorového rozložení uzv pole a simulaci nelineárních jevů při šíření ultrazvuku v homogenním prostředí.

6.6.2 Rozložení amplitudy akustického tlaku v blízkosti čela sondy

V rovině ve vzdálenosti 2 mm od povrchu sondy FPA 2.5 MHz a FPA 3.5 MHz bylo změřeno 2D rozložení amplitudy akustického tlaku vysílaných impulsů při maximálním výstupním výkonu uzv zobrazovacího systému. Měření bylo provedeno ve čtvercové síti s rozestupem bodů 2 mm. Pro účely vizualizace byla naměřená data lineárně interpolována. Grafická vizualizace měření je uvedena na obr. 25.



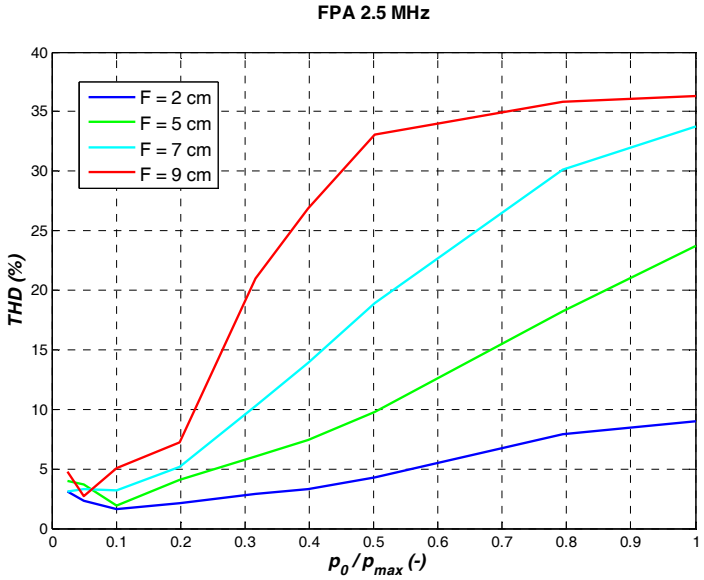
Obr. 25 *Rozložení amplitud akustického tlaku v rovině v těsné blízkosti čela sektorových sond FPA 2,5 MHz a FPA 3,5 MHz při maximálním výstupním výkonu uzv systému.*

Ze získaného rozložení amplitud lze stanovit rozměry apertury pro výpočet prostorového rozložení uzv pole sondy metodou úhlového spektra. V simulacích prováděných v následujících kapitolách 6.7 a 6.8 jsou jako vstupní rozložení akustického tlaku v rovině apertury použity přímo tyto skutečně změřené amplitudy. Nepravidelné rozložení amplitudy 3. harmonické je pravděpodobně zapříčiněno tím, že při odstupu vysílací úrovně 1. a 3. harmonické složky cca 40 dB, je úroveň 3.

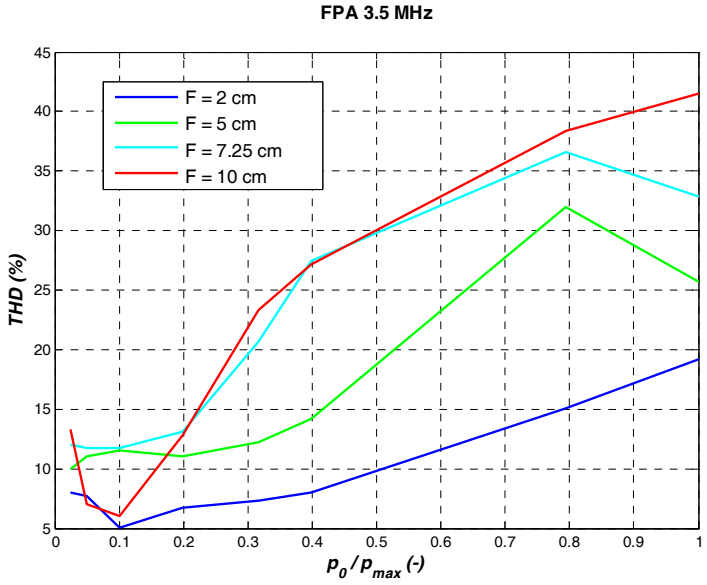
harmonické již blízká úrovni šumu samotného předzesilovače hydrofonu zařazeného v měřicím řetězci.

6.6.3 Vliv vzdálenosti ohniska a vstupní amplitudy akustického tlaku na nelineární jevy při šíření uzv ve vodě

Jak již bylo zmíněno v teoretickém úvodu práce, nelineární jevy při šíření ultrazvuku médiem jsou jednak závislé na amplitudě akustického tlaku a zároveň mají kumulativní charakter. To znamená, že nelineární zkreslení uzv vlnění narůstá s amplitudou a zároveň se vzdáleností od zdroje. Výsledky měření na obr. 26 a obr. 27 demonstrují tento jev ve vodním prostředí. Ohnisko dynamicky fokusovaných sektorových sond FPA zobrazovacího systému VINGMED bylo postupně umísťováno do 4 různých vzdáleností. Hydrofonem byl pak měřen průběh impulsů v takto nastaveném ohnisku pro různé úrovně amplitudy vysílaného akustického tlaku uzv. Jako ukazatel míry nelinearit při šíření slouží harmonické zkreslení signálu.



Obr. 26 *Sonda FPA 2.5 MHz: Závislost harmonického zkreslení impulsu v ohnisku na vstupní amplitudě akustického tlaku normované vůči maximální nastavitelné hodnotě p_{max} = 580 kPa. Pracovní frekvence f_0 = 1,5 MHz. Parametrem je vzdálenost ohniska od čela sondy.*

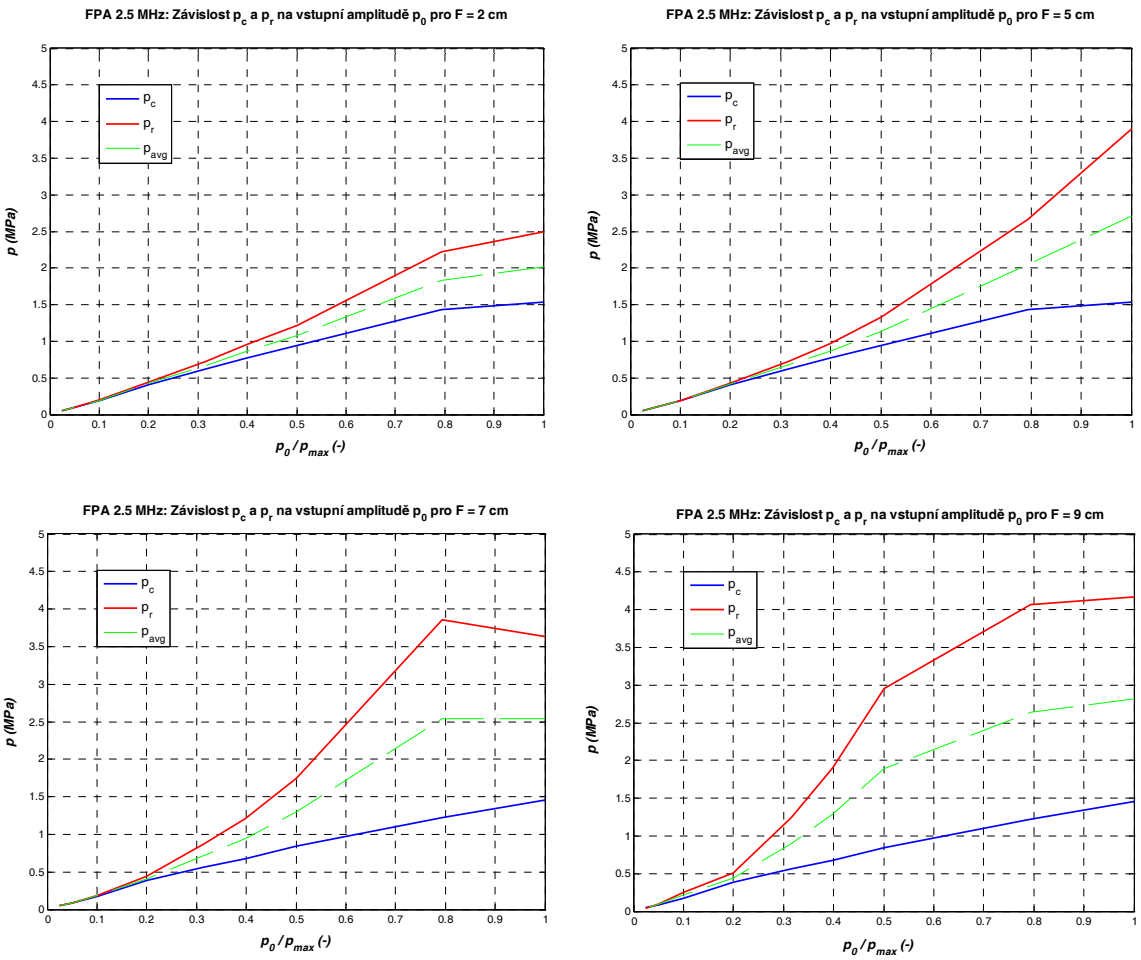


Obr. 27 *Sonda FPA 3.5 MHz: Závislost harmonického zkreslení impulsu v ohnisku na vstupní amplitudě akustického tlaku normované vůči maximální nastavitelné hodnotě p_{max} = 440 kPa. . Pracovní frekvence f_0 = 2,2 MHz. Parametrem je vzdálenost ohniska od čela sondy.*

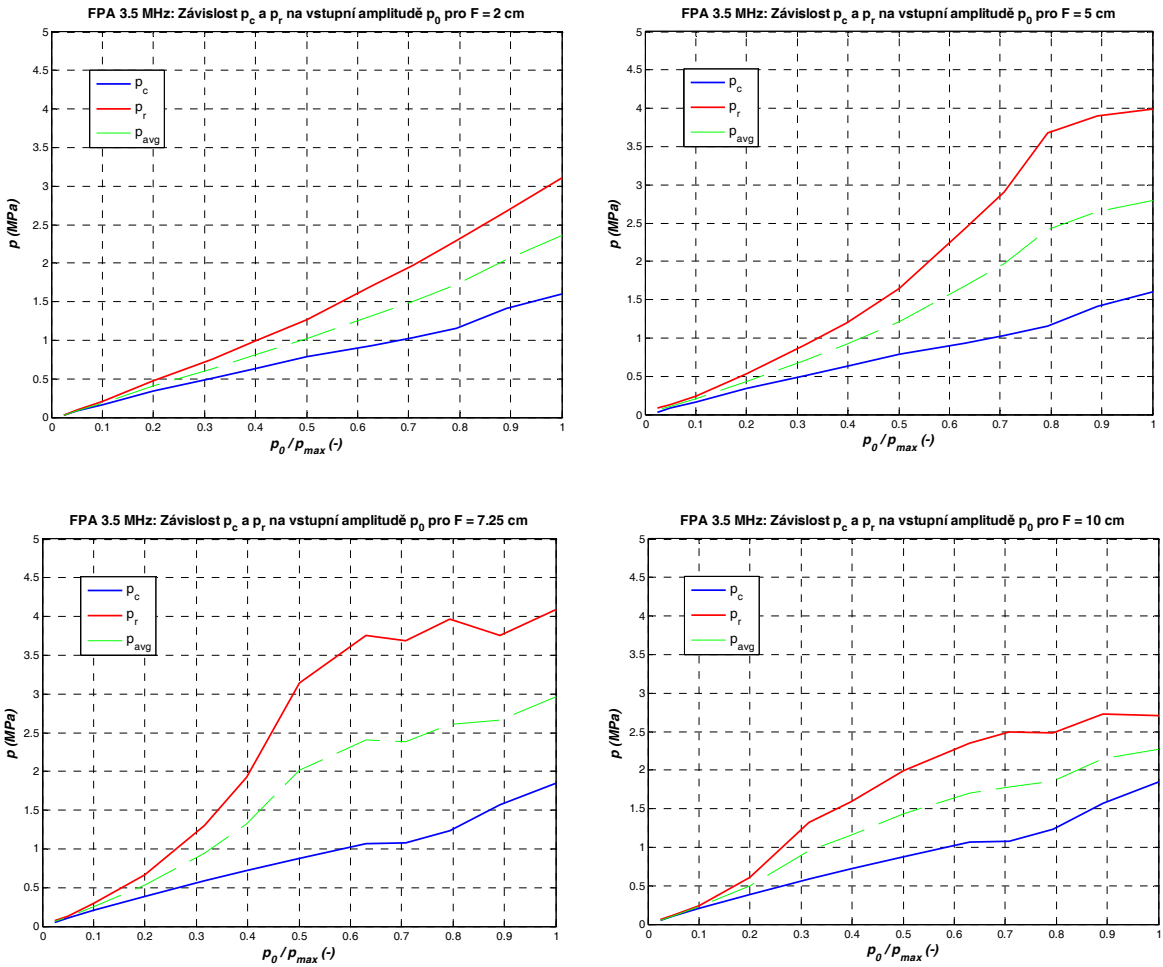
Provedené měření potvrzuje teoretické předpoklady. Zároveň je patrné, že při maximálních vysílaných amplitudách a vzdálenosti ohniska 10 cm od čela sondy mohou vlivem nelinearit tvořit vyšší harmonické složky až 40 % z celkové energie uzv impulsu ve fokusační oblasti.

Dalším vyhodnocovaným ukazatelem nelinearit bylo asymetrické zkreslení obálky impulsu dané rozdílnými hodnotami kladné a záporné amplitudy akustického tlaku. Grafy na obr. 28 a obr. 29 vyjadřují změřenou závislost kladné (p_c), záporné (p_r) a průměrné (p_{avg}) amplitudy akustického tlaku impulsu ve fokusační oblasti na amplitudě vysílaného nezkresleného impulsu pro 4 různé vzdálenosti ohniska od čela sondy.

Nelineární závislost záporné amplitudy impulsu ve fokusační oblasti na amplitudě vysílaného impulsu je důležitým důsledkem nelinearit při šíření uzv. Dokazuje, že i při amplitudách impulsů používaných v uzv diagnostice jsou pro stanovení mechanického indexu lineární modely šíření ultrazvuku nepostačující. Markantnost jevu opět roste nejen s amplitudou akustického tlaku, ale také se vzdáleností ohniska od čela sondy.



Obr. 28 *Sonda FPA 2.5 MHz: Závislost maximální kladné (p_c) a záporné (p_r) amplitudy impulsu v ohnisku na vstupní amplitudě akustického tlaku normované vůči hodnotě p_{max} = 580 kPa. Různá nastavení vzdálenosti ohniska.*



Obr. 29 *Sonda FPA 3.5 MHz: Závislost maximální kladné (p_c) a záporné (p_r) amplitudy impulsu v ohnisku na vstupní amplitudě akustického tlaku normované vůči hodnotě p_{max} = 440 kPa. Různá nastavení vzdálenosti fokusace.*

6.7 Porovnání ve vodě změřených rozložení uzv pole se simulacemi

Naměřená data popisující prostorové rozložení uzv pole vybuzeného sondami zobrazovacího systému VINGMED byla srovnána s výsledky výpočtů rozložení uzv pole provedenými navrženým softwarem. Ověřený numerický model šíření simulující nelineární jevy je pak v kap. 6.8 využit pro výpočty rozložení uzv pole a nelineárních jevů v různých modelových kombinacích vrstev měkkých tkání a vyslovení patřičných závěrů ohledně bezpečnosti ozvučení při diagnostických výkonech.

