

MODELOVÁNÍ NESTACIONÁRNÍ ODEZVY TLUSTOSTĚNNÉ NÁDOBY.

SIMULATION OF THE TRANSIENT RESPONSE OF THE THICK-WALLED VESSEL.

Štefan Morávka*

Summary: *The paper follows with the preceding works dealing with the research of the transient elastic waves propagation in bodies with basic constructional forms (i.e. prism and shafts with shoulders, body with nicks). The results of these works are required namely for the next development of the acoustic emission diagnostic method.*

The aim of the presented work is to find the rules of the elastic wave propagation in a relatively more complicated body, more like a real structure. The thick-walled cylindrical vessel with the spherical bottom is modelled in the presented paper.

The time response of the vessel on the unit step force loading is calculated numerically, by using the Finite Element Method, here implemented into the computational system MARC/MENTAT. The loading force imposes in the radial direction that is why we are dealing with the 3D problem. The special 2D case is solved too. In that case the loading force lies in the rotary symmetry axis. The results of computations are subsequently verified by confrontation with the results obtained from the experimental measurement on the real specimen using the transient broadband piezoelectric sensor.

Key words: *acoustic emission, elastic wave propagation, finite element method, piezoceramic transducer*

1. ÚVOD.

Příspěvek navazuje na předcházející práce zabývající se výzkumem šíření tranzientních elastických vln v tělesech základních konstrukčních tvarů (osazené hranoly [8,10,11], hřídele [11,12,13,14], tělesa s vruby [11]), a to zejména pro potřeby dalšího rozvoje diagnostické metody akustické emise (dále AE). Signál AE vzniká v materiálu zatěžované konstrukce. Obsahuje informace o místě emise a o charakteru emisního zdroje. Formou elastických vln (což nemusí platit pro velmi blízké okolí zdroje) se tato informace šíří tělesem a interaguje s jeho stěnami. Pak je signál s povrchu tělesa snímán snímači s různou přenosovou charakteristikou, zpravidla dále zesilován a elektronicky zpracováván. Aby bylo možno zpětně lokalizovat a charakterizovat zdroj AE, je potřeba uvedené vlivy eliminovat. Pro řešení této inverzní úlohy musíme mj. znát přenosovou charakteristiku snímače, viz např. dřívější práce [1,4,9] a dále Greenovy funkce zkoumaných těles a konstrukcí. Ty lze zjistit výpočtem (numerickým, analytickým) nebo experimentem.

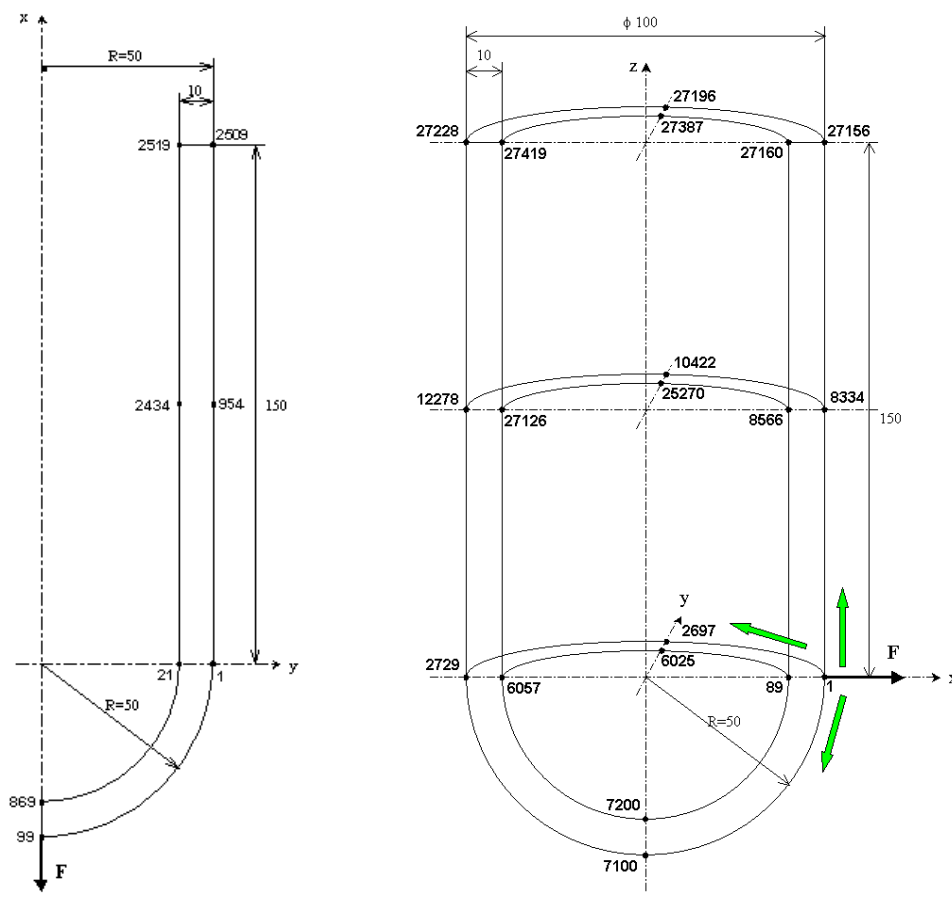
Cílem této práce je poznat zákonitosti šíření elastických vln (Greenovy funkce) v relativně složitějším tělese, bližším reálné konstrukci. V tomto příspěvku je tedy numericky a experimentálně modelována tlustostěnná válcová nádoba s kulovým dnem.