6.7.1 Výchozí podmínky a parametry simulací

Všechny ověřovací simulace předpokládají, stejně jako provedená měření, šíření ultrazvuku v homogenním prostředí, jehož parametry odpovídají destilované vodě:

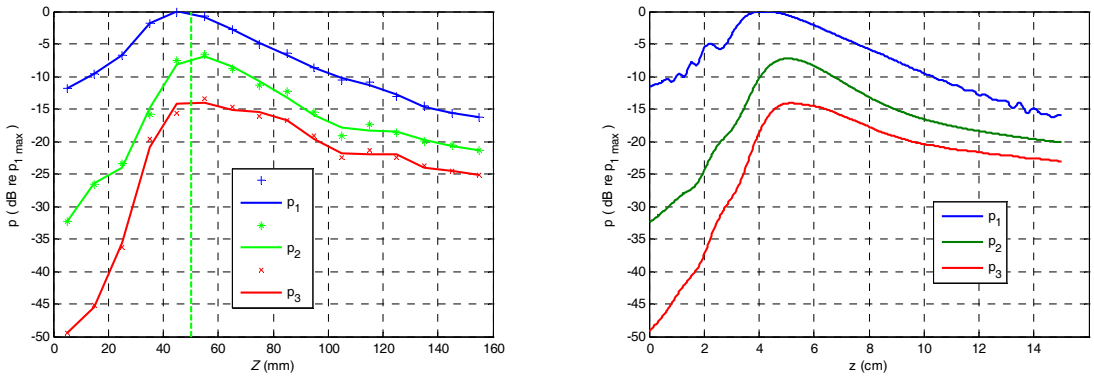
rychlost šíření ultrazvuku c_0 = 1 497 m.s^{-1}, hustota prostředí ρ = 1 000 kg.m^{-3}, koeficient útlumu uzv α = 0,0022 dB.cm^{-1}.MHz^{-1}. Jako výchozí matice rozložení amplitudy akustického tlaku v rovině apertury byla použita reálná data získaná měřením (vizualizace na obr. 25).

6.7.2 Experimentální ověření výpočtu rozložení uzv pole a simulace nelinearit

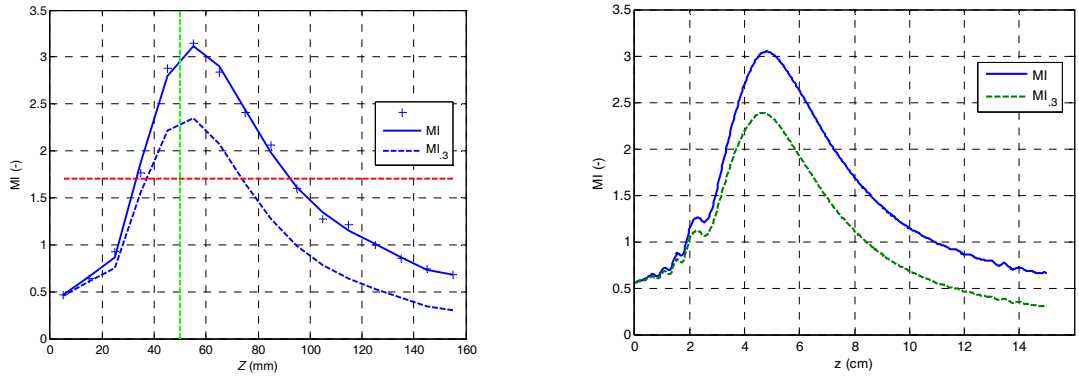
Na obr. 30 až obr. 33 je uvedeno srovnání naměřených rozložení uzv pole a nelineárních jevů v ose obou sektorových sond FPA s rozloženími vypočtenými navrženým softwarem metodou úhlového spektra. Je předpokládán maximální výstupní výkon uzv systému. Tomu odpovídá pro sondu FPA 2.5 MHz pracující na frekvenci 1,5 MHz maximální amplituda vysílaného akustického tlaku uzv v impulsu 580 kPa. U sondy FPA 3.5 MHz pracující na základní frekvenci 2,2 MHz je amplituda vysílaného impulsu 480 kPa.

V měřených průbězích je vždy svislou přerušovanou zelenou čarou značena uzv přístrojem indikovaná pozice středu fokusační oblasti (ohniska). Vodorovná přerušovaná červená linie v grafech mechanického indexu značí maximální hodnotu mechanického indexu indikovanou na displeji uzv. systému. Vodorovná přerušovaná červená linie v grafech intenzity je limitní hodnota prostorově špičkové a časově průměrné intenzity v uzv diagnostice I_{SPTA} = 720 mW/cm^2.

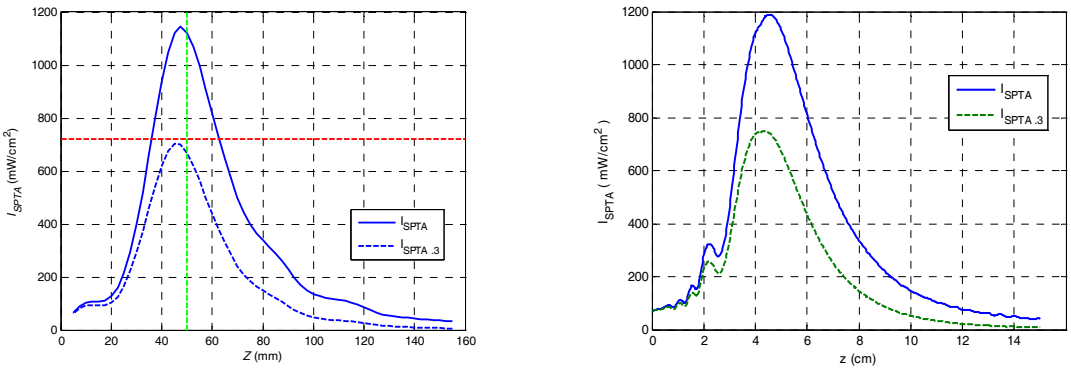
Amplituda 1. – 3. harmonické složky akustického tlaku normovaná vůči maximu 1. harmonické



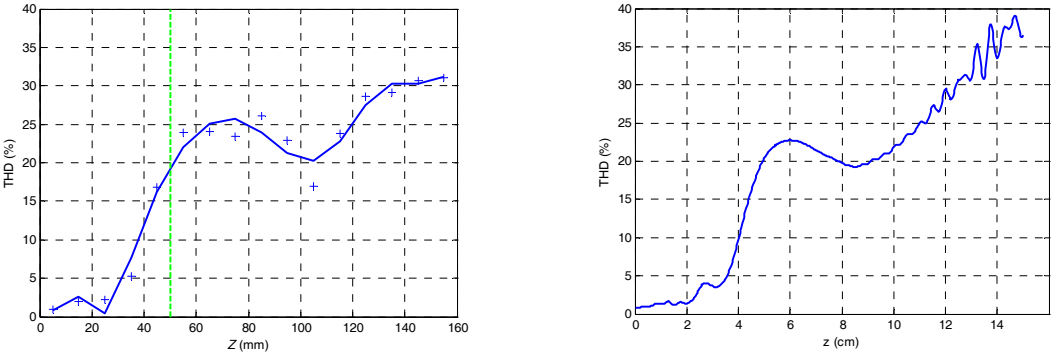
Průběh mechanického indexu ve vodě a průběh lineárně korigovaný na měkkou tkáň



Průběh intenzity uzv ve vodě a průběh lineárně korigovaný na měkkou tkáň

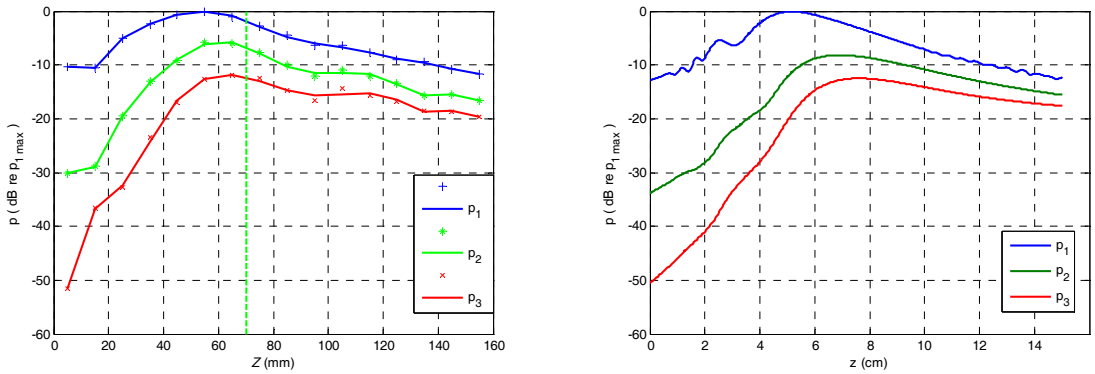


Průběh harmonického zkreslení vlivem nelinearit při šíření uzv

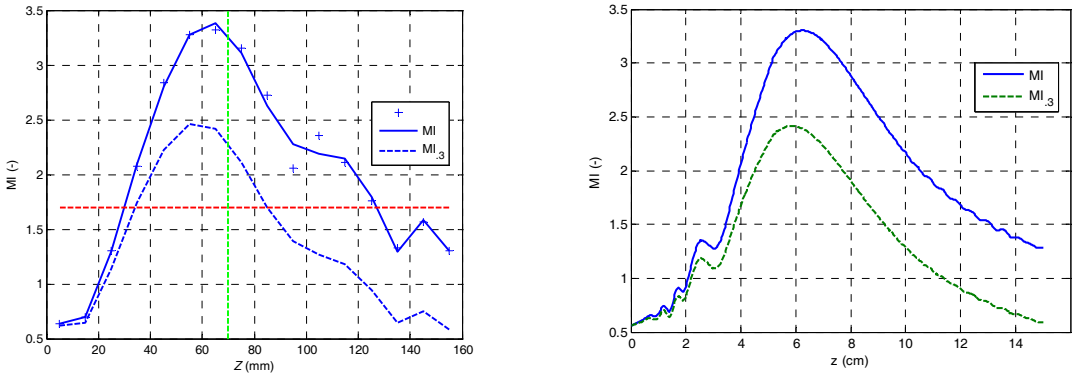


Obr. 30 *Srovnání naměřených (vlevo) a vypočtených (vpravo) rozložení uzv pole v ose sondy FPA 2.5 MHz pro F = 5 cm.*

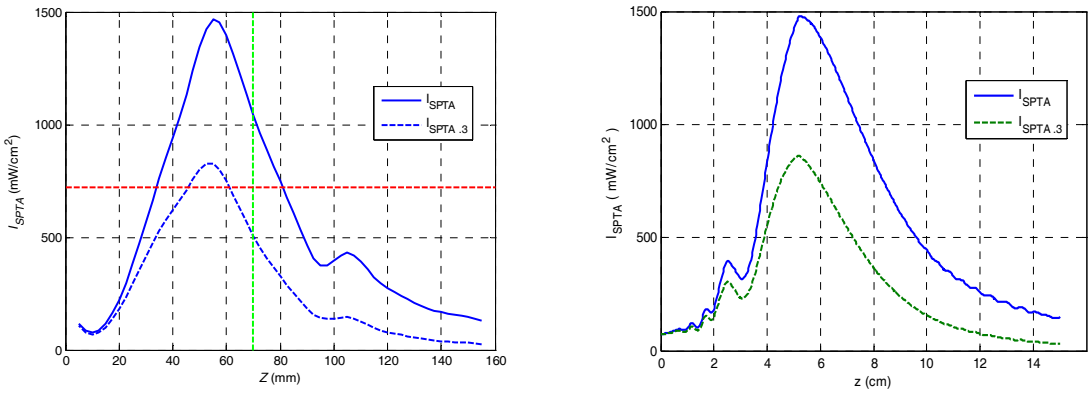
Amplituda 1. – 3. harmonické složky akustického tlaku normovaná vůči maximu 1. harmonické



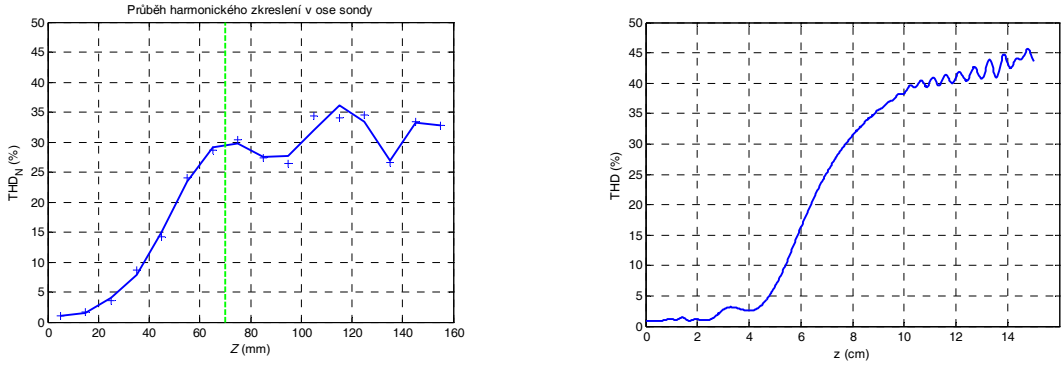
Průběh mechanického indexu ve vodě a průběh lineárně korigovaný na měkkou tkáň



Průběh intenzity uzv ve vodě a průběh lineárně korigovaný na měkkou tkáň

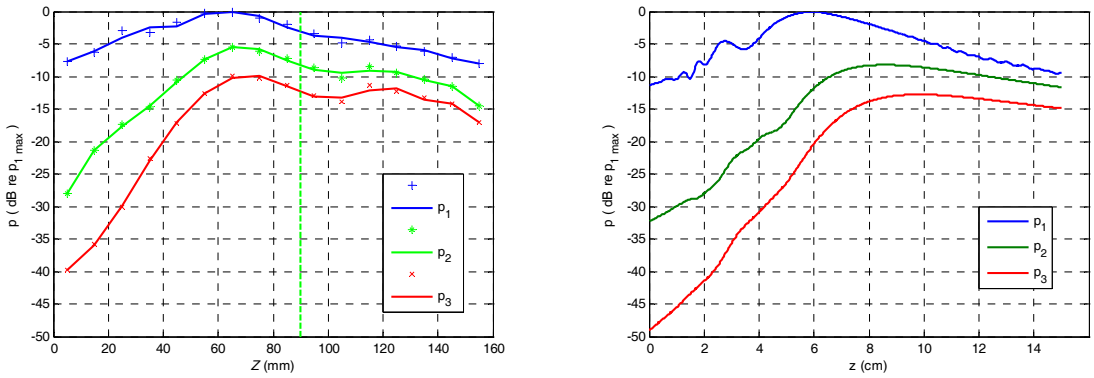


Průběh harmonického zkreslení vlivem nelinearit při šíření uzv

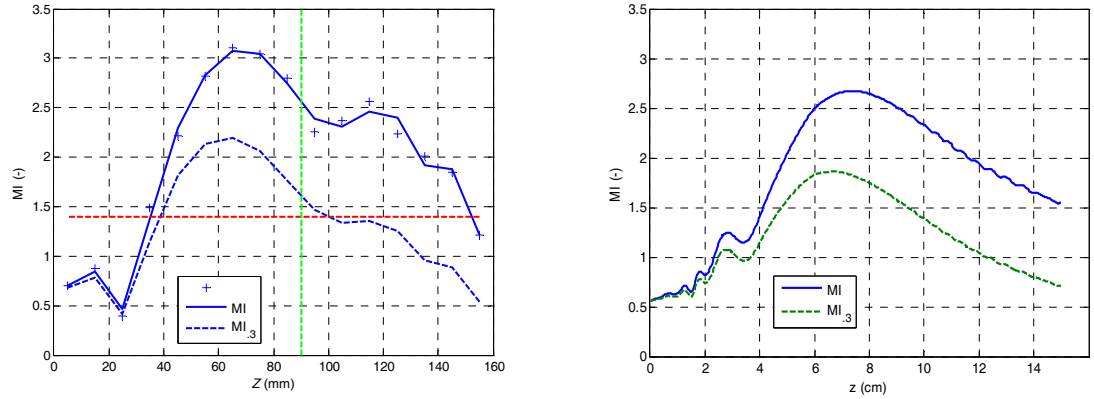


Obr. 31 *Srovnání naměřených (vlevo) a vypočtených (vpravo) rozložení uzv pole v ose sondy FPA 2.5 MHz pro F = 7 cm.*

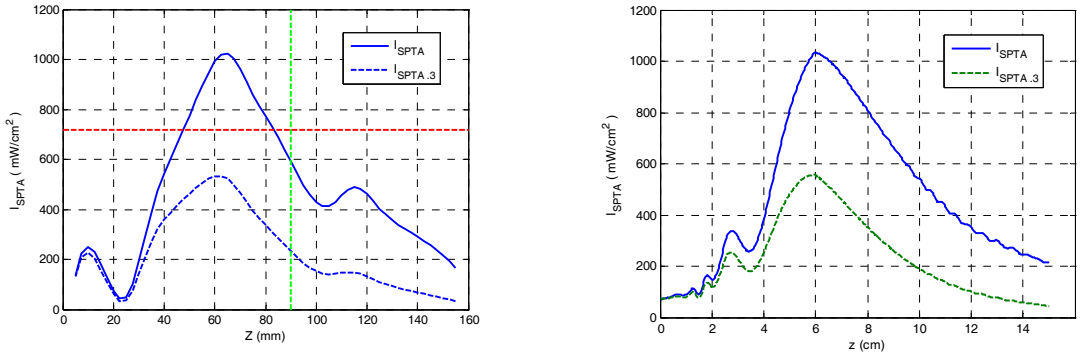
Amplituda 1. – 3. harmonické složky akustického tlaku normovaná vůči maximu 1. harmonické



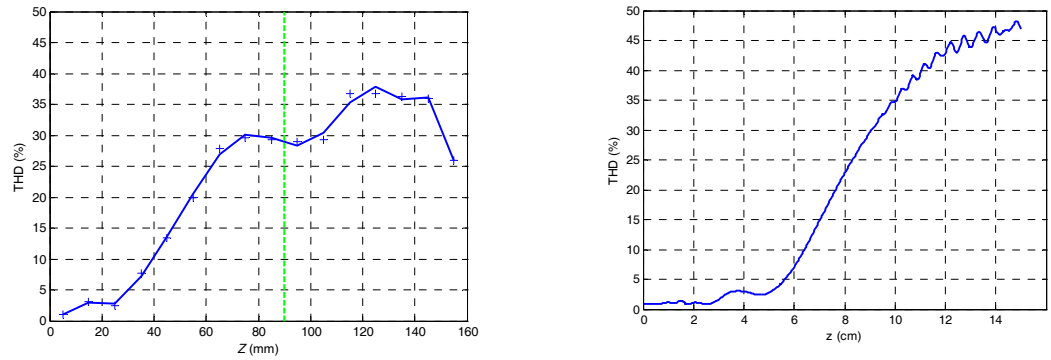
Průběh mechanického indexu ve vodě a průběh lineárně korigovaný na měkkou tkáň



Průběh intenzity uzv ve vodě a průběh lineárně korigovaný na měkkou tkáň

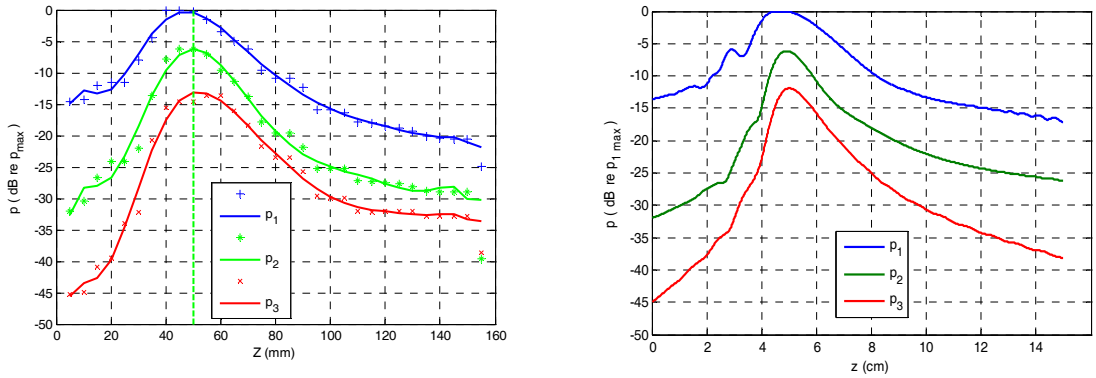


Průběh harmonického zkreslení vlivem nelinearit při šíření uzv

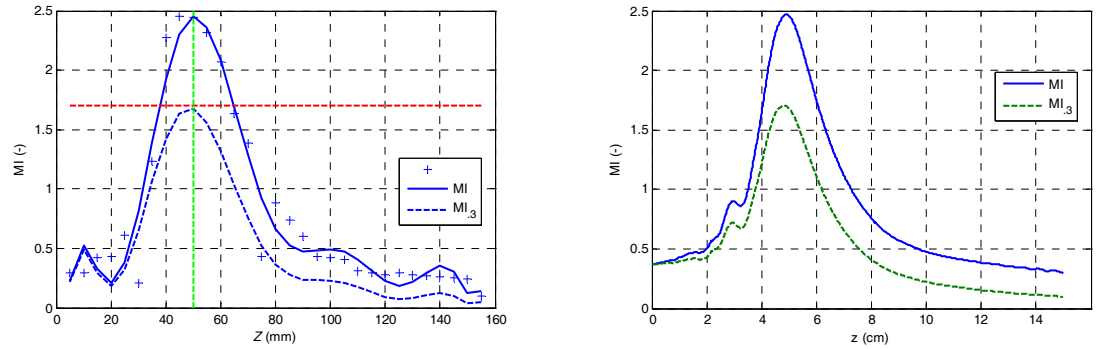


Obr. 32 *Srovnání naměřených (vlevo) a vypočtených (vpravo) rozložení uzv pole v ose sondy FPA 2.5 MHz pro F = 9 cm.*

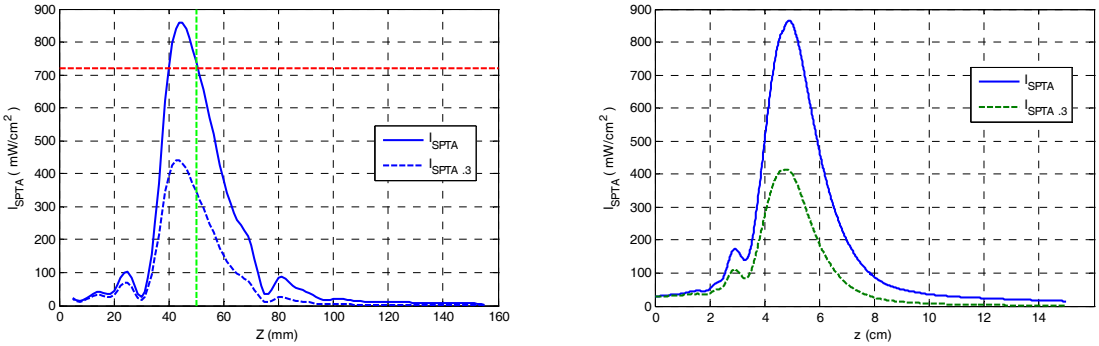
Amplituda 1. – 3. harmonické složky akustického tlaku normovaná vůči maximu 1. harmonické



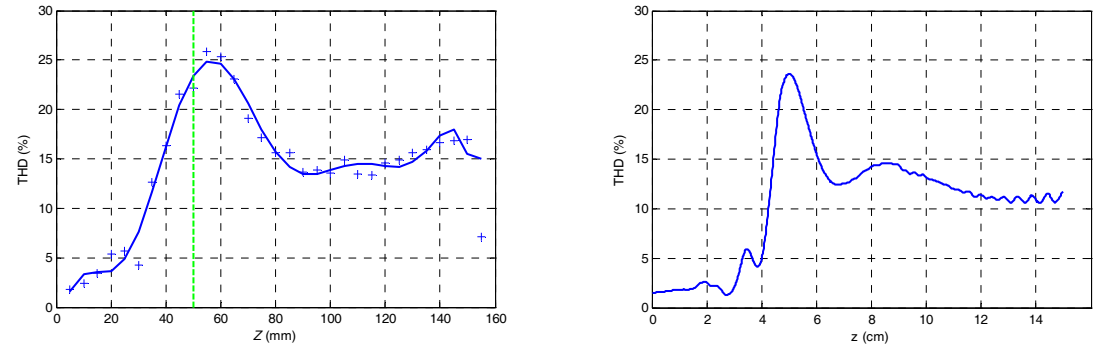
Průběh mechanického indexu ve vodě a průběh lineárně korigovaný na měkkou tkáň



Průběh intenzity uzv ve vodě a průběh lineárně korigovaný na měkkou tkáň

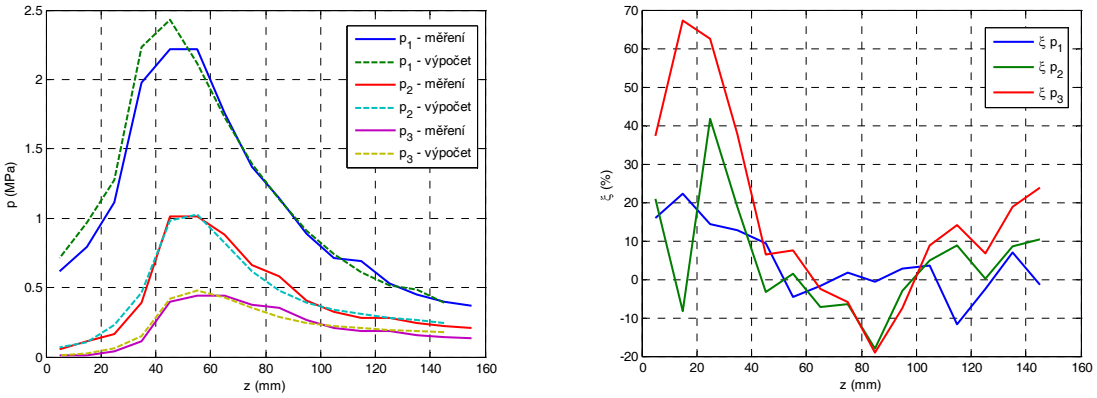


Průběh harmonického zkreslení vlivem nelinearit při šíření uzv

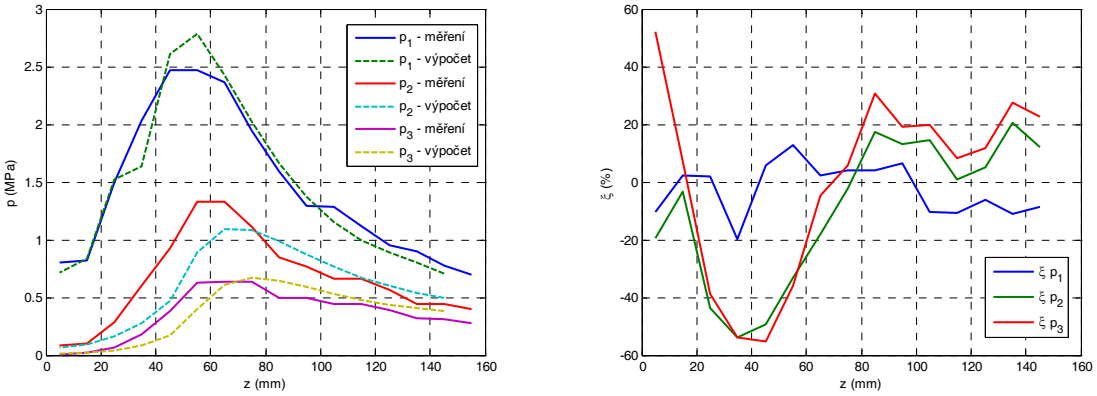


Obr. 33 *Srovnání naměřených (vlevo) a vypočtených (vpravo) rozložení uzv pole v ose sondy FPA 3.5 MHz pro F = 5 cm.*

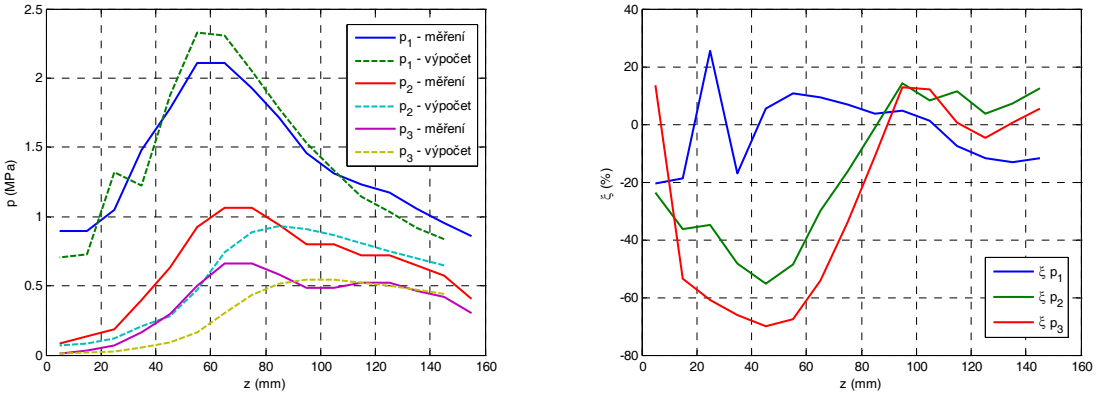
Přesnost numerického modelu nelineárního šíření uzv byla vyhodnocena na základě relativních odchylek vypočtených a změřených axiálních průběhů amplitud 1. – 3. harmonické složky akustického tlaku. Na obr. 34 až obr. 37 je uvedeno srovnání simulovaných a změřených amplitud akustického tlaku doplněné o průběhy relativních odchylek mezi modelem a měřením.



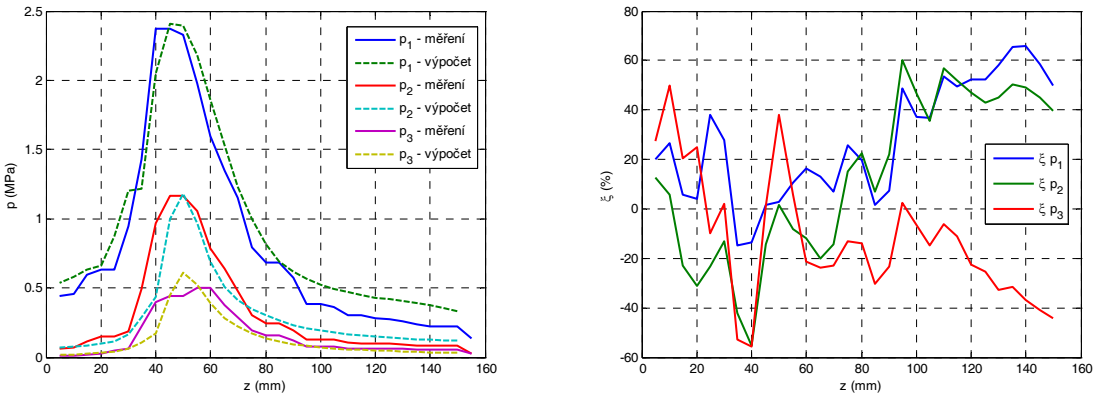
Obr. 34 *Vyhodnocení přesnosti numerického modelu pro výpočet rozložení amplitudy 1. -3. harmonické složky akustického tlaku v ose sondy FPA 2.5 MHz, F = 5 cm. Vlevo: srovnání vypočtených a naměřených průběhů. Vpravo: neváhované relativní odchylky vypočtených a změřených amplitud.*



Obr. 35 *Vyhodnocení přesnosti numerického modelu pro výpočet rozložení amplitudy 1. -3. harmonické složky akustického tlaku v ose sondy FPA 2.5 MHz, F = 7 cm. Vlevo: srovnání vypočtených a naměřených průběhů. Vpravo: neváhované relativní odchylky vypočtených a změřených amplitud.*



Obr. 36 *Vyhodnocení přesnosti numerického modelu pro výpočet rozložení amplitudy 1. -3. harmonické složky akustického tlaku v ose sondy FPA 2.5 MHz, F = 9 cm. Vlevo: srovnání vypočtených a naměřených průběhů. Vpravo: neváhované relativní odchylky vypočtených a změřených amplitud.*



Obr. 37 *Vyhodnocení přesnosti numerického modelu pro výpočet rozložení amplitudy 1. -3. harmonické složky akustického tlaku v ose sondy FPA 3.5 MHz, F = 5 cm. Vlevo: srovnání vypočtených a naměřených průběhů. Vpravo: neváhované relativní odchylky vypočtených a změřených amplitud.*

Z provedených měření je patrné, že většina mechanické energie uzv je soustředěna do fokusační zóny a zároveň, že nelineární jevy jsou nejvíce přítomné ve fokusační zóně a v oblasti pole za ní (směrem od zdroje uzv). Z tohoto důvodu bylo pro procentuální hodnocení přesnosti numerického modelu zvoleno váhování dílčích relativních odchylek vypočtených a změřených veličin na základě změřené intenzity uzv normované vůči její maximální hodnotě. To znamená, že odchylce v místě s maximální intenzitou je přiřazena nejvyšší váha rovna 1 a odchylce v místě s nulovou intenzitou je naopak přiřazena nejnižší váha rovna 0. Při následném výpočtu průměrné odchylky jsou takto zanedbány chyby způsobené např. nízkým poměrem signál/šum a zvýšenou nejistotou ověřovacího měření ve vzdálených okrajích zkoumané oblasti uzv pole a největší váha je kladena na shodu modelu s měřením v místech s nejvyšší

intenzitou uzv. V tab. 4 jsou uvedeny relativní odchylky v ohnisku a průměrné odchylky váhované podle intenzity.