Numericky, metodou konečných prvků (dále MKP) s použitím výpočetního systému MARC/MENTAT, jsou vypočítány časové odezvy na zatížení nádoby jednotkovým skokem síly. Zatěžující síla působí v radiálním směru, takže se jedná o 3D úlohu. Také je řešen speciální 2D případ, kdy je zatížení vedeno v ose rotační symetrie. Výsledky výpočtů jsou pak verifikovány konfrontací s experimentálním měřením nerezonančním širokopásmovým piezoelektrickým snímačem [15] na reálném modelu.

* Dr.Ing.Štefan Morávka, E-mail: moravka@ums.zcu.cz, New Technology Center of West Bohemia, Univerzitní ul. 301 16 Plzeň, Czech Republic, Phone: +420-19-7491-587.

2. MKP MODEL A VÝPOČET.

Těleso nádoby je modelováno z homogenního izotropního elastického materiálu (ocel). Buzení je realizováno jednotkovým skokem síly, odlehčením. Ve 2D i 3D případě modelujeme totéž těleso, které je ve 2D případě buzené na vnější kulové ploše ve směru osy rotační symetrie, zatímco ve 3D případě je buzení vedeno radiálním směrem a působí v místě přechodu kulové a válcové části, viz schémata na obr. 1 a 2. Nadále směrem radiálním budeme označovat směr kolmý k ose rotační symetrie tělesa a směrem axiálním rovnoběžný s touto osou. Rotačně symetrický model je tvořen 2.280 čtyřuzlovými rovinnými izoparametrickými prvky a počítá se celkem 400 časových kroků. 3D model se sestaven z 21.848 8-mi uzlových prostorových izoparametrických prvků (počítá se na symetrická polovině modelu) a počítáno je 150 časových kroků. V obou případech výpočet končí v čase 60 μ s, tedy v čase, kdy dilatační vlna urazí přibližně dráhu rovnou dvojnásobku výšky nádoby. Průběhy posuvů pro porovnání s experimenty jsou zapisovány ve všech očíslovaných uzlech na obrázcích 1 a 2. Zelené šipky budou využity dále. Nevyčísľujeme tedy zcela terminologicky přesně „Greenovu funkci“, která popisuje odezvu v libovolném místě na libovolné buzení, ale při měřeních i numerických výpočtech zapisujeme odezvu tělesa na buzení jen ve vybraných, vhodně zvolených bodech, viz výše. Také řešíme odezvu na specifický druh buzení - na jednotkový skok. V případě potřeby ale lze konvolucí vypočítat i odezvu na obecně složitější průběhy buzení.



Obr. 1 a 2. Schéma 2D a 3D MKP modelu nádoby s vyznačení míst buzení a snímání.