Tabulka 4: *Vyhodnocení odchylek numerického modelu od naměřených rozložení uzv pole.*

Typ sondy, fokusace	Relativní odchylka v ohnisku (%)			Průměrná relativní odchylka váhovaná podle intenzity uzv (%)		
	$\lvert\xi_{p1}\rvert_F$	$\lvert\xi_{p2}\rvert_F$	$\lvert\xi_{p3}\rvert_F$	$\lvert\xi_{p1}\rvert_{avg}$	$\lvert\xi_{p2}\rvert_{avg}$	$\lvert\xi_{p3}\rvert_{avg}$
FPA 2.5 MHz, F = 5 cm	2,5	1,0	7,0	2,0	2,6	4,7
FPA 2.5 MHz, F = 7 cm	3,1	10,2	6,4	3,0	9,9	10,1
FPA 2.5 MHz, F = 9 cm	4,2	6,6	0,8	3,9	10,8	16,4
FPA 3.5 MHz, F = 5 cm	7,8	4,1	9,8	1,9	3,7	4,5

6.8 Simulace šíření ultrazvuku ve vrstveném modelu biologických tkání

V předchozí kapitole byla na základě reálných měření ověřena funkčnost navrženého numerického modelu ve vodě. Vzhledem k nízkému koeficientu útlumu a relativně velkému parametru nelinearity B/A rovnému 5 až 5,5 je voda z hlediska vzniku nelineárních jevů při šíření uzv extrémním médiem, kde dochází ke vzniku vyšších harmonických složek uzv signálu, které jsou poté prostředím pouze zanedbatelně tlumeny. Simulace popsané v této kapitole hodnotí vliv nelineárních jevů na predikci hodnoty mechanického indexu a oteplení v modelu biologických tkání složeném z dílčích homogenních vrstev o definovaných fyzikálních parametrech. Všechny simulace popisují situaci v ose sondy odpovídající svými parametry sondám FPA 2.5 MHz a FPA 3.5 MHz.

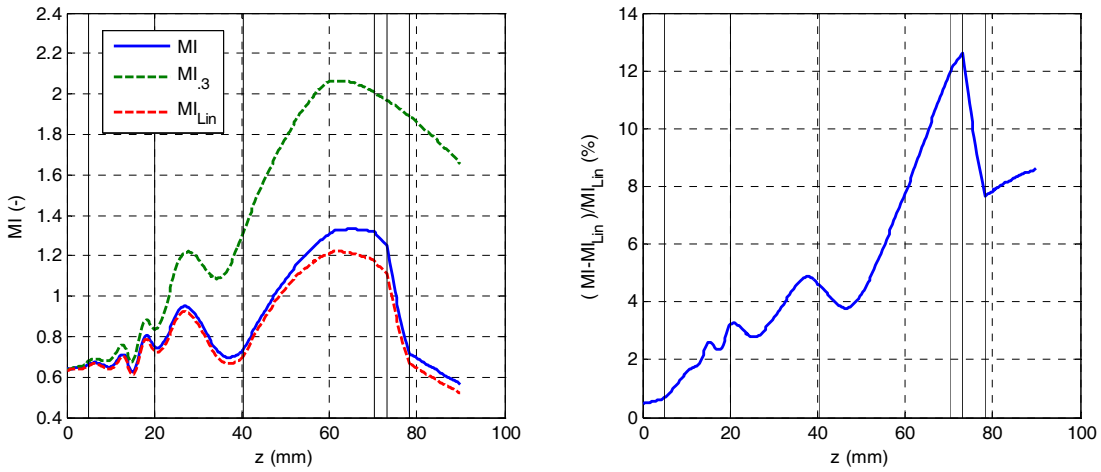
Cílem následující série srovnání je rozhodnout do jaké míry jsou pro predikci mechanického indexu a oteplení v nelineárním prostředí biologických tkání věrohodné ty modely šíření ultrazvuku, které nelineární jevy neuvažují. Dalším úkolem je zjistit zda standardizovanou lineární korekcí ve vodě změřených parametrů uzv pole nedochází v určitých situacích k podhodnocení mechanického indexu oproti jeho skutečné hodnotě při ozvučení biologických tkání.

Na obr. 38 až obr. 46 je uvedena série srovnání rozložení mechanického indexu, intenzity a teplotního nárůstu vlivem ozvučení ve vrstveném modelu biologických tkání odpovídajícím svými vlastnostmi situaci při vyšetření lidského plodu cca ve 3. měsíci

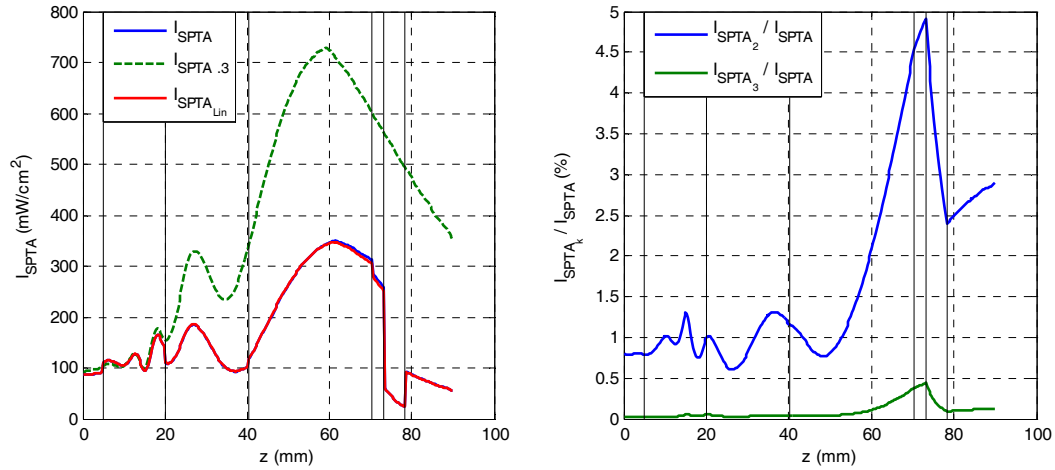
těhotenství. Rozhraní jednotlivých vrstev jsou v grafech značena plnou svislou čarou. Byl uvažován limitní případ ozvučení, kdy je $I_{SPTA\ .3}$ v ohnisku rovna 720 mW.cm^{-2}. Opakovací frekvence uzv impulsů je 4,3 kHz. Při modelování ohřevu nebylo počítáno s perfuzí. Parametry ozvučovaných vrstev jsou uvedeny v tab. 5.

Tabulka 5: *Fyzikální parametry vrstev tkáňového modelu.*

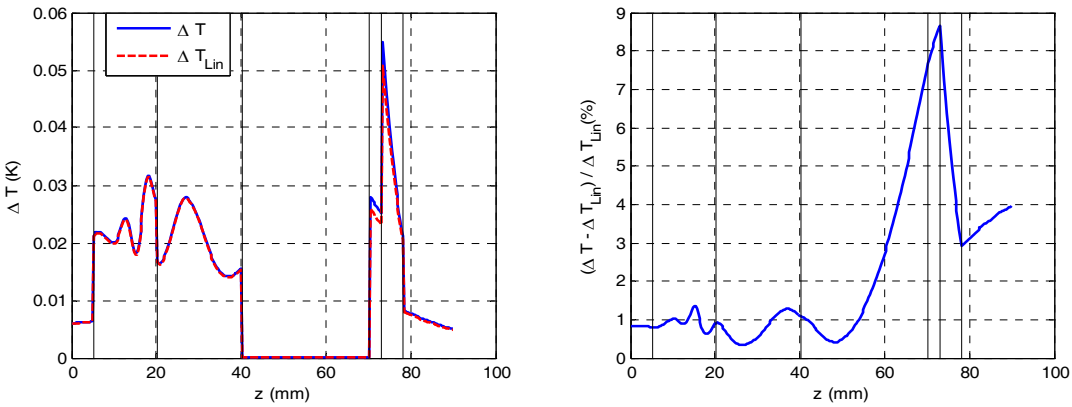
	Vrstva	Tloušťka (cm)	c_0 (ms^{-1})	α (dB.cm^{-1}.MHz^{-1})	ρ (kg.m^{-3})	B/A (-)	k (W.m^{-1}.K^{-1})
1.	Kůže	0,5	1600	0,5	1000	5,5	0,50
2.	Tuková tkáň	1,5	1480	0,63	900	11,1	0,23
3.	Svalovina	2	1600	1,3	1050	5,5	0,60
4.	Voda	3	1500	0,0022	1000	5,5	0,60
5.	Měkká tkáň	0,3	1600	0,6	1000	5,5	0,45
6.	Osifikační centra	0,5	2300	5	1600	5,5	0,40
7.	Mozek	1,2	1560	0,5	1060	5,5	0,55



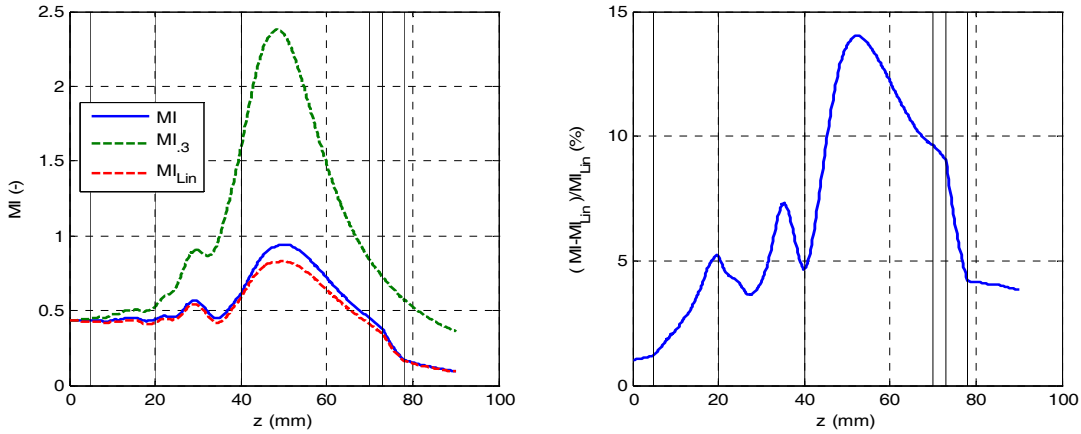
Obr. 38 *Vlevo: Průběh MI ve vrstveném modelu tkáně vypočtený nelineárním modelem v porovnání s průběhem stanoveným na základě korigovaného měření ve vodě $MI_{.3}$ a průběhem MI_{Lin} vypočteným modelem nezohledňujícím nelinearitu média. Vpravo: Procentuální srovnání MI a MI_{Lin}. Simulace v ose sondy FPA 2.5 MHz, f_0 = 1,5 MHz, F = 7 cm.*



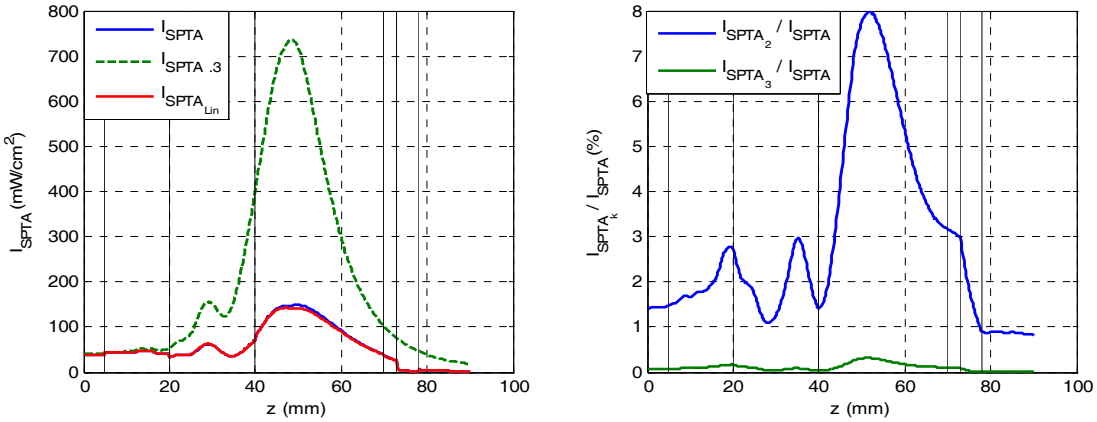
Obr. 39 *Vlevo: Průběh I_{SPTA} ve vrstveném modelu tkáně vypočtený nelineárním modelem v porovnání s průběhem stanoveným na základě korigovaného průběhu ve vodě $I_{SPTA.3}$ a průběhem $I_{SPTA\ Lin}$ vypočteným modelem nezohledňujícím nelinearitu média. Vpravo: Podíl intenzity 2. a 3. harmonické složky na celkové intenzitě uzv. Simulace v ose sondy FPA 2.5 MHz, f_0 = 1,5 MHz, F = 7 cm.*



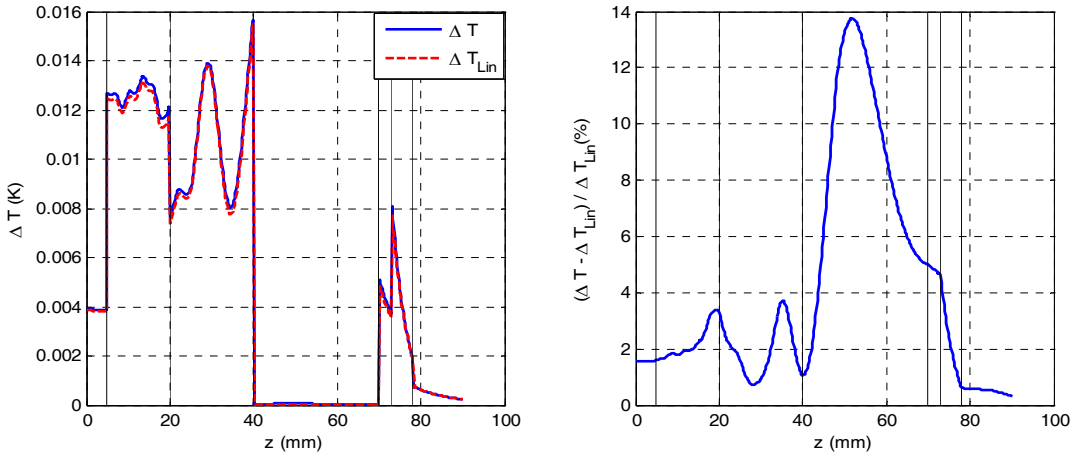
Obr. 40 *Vlevo: Porovnání simulace oteplení vrstveného modelu tkáně ΔT modelem zohledňujícím nelineární jevy s oteplením vypočteným při zanedbání nelinearit ΔT_{Lin}. Vpravo: Procentuální srovnání ΔT a ΔT_{Lin} . Simulace v ose sondy FPA 2.5 MHz, f_0 = 1,5 MHz, F = 7 cm.*



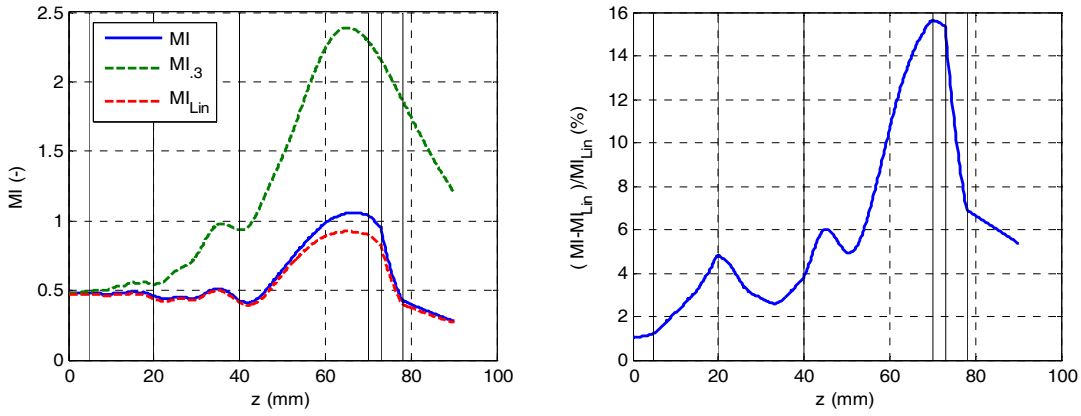
Obr. 41 *Vlevo: Průběh MI ve vrstveném modelu tkáně vypočtený nelineárním modelem v porovnání s průběhem stanoveným na základě korigovaného průběhu ve vodě $MI_{.3}$ a průběhem MI_{Lin} vypočteným modelem nezohledňujícím nelinearitu média. Vpravo: Procentuální srovnání MI a MI_{Lin}. Simulace v ose sondy FPA 3.5 MHz, f_0 = 2,2 MHz, F = 5 cm.*



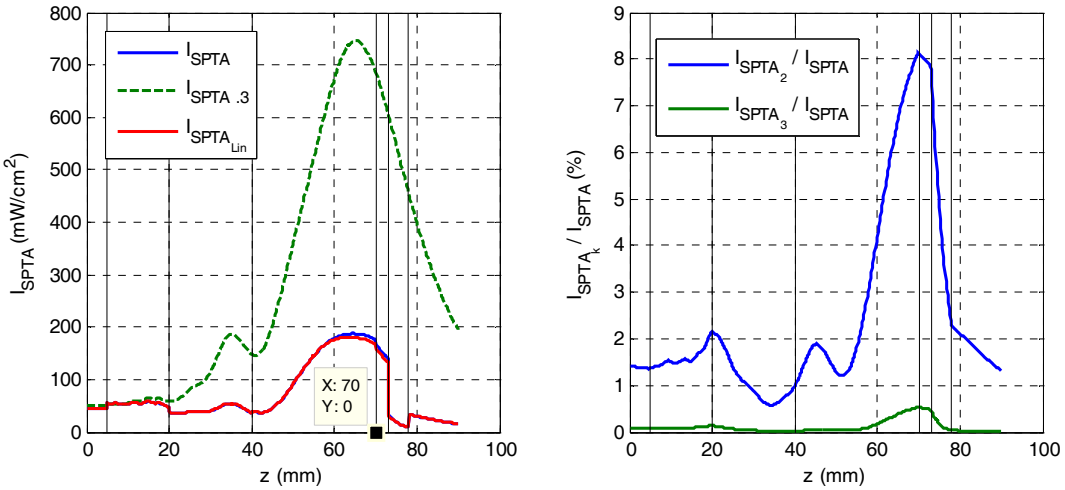
Obr. 42 *Vlevo: Průběh I_{SPTA} ve vrstveném modelu tkáně vypočtený nelineárním modelem v porovnání s průběhem stanoveným na základě korigovaného průběhu ve vodě $I_{SPTA.3}$ a průběhem $I_{SPTA\ Lin}$ vypočteným modelem nezohledňujícím nelinearitu média. Vpravo: Podíl intenzity 2. a 3. harmonické složky na celkové intenzitě uzv. Simulace v ose sondy FPA 3.5 MHz, f_0 = 2,2 MHz, F = 5 cm.*



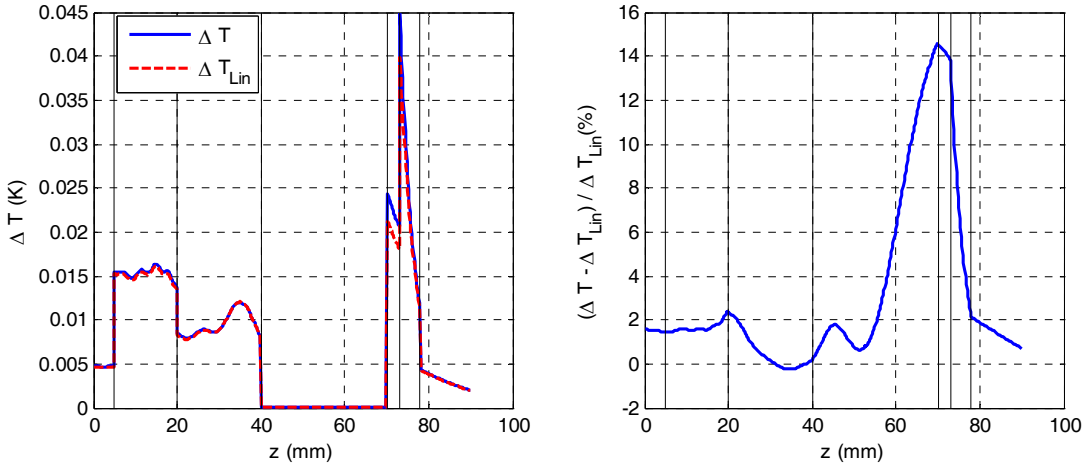
Obr. 43 *Vlevo: Porovnání simulace oteplení vrstveného modelu tkáně ΔT modelem zohledňujícím nelineární jevy s oteplením vypočteným při zanedbání nelinearit ΔT_{Lin}. Vpravo: Procentuální srovnání ΔT a ΔT_{Lin} . Simulace v ose sondy FPA 3.5 MHz, f_0 = 2,2 MHz, F = 5 cm.*



Obr. 44 *Vlevo: Průběh MI ve vrstveném modelu tkáně vypočtený nelineárním modelem v porovnání s průběhem stanoveným na základě korigovaného průběhu ve vodě $MI_{.3}$ a průběhem MI_{Lin} vypočteným modelem nezohledňujícím nelinearitu média. Vpravo: Procentuální srovnání MI a MI_{Lin}. Simulace v ose sondy FPA 3.5 MHz, f_0 = 2,2 MHz, F = 7 cm.*



Obr. 45 *Vlevo: Průběh I_{SPTA} ve vrstveném modelu tkáně vypočtený nelineárním modelem v porovnání s průběhem stanoveným na základě korigovaného průběhu ve vodě $I_{SPTA.3}$ a průběhem $I_{SPTA\ Lin}$ vypočteným modelem nezohledňujícím nelinearitu média. Vpravo: Podíl intenzity 2. a 3. harmonické složky na celkové intenzitě uzv. Simulace v ose sondy FPA 3.5 MHz, f_0 = 2,2 MHz, F = 7 cm.*



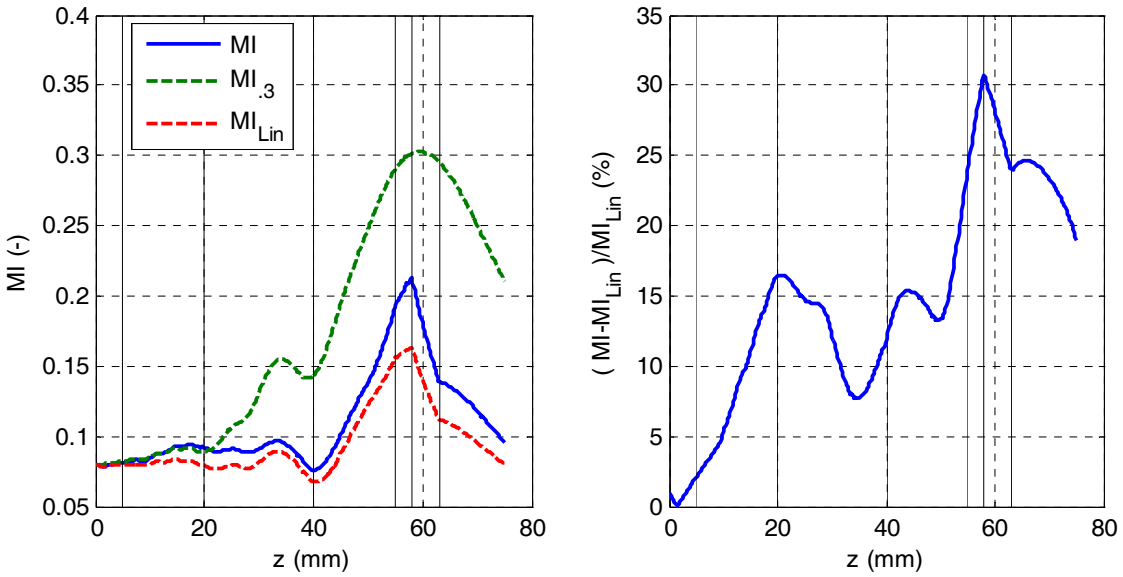
Obr. 46 *Vlevo: Porovnání simulace oteplení vrstveného modelu tkáně ΔT modelem zohledňujícím nelineární jevy s oteplením vypočteným při zanedbání nelinearit ΔT_{Lin}. Vpravo: Procentuální srovnání ΔT a ΔT_{Lin} . Simulace v ose sondy FPA 3.5 MHz, f_0 = 2,2 MHz, F = 7 cm.*

Při vyšetřeních embrya je doporučováno, aby mechanický index indikovaný diagnostickým přístrojem nebyl, pokud to není nezbytně nutné, větší než 0,3 [10][30]. Hodnotu mechanického indexu indikovanou přístrojem při konkrétním nastavení stanovuje výrobce na základě měření ve vodě korigovaného na standardizovanou tkáň o koeficientu útlumu 0,3 $dB.cm^{-1}.MHz^{-1}$ [6]. V simulaci na obr. 47 je uvažován takovýto limitní případ, kdy je navíc ohnisko umístěno na rozhraní voda-embryo. Parametry ozvučovaných vrstev, které odpovídají situaci při vyšetření embrya v 6.-7. týdnu těhotenství, jsou uvedeny v tab. 6. Mechanický index stanovený měřením ve vodě (v tomto případě simulací) a lineárně korigovaný na standardizovanou tkáň $MI_{.3}$ je

porovnán se skutečným průběhem MI v tkáňovém modelu a mechanickým indexem vypočteným při zanedbání nelineárních jevů MI_{Lin}.

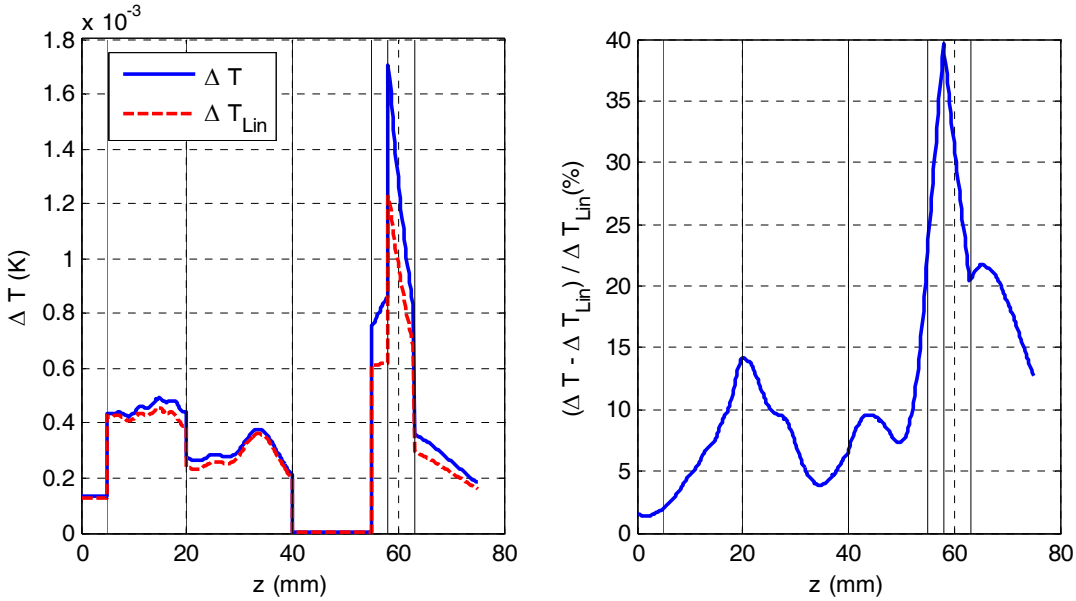
Tabulka 6: *Fyzikální parametry vrstev tkáňového modelu.*

	Vrstva	Tloušťka (cm)	c_0 (ms^{-1})	α ($dB.cm^{-1}.MHz^{-1}$)	ρ ($kg.m^{-3}$)	B/A (-)	k ($W.m^{-1}.K^{-1}$)
1.	Kůže	0,5	1600	0,5	1000	5,5	0,50
2.	Tuková tkáň	1,5	1480	0,63	900	11,1	0,23
3.	Svalovina	2	1600	1,3	1050	5,5	0,60
4.	Voda	1,5	1500	0,0022	1000	5,5	0,60
5.	Měkká tkáň	0,3	1600	0,6	1000	5,5	0,45
6.	Osifikační centra	0,5	2300	2,5	1600	5,5	0,40
7.	Mozek	1,2	1560	0,5	1060	5,5	0,55



Obr. 47 *Vlevo: Průběh MI ve vrstveném modelu tkáně vypočtený nelineárním modelem v porovnání s průběhem stanoveným na základě korigovaného průběhu ve vodě $MI_{.3}$ a průběhem MI_{Lin} vypočteným modelem nezohledňujícím nelinearitu média. Vpravo: Procentuální srovnání MI a MI_{Lin}. Simulace v ose sondy FPA 3.5 MHz, f_0 = 2,2 MHz, F = 6 cm.*

Ohřev embryonální tkáně v případě MI menšího než 0,3 je při použité délce impulsů 3 μs a opakovací frekvenci 4,3 kHz zanedbatelný. Přesto je však zajímavé srovnání ohřevu vypočteného modelem uvažujícím linearity a modelem linearity neuvažujícím na obr. 48.



Obr. 48 *Simulace oteplení při maximu MI = 0,3. Vlevo: Porovnání simulace oteplení vrstveného modelu tkáně ΔT modelem zohledňujícím nelineární jevy s oteplením vypočteným při zanedbání nelinearit ΔT_{Lin}. Vpravo: Procentuální srovnání ΔT a ΔT_{Lin} . Simulace v ose sondy FPA 3.5 MHz, f_0 = 2,2 MHz, F = 8 cm.*

Provedené simulace ukazují, že nelinearita prostředí je důležitým fyzikálním aspektem šíření ultrazvuku v biologické tkáni. Pokládáme-li ve výpočtech ozvučené médium za čistě lineární, může se predikce hodnoty mechanického indexu a oteplení tkáně lišit od případu, kdy nelineární jevy uvažujeme, až v řádu desítek procent.

V současnosti používané ultrazvukové diagnostické systémy indikují na displeji hodnotu mechanického indexu predikovanou pro aktuální nastavení pracovního režimu (mód zobrazení, intenzita v impulsu, opakovací frekvence impulsů, fokusace atd.). Tyto hodnoty nejsou získávány výpočtem, ale tak, že výrobce ve vodě v ultrazvukové měřicí vaně proměří charakteristiky uzv sondy pro kompletní množinu provozních režimů diagnostického systému. Změřené hodnoty mechanického indexu a intenzity se dodatečným započtením útlumu korigují na standardizovanou měkkou tkáň o útlumu *0,3 dB/cm/MHz*. Ultrazvukový diagnostický systém pak při volbě provozního režimu pouze zobrazí příslušnou hodnotu MI_3 vyčtenou z tabulky uložené v paměti.

Na základě porovnání simulovaných průběhů MI_3 a průběhů *MI* ve tkáňovém modelu lze konstatovat, že korigované hodnoty získané měřením ve vodě jsou dobrým vodítkem pro predikci skutečné maximální hodnoty mechanického indexu ve vyšetřované biologické tkáni.

7 Zhodnocení výsledků a závěr

Modelová studie nelineárních jevů v ultrazvukové diagnostice byla zaměřena na vývoj a experimentální ověření nových počítačových algoritmů pro numerické modelování ultrazvukového pole včetně nelineárních jevů při šíření uzv v biologické tkáni. Vědecký přínos práce spočívá v aplikaci metody úhlového spektra při modelování ultrazvukového pole ve vrstveném modelu biologické tkáně včetně nelineárních jevů a v experimentálním ověření funkčnosti vyvinutých výpočetních algoritmů.

Byla vypracována teoretická analýza nelineárních jevů při šíření ultrazvuku a jejich podílu na tepelných a mechanických účincích uzv při diagnostických aplikacích. V prostředí Matlab byl vyvinut numerický model šíření uzv v modelu biologické tkáně tvořeném soustavou dílčích homogenních vrstev o definovaných fyzikálních parametrech. Výpočet uzv pole je založen na aplikaci metody úhlového spektra. Pro simulaci nelinearit je použita Burgersova nelineární vlnová rovnice. Výstupem simulací je prostorové rozložení ultrazvukového pole v médiu ozvučeném uzv měničem či jejich soustavou. Vypočtené rozložení uzv pole je vyjádřeno amplitudami zvoleného počtu harmonických složek akustického tlaku, mechanickým indexem, harmonickým zkreslením signálu a prostorově špičkovou časově průměrnou intenzitou I_{SPTA} všech dílčích uvažovaných harmonických složek. Teoretická část práce byla podpořena grantem FRVŠ č. 488/2007.

Funkčnost výpočetního modelu byla experimentálně ověřena měřením pomocí unikátního ultrazvukového měřicího systému – ultrazvukové měřicí vany. Měřicí systém byl modernizován tak, aby umožňoval vyhodnocování nelinearit při šíření ultrazvuku. Modernizace uzv měřicího systému byla z části podpořena grantem FRVŠ č. 413/2008.

Provedená měření a simulace ukazují, že nelineární jevy jsou důležitým fyzikálním aspektem šíření ultrazvuku v biologické tkáni. Hlavním projevem nelinearit je postupné rozprostírání energie uzv do vyšších harmonických složek signálu. Vzniklé harmonické zkreslení signálu má z hlediska posuzování biofyzikálních účinků dva hlavní důsledky:

- Energie uzv signálu je vlivem nelinearit rozprostřena do složek spektra o vyšších kmitočtech. Útlum uzv absorpcí roste přibližně s druhou mocninou frekvence

[16], [20], [35]. Proto je nutno počítat s větším útlumem uzv a větším ohřevem média než v případě, kdy nelineární jevy zanedbáme.

- V důsledku nelinearit k dochází k asymetrickému zkreslení uzv impulsů. Znamená to, že kladná a záporná amplituda akustického tlaku v impulsu se liší, kapitola 6.6.3, obr. 28, obr. 29, [6]. Mechanický index odvozený od záporné amplitudy akustického tlaku je tak přímo závislý i na nelineárních jevech při šíření uzv.

Pokládáme-li při výpočtech simulací proces šíření uzv v ozvučeném médiu za čistě lineární, může se predikce hodnoty mechanického indexu a oteplení tkáně lišit od případu, kdy nelineární jevy uvažujeme, až v řádu desítek procent, obr. 38 - obr. 48.

V současnosti používané ultrazvukové diagnostické systémy indikují na displeji hodnotu mechanického indexu predikovanou pro aktuální nastavení pracovního režimu (mód zobrazení, intenzita v impulsu, opakovací frekvence impulsů, fokusace atd.). Tyto hodnoty nejsou získávány výpočtem, ale tak, že výrobce v ultrazvukové měřicí vaně s vodní náplní proměří charakteristiky uzv sondy pro kompletní množinu provozních režimů diagnostického systému. Změřené hodnoty mechanického indexu a intenzity se pak dodatečným započtením útlumu 0,3 dB/cm/MHz korigují na standardizovanou měkkou tkáň. Ultrazvukový diagnostický systém pak při volbě provozního režimu pouze zobrazí příslušnou hodnotu $MI_{.3}$ vyčtenou z tabulky uložené v paměti přístroje, [43].

Díky tomu, že biologická tkáň má koeficient útlumu převážně větší než 0,3 dB/cm/MHz, hodnota mechanického indexu *MI* v modelu biologické tkáně za běžných podmínek nepřekračuje hodnotu $MI_{.3}$ získanou standardizovanou korekcí průběhu *MI* ve vodním médiu. Za potenciálně problematické jsou v publikovaných studiích označovány případy, kdy je část prostoru, kterým se uzv šíří, tvořena vrstvou vody a může tak ve větší míře docházet k rozvoji nelinearit, např. při vyšetření lidského embrya, [30]. Srovnání průběhů na obr. 38 až obr. 48 však ukazuje, že pro simulovanou tloušťku vrstvy plodové vody do 3 cm hodnota *MI* v modelu biologické tkáně nepřekročí hodnotu $MI_{.3}$ stanovenou korekcí z průběhu ve vodě. K překročení hodnoty $MI_{.3}$ může teoreticky dojít až v případě tloušťky vrstvy vody větší než cca 6 cm, což už ale není běžná fyziologická hodnota. Na základě porovnání simulovaných průběhů $MI_{.3}$ a průběhů *MI* ve tkáňovém modelu tak lze konstatovat, že korigované hodnoty získané

měřením ve vodě jsou dobrým vodítkem pro predikci skutečné maximální hodnoty mechanického indexu ve vyšetřované biologické tkáni.

Problém ale může představovat skutečnost, že výrobci z důvodu úspor při vývoji ne vždy proměřují sondy ve všech možných provozních režimech. Některé hodnoty ve vyhledávacích tabulkách $MI_{.3}$ pak bývají dopočteny extrapolací, interpolací či jinými postupy, [6].

V grafické příloze práce č. 1 a 2 je uvedena série výsledků měření rozložení uzv pole vybuzeného ve vodě v ultrazvukové měřicí vaně sondami FPA 2.5 MHz a FPA 3.5 MHz uzv diagnostického systému GE VINGMED Sound. Výsledky měření ukazují, že změřené hodnoty $MI_{.3}$ v případě limitních ozvučení často převyšují hodnotu $MI_{.3}$ predikovanou diagnostickým systémem. Jedno z možných vysvětlení je, že výrobce sond tyto hodnoty mechanického indexu pouze stanovil lineární extrapolací či jiným linearizovaným výpočtem z jiných hodnot, které již byly skutečně změřeny.

Modelová studie potvrzuje, že nelineární jevy jsou i při diagnostických výkonech důležitým biofyzikálním aspektem šíření ultrazvuku v biologické tkáni. Specialisté obsluhující moderní uzv diagnostické systémy by si kromě výhod plynoucích z využívání přirozeného harmonického zobrazení (THI) měli být vědomi i možných rizik při limitních ozvučeních a brát v úvahu nelineární vlastnosti vyšetřovaných tkání. Hodnota mechanického indexu musí být dle principu ALARA vždy nejmenší nutná pro spolehlivé vyšetření. Za předpokladu, že výrobce podle platných doporučení důsledně proměřil všechny provozní režimy sondy, lze indikaci maximální hodnoty mechanického indexu na displeji diagnostického přístroje považovat za dobré vodítko při posuzování možných rizik ozvučení.

Vzhledem k tomu, že jsou hodnoty $MI_{.3}$ do paměti uzv diagnostických přístrojů ukládány pouze při výrobě nebo při servisních úkonech, vyvstává otázka jejich aktuálnosti po celou dobu životnosti přístroje resp. uzv sondy. Pravidelné kalibrace indikovaných hodnot mechanického a teplotního indexu diagnostických systémů nejsou nařízeny a tudíž se neprovádí. Znalost jejich skutečných hodnot by rozhodně přispěla ke zvýšení bezpečnosti diagnostických ultrazvukových aplikací.

Z předložených závěrů vyplývá, že všechny cíle disertační práce vytyčené v kap. 3 byly splněny v plném rozsahu.

Literatura

[1] ANDERSEN, O., T., JACOBSEN, N.: New Technology Increases the Dynamic Ranges of Data Acquisition Systems Based on 24-bit Technology. *Sound and Vibration.* April, 2005.

[2] BARNETT, S., B.: Intracranial Temperature Elevation from Diagnostic Ultrasound. *Ultrasound in Med.& Biol*. 27, 2001, p. 883 - 888.

[3] BARR, L., L.: Clinical Concerns in the Ultrasound Exposure of the Developing Central Nervous System. *Ultrasound in Med.& Biol.* 27, 2001, p. 889 - 892.

[4] BEDNAŘÍK, M., ČERVENKA, M.: *Využití intenzivních zvukových polí.* FEL ČVUT, Praha, 2005

[5] BERNSTEN, J.: The Bergen Code. Dostupné on-line: < http://www.uib.no/People/nmajb/aku.html>

[6] BIGELOW, T.A., O'BRIEN, W.D., Jr.: *Experimental evaluation of some possible nonlinearity indicators.* Ultrasonics Symposium, 2002. Proceedings. 2002 IEEE. ISBN: 0-7803-7582-3

[7] CHAPELON, J., Y. et al.: Treatment of Localised Prostate Cancer with Transrectal High Intensity focused Ultrasound. *European Journal of Ultrasound.* 9, 1999, p. 31- 38

[8] CHEN, W., HOLM, S.: *Fractional Laplacian, Lévy Stable Distribution, and Time-Sparse Models for Linear and Nonlinear Frequency-Dependent Lossy Media.* Simula Research Laboratory, Oslo, 2000

[9] DOODY, C. et al.: Measurement of Temperature Rise in Human Fetal Bone. Abstract from the 29th Annual Meeting of the British Medical Ultrasound Society. 9 – 11 December, 1997.

[10] DUCK, F., A., BAKER, A., C., STARRITT, H. C.: *Ultrasound in Medicine.* Institute of Physics Publishing, London, 1998.

[11] FILIPSZYNSKY, L.. et al.: Nonlinear Native Propagation Effects of Diagnostic Ultrasound Computed and Measured in Blood. *Ultrasound in Med.& Biol.* 27, 2001, p. 251 - 257.

[12] FJELLESTAD, H.: *Simulation of nonlinear ultrasound fields, Mathematical modeling.* Cand. Scient. thesis, University of Oslo, 2000.

[13] FORCE TECHNOLOGY. *20 MHz PVDF Needle-type Miniature Ultrasonic Hydrophone.* Katalogový list č. 2058-1-en. Dostupné on-line <http://www.force.dk>, 2007.

[14] FRIZZELL, L. et al.: Effects of Pulsed Ultrasound on the Mouse Neonate: Hind Limb Paralysis and Lung Hemorrage. *Ultrasound in Med.& Biol*. 20, 1994, p. 53 - 63.

[15] GLYNN, R., ROY, R., A..: Measurements of Bubble-enhanced Heating from Focused, MHz frequency Ultrasound in a Tissue-mimicking Material. *Ultrasound in Med.& Biol*. 27, 2001, p. 1399 - 1412.

[16] HALLAJ, M., CLEVELAND, R., O.: FDTD simulation of finite-amplitude pressure and temperature fields for biomedical ultrasound. *Journal of Acoustical Society of America*. Acoustical Society of America, 1999.

[17] HAMILTON, M., CLEVELAND, R.: Texas KZK Time Domain Code. Dostupné on-line: <http:// people.bu.edu/robinc/kzk/>

[18] HARR, G.: Terms Used in Describing Ultrasonic Exposures. *European Journal of Ultrasound*. 5, 1997, p. 127 - 130.

[19] HILL, C. R.: Can Tissue Characterisation Ever Become a Science? *Proceeding of the Sendai Symposium on Ultrasonic Tissue Characterisation 1994,* Sendai 1994,

[20] HILL, C., R., BAMBER, J., C.: *Physical Principles of Medical Ultrasonic*. 2. ed., John Wiley and Sons, Chichester, 2004

[21] HUMPHREY, V., F.: *Non-linear Propagation for Medical Imaging* In WCU Paris, September 7-10, 2003

[22] HRAZDIRA, I. *Stručné repetitorium ultrasonografie.* Toshiba, Praha 2003.

[23] IZZI, F., L. et al.: A Comparison of Ultrasound Beams for Thermal Treatment of Ocular Tumors. European Journal of Ultrasound. 9, 1999, p. 71 - 78.

[24] JENSEN, J., A.: *Ultrasound Imaging and Its Modelling – Imaging of Complex Media with Acoustic and Seismic Waves*. 1.ed., Springer Verlag , Denmark 2000,

[25] KIELER, H.: Effects and Possible Side Effect of Routine Ultrasound Scanning in Pregnancy. Acta Universitatis Upsaliensis. Comprihensive Summaries of Uppsala Disertations from the Faculty of edicine 711. Uppsala University, Uppsala, 1997, p. 42

[26] KOMRSKA, J. *Optická difrakce jako přenos lineárním systémem.* Texty přednášek FSI VUT v Brně, 2000. Dostupné on-line <http://physics.fme.vutbr.cz/~komrska/>

[27] LEE, I., S.: *Numerical Solution of The KZK Equation For Pulsed Finite Amplitude Sound Beams in Thermoviscous Fluids.* Dissertation. University of Texas, Austin, 1993.

[28] MAKAROV, S., Ochmann, M.: Nonlinear and thermoviscous phenomena in acoustics, part II. *Acustica*, 83:197–222, 1997.

[29] NYBORG, W. L.: Biological Effects of Ultrasound: Development of Safety Guidelines. Part II: General Review. *Ultrasound in Med.& Biol*. 27, 2001, p. 301 - 333.

[30] OREL, D., ROZMAN, J.: *Modelování tepelných účinků diagnostického ultrazvuku na tkáně lidského embrya.* Disertační práce, VUT V Brně, 2004.

[31] OHTSUKI, S.: Sound Field of Disc and Concave Circular Transducers. Proceeding of the Sendai Symposium on Ultrasonic Tissue Characterisation 1994. Sendai 1994, p. 53 - 62.

[32] PATTON, C., A. et al.: Output Levels and Bioeffects Indices From Diagnostic Ultrasound Exposure Data Reported to the FDA. IEEE Trans. Ultrason. Ferroelect, 41,1994, p. 353 - 359.

[33] Proposal of the standard – IEC 61973: *Ultrasonics – Field Characterisation – Test Methods for Determination of Thermal and Mechanical Exposure Parameters for the Purposes of Defining the Safety Classification of Medical Diagnostic Ultrasonic Fields.* Project number 87/61973/Ed.1, International Electrotechnical Commission, Date of circulation 1998-11-20, p. 54

[34] ROZMAN, J. a kol.: *Modelová studie vyzařování ultrazvukových sond - výsledky řešení projektu Grantové agentury ČR č. 102/00/0936.* FEI VUT publishing, 2002.

[35] ROZMAN, J.: *Ultrazvuková technika v lékařství, Diagnostické systémy*. 1.vyd., Brno, FEI VUT v Brně, 1980

[36] STRATMEYER, M.E., *Ultrasound-induced fetal bioeffects*, In Proceedings of World Congress on Ultrasonics, Paris, 2003, p. 1145-1147.

[37] VAEZY, S. et al.: Hemostatis Using High Intensity Focused Ultrasound. *European Journal of Ultrasound*. 9, 1999, p.79 – 87

[38] ROTT, H., D. et al.: Safety of Ultrasonic Contrast Agents. *European Journal of Ultrasound*. 9, 1999, p. 195 - 197.

[39] ROTT, H., D. et al.: Acoustic Cavitation and Capillary Bleeding. *European Journal of Ultrasound*. 9, 1999, p. 277 - 280.

[40] SORAHAN, T. et al.: Pregnancy Ultrasound and Childhood Cancer: a Second Report from the Oxford Survey of Childhood Cancers. *British Journal of Obstetrics & Gynecol*. 102, 1995, p. 831 - 832.

[41] STARRITT, H: Radiation Stress and Its Bio-effects. *European Journal of Ultrasound*. 11, 2000, p. 61 - 64.

[42] SYNNEVAG, J.: *Linear and nonlinear propagation of limited diffraction beams*. Cand. Scient. thesis, University of Oslo, 1999.

[43] U.S. FOOD AND DRUG ADMINISTRATION. *Information for Manufacturers Seeking Marketing Clearance of Diagnostic Ultrasound Systems and Transducers*. Silver Spring, USA, September 9, 2008. Dostupné on-line <http://www.fda.gov/Radiation-EmittingProducts/RadiationEmittingProductsandProcedures/ MedicalImaging/ucm115357.htm>

[44] VAŠINA, P. a kol.: Detekce kavitačního prahu na základě analýzy nízkofrekvenčních složek kavitačního šumu. *Lékař a technika.* 29, 1998, č.6, s. 140 - 143

[45] VISIOLI, A., G. et al.: Preliminary results of a Phase I Dose Escalation Clinical Trials Using Focused Ultrasound in the Treatment of Localised Tumours. *European Journal of Ultrasound*. 9, 1999, p. 11 - 18.

[46] ZISKIN, M. C., BARNETT, S., B.: Ultrasound and the Developing Central Nervous System. *Ultrasound in Med.& Biol*. 27, 2001, p. 875 - 876.

Seznam použitých symbolů a zkratek

B/A	Parametr nelinearity
C	Měrná tepelná kapacita
c	Rychlost šíření ultrazvuku.
c_0	Rychlost šíření ultrazvuku v médiu nenarušeném akustickou vlnou
CAN	Controller Area Network
I	Intenzita ultrazvuku
I_{SPTA}	Prostorově špičková časově průměrná intenzita ultrazvuku
$I_{SPTA.3}$	Korigovaná hodnota I_{SPTA} změřená ve vodě
MI	Mechanický index
$MI_{.3}$	Korigovaná hodnota mechanický indexu změřená ve vodě
MI_{Lin}	Hodnota mechanického indexu vypočtená lineárním modelem šíření ultrazvuku
p	Akustický tlak
p_c	Maximální kladná amplituda akustického tlaku v impulsu
p_r	Maximální záporná amplituda akustického tlaku v impulsu
p_1, p_2, p_3	Amplituda 1. – 3. harmonické složky akustického tlaku
THD	Celkové harmonické zkreslení signálu
THI	Přirozené harmonické zobrazení
TI	Teplotní index
TIB	Teplotní index kostních tkání
TIC	Teplotní index lebeční kosti
TIS	Teplotní index měkkých tkání
uzv	Ultrazvuk
Q	Teplo
$\dot{Q}$	Derivace tepla podle času
α	Koeficient útlumu uzv
β	Koeficient nelinearity
ΔT	Nárůst teploty
ΔT_{Lin}	Nárůst teploty vypočtený lineárním modelem šíření ultrazvuku.
v	Akustická rychlost
κ	Tepelná difuzivita
μ_a	Koeficient útlumu uzv vlivem absorpce
μ_s	Koeficient útlumu uzv vlivem rozptylu
ρ	Hustota prostředí
ξ_{p1} - ξ_{p3}	Relativní odchylka vypočtené a změřené amplitudy 1. – 3. harmonické složky ak. tlaku

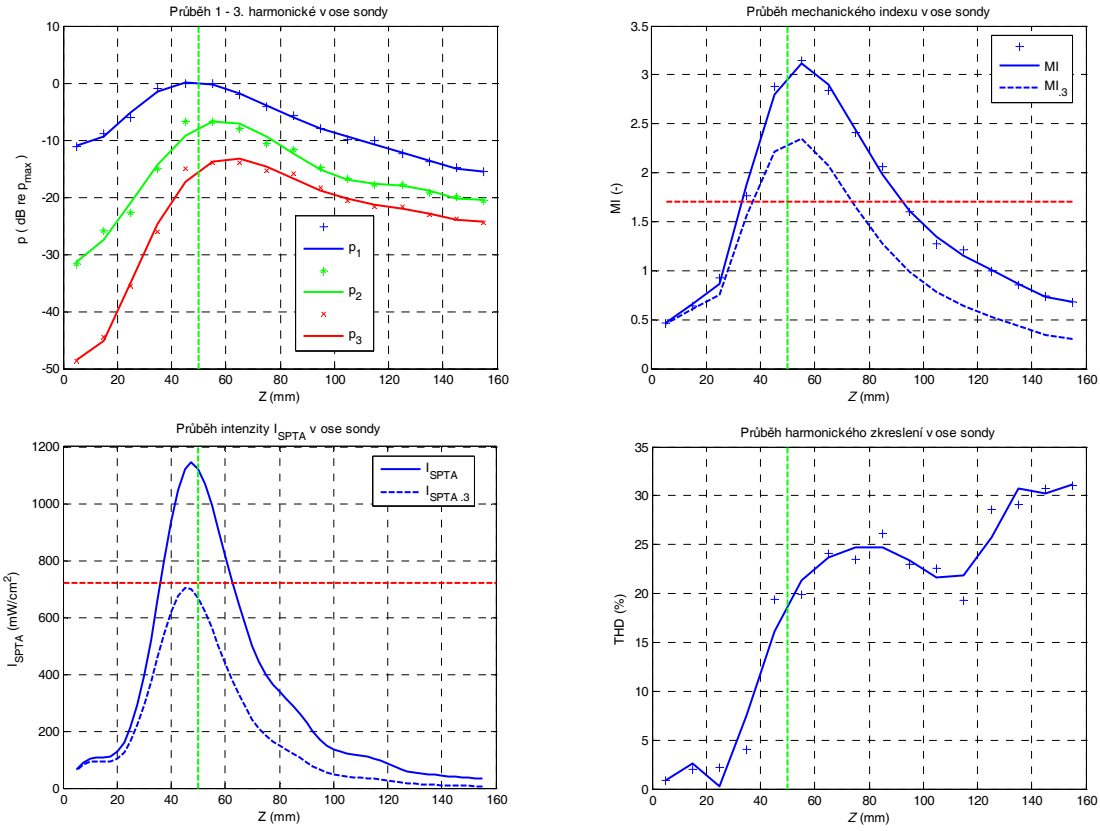
Seznam příloh

Příloha č. 1 *Měření rozložení uzv pole sond FPA 2.5 MHz a FPA 3.5 MHz v ultrazvukové měřicí vaně.*

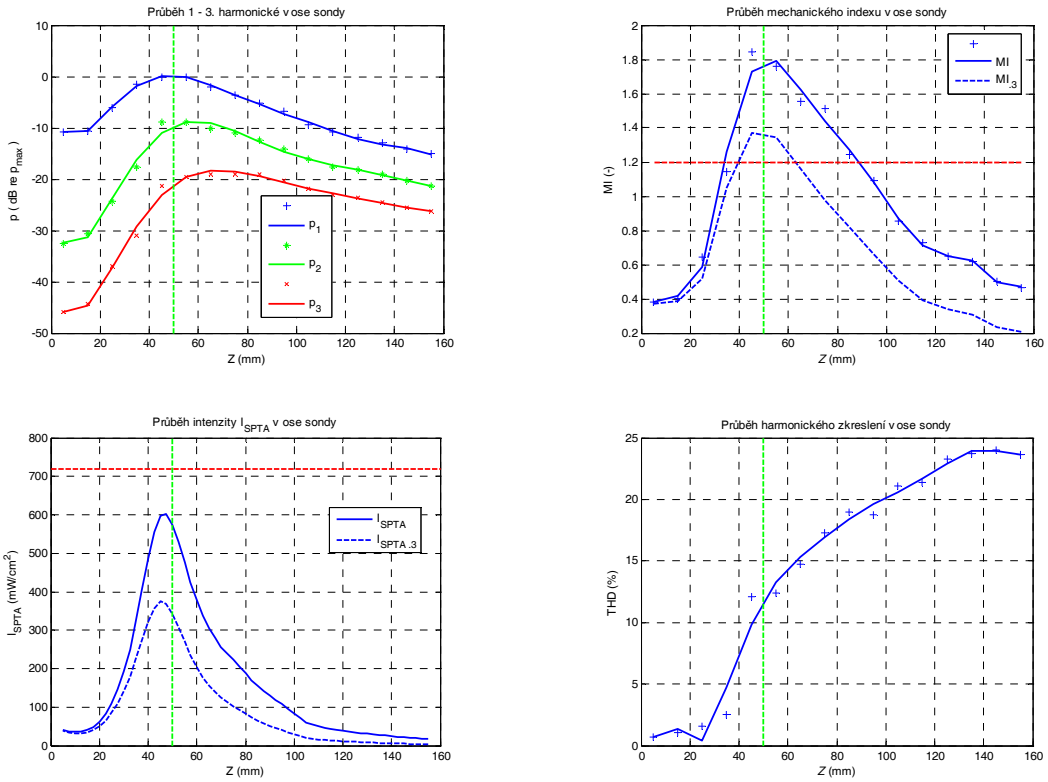
Příloha č. 2 *Srovnání změřených maximálních hodnot mechanického indexu s hodnotami indikovanými uzv diagnostickým systémem.*

Příloha č. 1

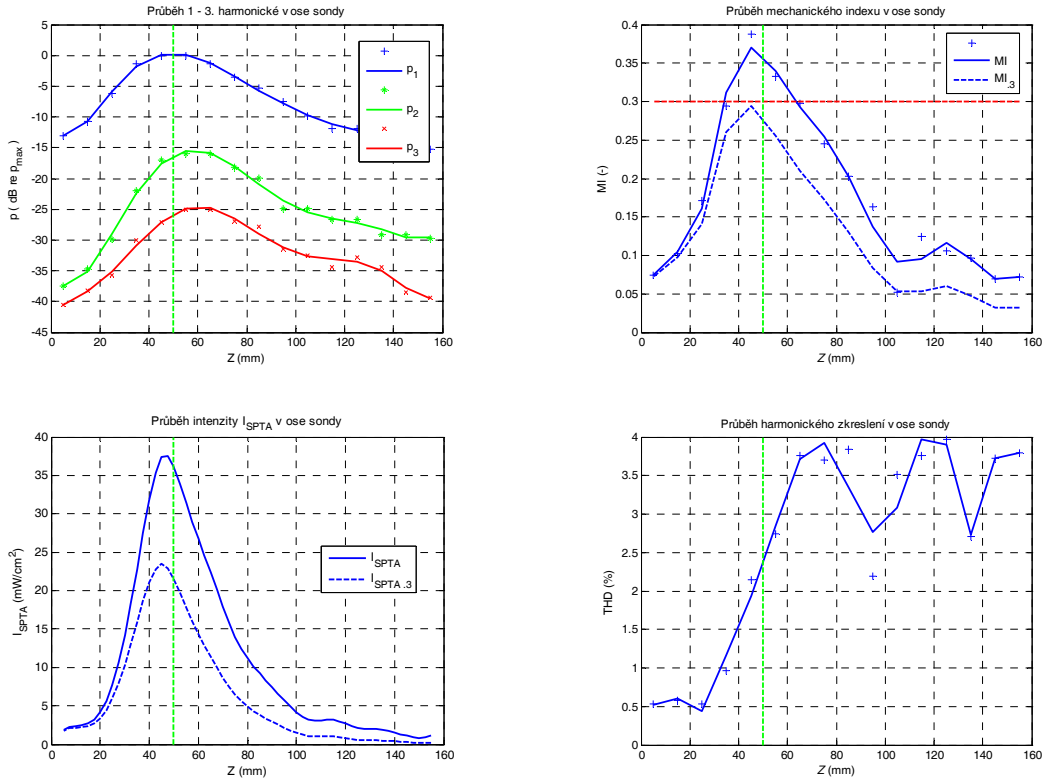
Příloha č. 1 obsahuje sérii měření rozložení uzv pole v ose sond FPA 2.5 MHz a FPA 3.5 MHz ultrazvukového systému GE VINGMED Sound. Měření bylo provedeno ve vodě v ultrazvukové měřicí vaně. Průběhy mechanického indexu MI a prostorově špičkové časově průměrné intenzity I_{SPTA} uzv byly započtením útlumu 0,3 dB/cm/MHz korigovány na hodnoty $MI_{.3}$ a $I_{SPTA\ .3}$. Maximální hodnota mechanického indexu $MI_{.3}$ je porovnána s hodnotou indikovanou na displeji přístroje, která je v příslušných grafech značena vodorovnou přerušovanou čarou. Maximum intenzity $I_{SPTA\ .3}$ je porovnáno s maximální povolenou hodnotou 720 $mW.cm^{-2}$, v příslušných grafech je značena horizonální přerušovanou čarou. Vertikální přerušovaná zelená čára ve všech grafech značí fokusační vzdálenost, tak jak je indikována uzv diagnostickým systémem.



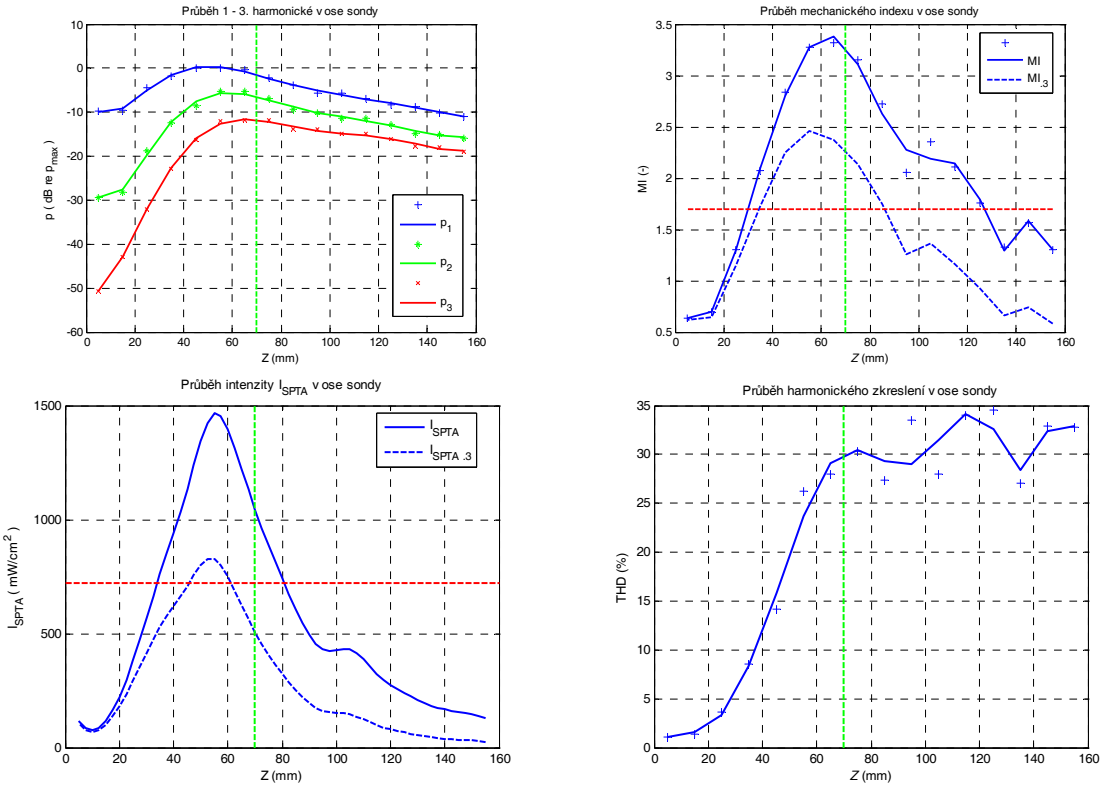
Obr. 1 *Rozložení uzv. pole sondy FPA 2.5 MHz v ose při maximální intenzitě uzv. F = 5 cm. f_0 = 1,5 MHz.*



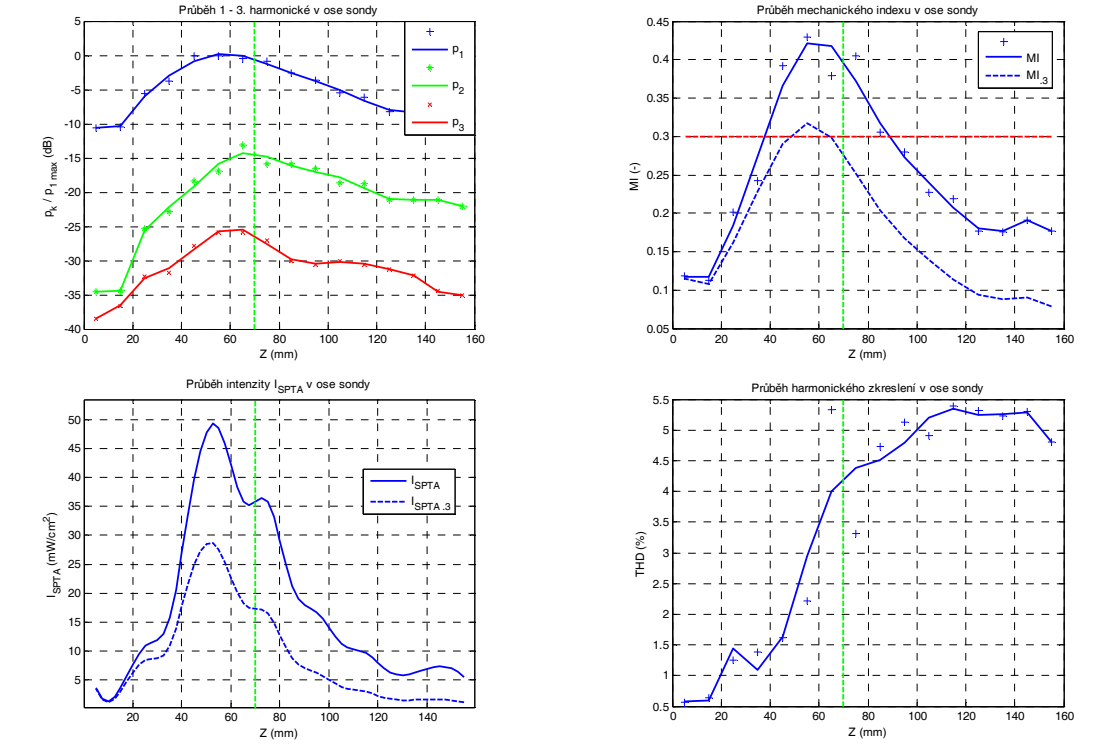
Obr. 2 *Rozložení uzv. pole sondy FPA 2.5 MHz v ose při intenzitě uzv -3 dB vzhledem k maximální hodnotě. F = 5 cm. f_0 = 1,5 MHz.*



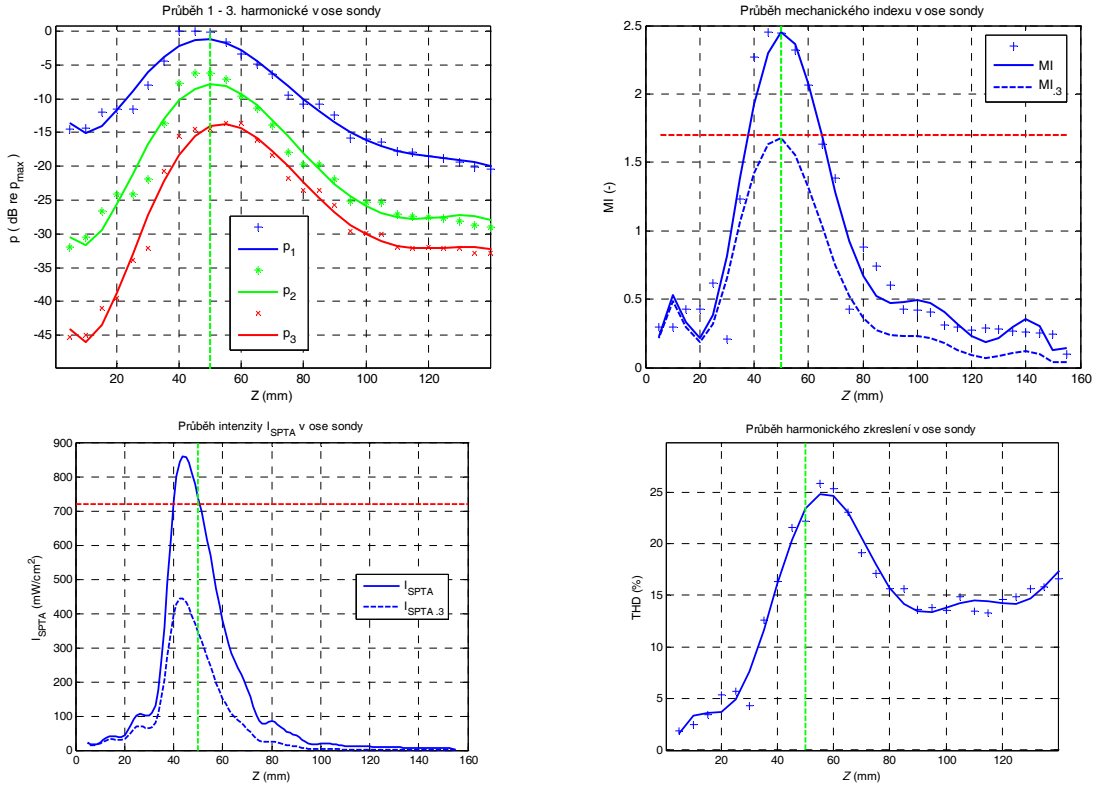
Obr. 3 *Rozložení uzv. pole sondy FPA 2.5 MHz v ose při intenzitě uzv -14 dB vzhledem k maximální hodnotě. F = 5 cm. f_0 = 1,5 MHz.*



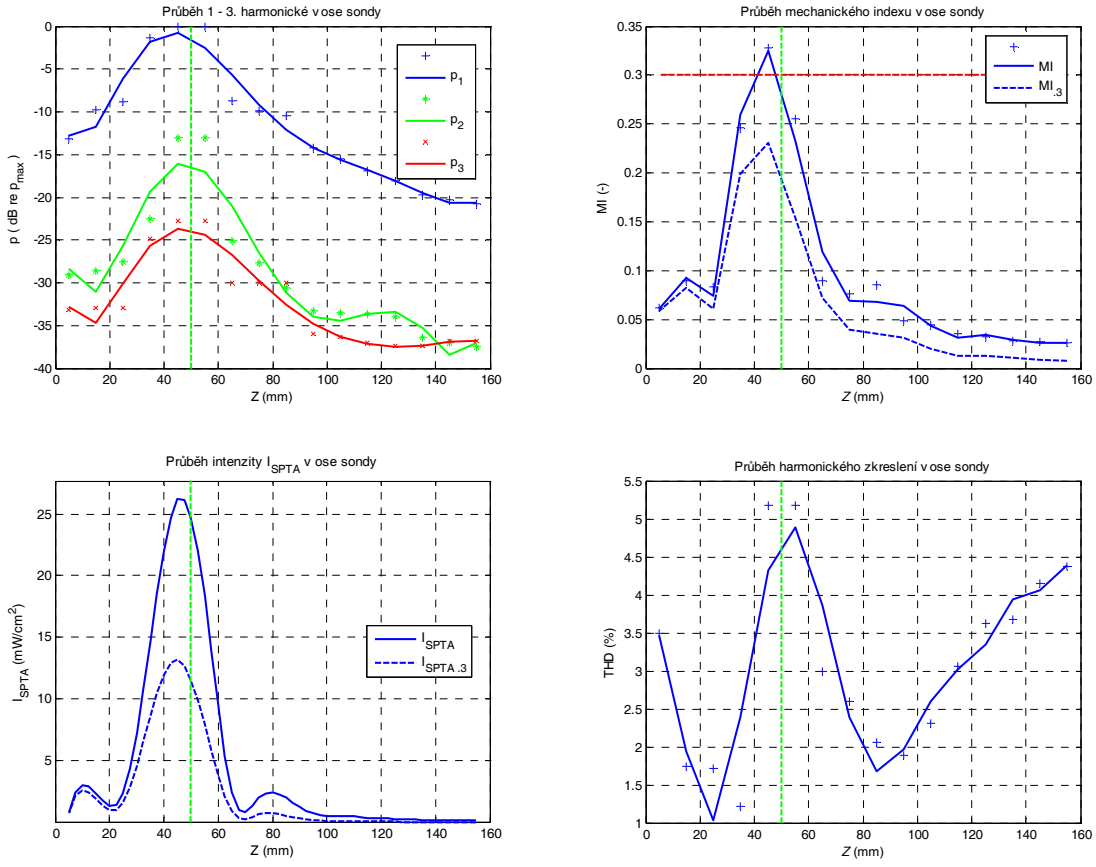
Obr. 4 *Rozložení uzv. pole sondy FPA 2.5 MHz v ose při maximální intenzitě uzv. F = 7 cm. f_0 = 1,5 MHz.*



Obr. 5 *Rozložení uzv. pole sondy FPA 2.5 MHz v ose při maximální intenzitě uzv -14 dB vzhledem k maximální hodnotě. F = 7 cm. f_0 = 1,5 MHz.*



Obr. 6 *Rozložení uzv. pole sondy FPA 3.5 MHz v ose při maximální intenzitě uzv. F = 5 cm. f_0 = 2,2 MHz.*



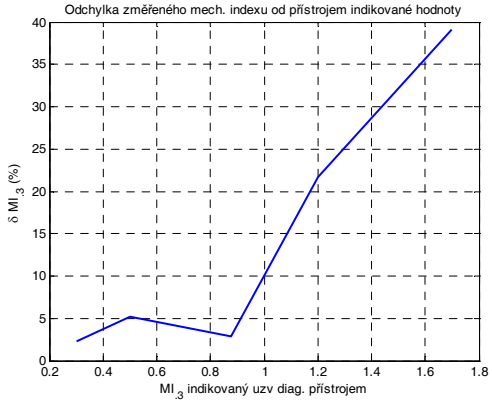
Obr. 7 *Rozložení uzv. pole sondy FPA 3.5 MHz v ose při intenzitě uzv -14 dB vzhledem k maximální hodnotě. F = 5 cm. f_0 = 2,2 MHz.*

Příloha č. 2

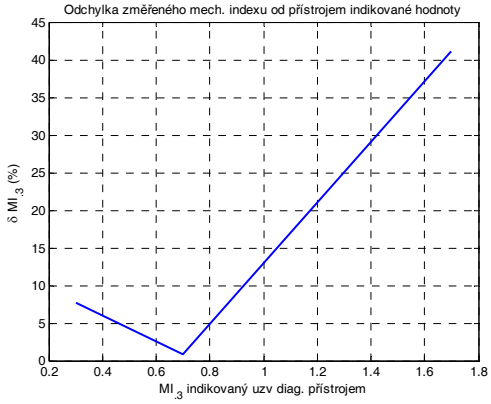
Grafy v příloze č. 2 znázorňují relativní odchylku maximální korigované hodnoty mechanického indexu $MI_{.3}$ změřené ve vodě v ultrazvukové vaně od hodnoty indikované uzv diagnostickým přístrojem. Odchylka byla počítána podle vztahu:

$$\delta MI_{.3} = \frac{MI_{.3\,zmereny} - MI_{.3\ \ indikovany}}{MI_{.3\,indikovany}} \cdot 100\%$$

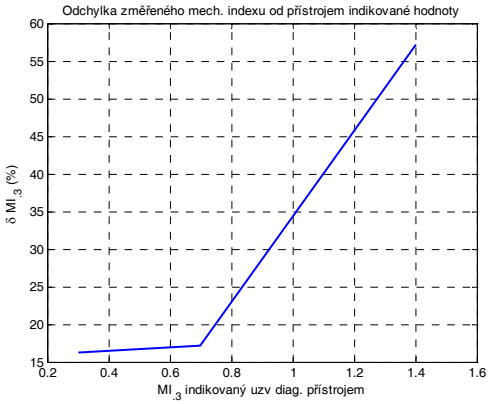
F = 5 cm



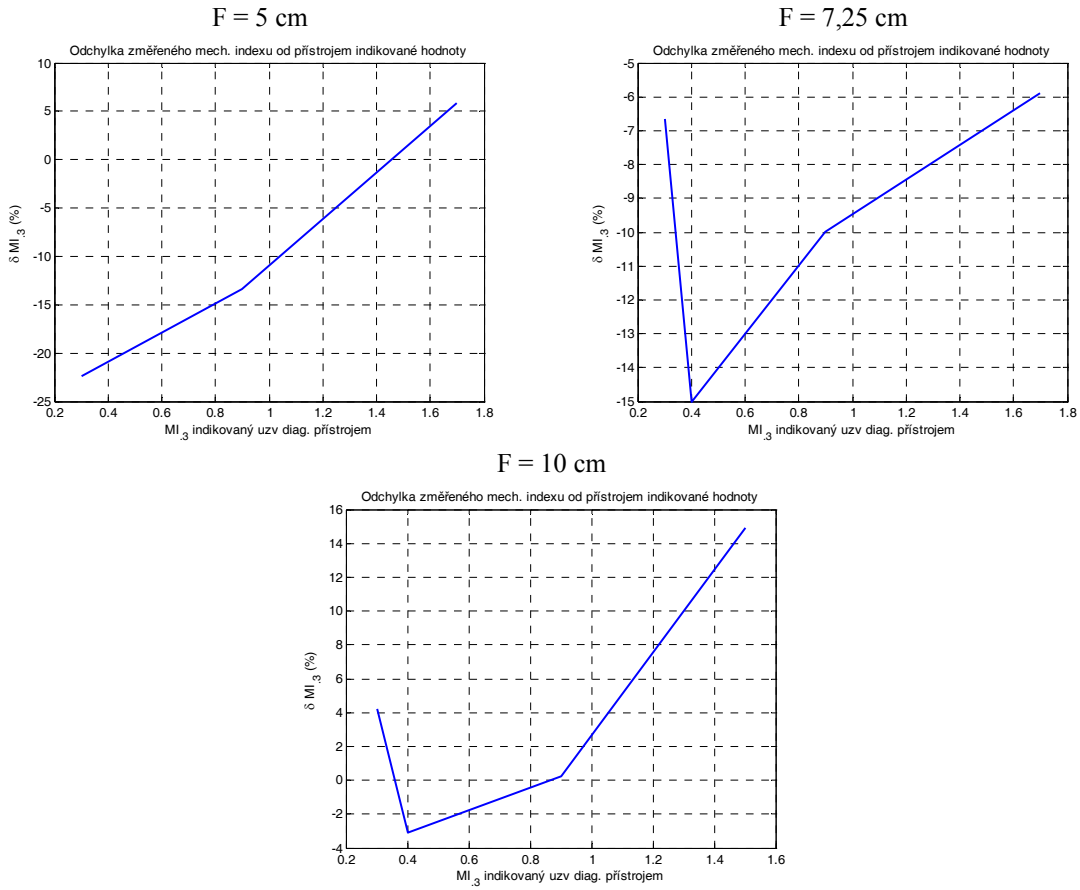
F = 7 cm



F = 9 cm



Obr. 1 *Relativní odchylka změřeného maxima mechanického indexu MI_3 od hodnoty indikované uzv. diagnostickým přístrojem GE VINGMED Sound. Sonda FPA 2.5 MHz, pracovní frekvence f_0 = 1,5 MHz, různé fokusační vzdálenosti F.*



Obr. 2 *Relativní odchylka změřeného maxima mechanického indexu MI_3 od hodnoty indikované uzv. diagnostickým přístrojem GE VINGMED Sound. Sonda FPA 3.5 MHz, pracovní frekvence f_0 = 2,2 MHz, různé fokusační vzdálenosti F.*