Kvalifikovaná volba velikosti časového kroku integrace, integrační metody a velikosti konečného prvku má zásadní význam pro kvalitu výsledků i pro technickou náročnost výpočtů. Tato problematika byla podrobně studována v dřívějších pracích o účincích prostorové a časové diskretizace a o jejich působení současně, např. [5,6,7]. Také byly využity praktické zkušenosti s volbou parametrů při dřívějších výpočtech nebo při porovnávání numerických simulací se

známými analytickými řešeními [2,3]. Uvedme zde jen tolik, že ve 2D případě byly použity prvky o velikosti hrany 1 mm, které jsou v limitním případě, kdy na délky vlny připadají dva prvky, schopné bez poklesu amplitudy přenášet vlny do frekvence přibližně 3 MHz. Ve 3D případě byl zvolen prvek o hraně 2,5 mm, kterým lze respektovat frekvenci do přibližně 1,25 MHz. Ve snaze o optimalizaci výpočetního času byl proveden i zkušební výpočet s prvky o hranách 5 x 5 x 2,5 mm, kdy hrana 2,5 mm byla orientována kolmo k válcovému a kulovému povrchu, výsledek viz obr. 10. Velikost časového kroku integrace byla volena ve vzájemné relaci tak, aby frekvenční omezení dané touto volbou bylo přibližně shodné s omezením plynoucím z volby velikosti konečného prvku, ve 2D úloze je $\Delta t = 0,15 \mu s$ a ve 3D případě $\Delta t = 0,4 \mu s$.

Byla použita Newmarkova metoda přímé časové integrace s koeficienty $\beta = 0,275625$ a $\gamma = 0,55$. Tato volba zavádí mírné numerické tlumení, ale současně zaručuje bezpodmínečnou stabilitu metody. Tlumení potlačuje zejména rušivý vliv vyšších frekvencí. Vhodností této volby se zabývala např. práce [2,3], kde je uvedeno i porovnání na konkrétním příkladě.

Měřením jsme zaznamenávali frekvence do 20 MHz. Průběhy jsou stále dosti „členité“. Je tedy zřejmé, že by bylo vhodné zvolit menší časový krok integrace a menší prvky. Co to však znamená? Pokud bychom zmenšili prvky jen na polovinu, znamená to ve 3D případě 2^3 x více prvků. Matice hmotnosti má tedy 8x větší stranu, tedy 64 x více prvků. Dále pak je také účelné zmenšit na polovinu časový krok. Náročnost a tím i doba výpočtu dramaticky roste. Bohužel, ve výpočtech s šířením vln by bylo chybou použití různě velkých prvků, viz např. [2,3], protože se tak zavádí nehomogenita kontinua a na rozhraních nestejně hustých sítí dochází k odrazům vln. V našich podmínkách zatím není technicky možné provádět nestacionární výpočty s desítkami miliónů prvků. Je třeba hledat jiné cesty, jako je např. využití symetrie.

Výpočty se prováděly na pracovní stanici SGI Octane s procesorem R10.000, paměti 256 MB a diskovým prostorem 10 GB. Pro ladění větších úloh a návrhy MKP modelů bylo použito PC s Pentiem III 450 MHz, 40 GB diskem a 512 MB RAM s operačním systémem Windows NT. Použit byl MKP systém MSC MARC/MENTAT s deformační formulací metody konečných prvků. Jak už bylo v dřívějších pracích uvedeno, pokud probíhá výpočet „in-core“, (v paměti) je v některých případech PC až o 60% rychlejší než uvedená pracovní stanice ! Porovnáme-li poměr cena/výkon, pak se tyto stroje liší řádově. Z tohoto technického vývoje je také zřejmé, proč už není software pro PC je „levnější odnoží“ systémů pro workstation.

3. ZKUŠEBNÍ TĚLESA A MĚŘENÍ.

V této práci se numericky i experimentálně modeluje tlustostěnná (tl. 10 mm) válcová nádoba (Φ 100/80 mm, celk. výška 200 mm) s kulovým dnem; okótovaná schémata viz obr. 1 a 2, fotografie experimentálního modelu na obr. 3 a 4. Pojem „tlustostěnná“ je nutno chápat jako relativní, vzhledem k ostatním rozměrům tělesa i vzhledem ke zkoumaným vlnovým délkám. Nádoba je z běžné konstrukční oceli tř. 11.

Obr. 3 a 4.
Fotografie
zkušebního tělesa.



Pro experimentální měření odezvy nádoby byl použit laboratorní širokopásmový piezoelektrický nerezonanční snímač AE zkonstruovaný podle [15]. V předcházejících pracích [1,4,9] byly modelovány různé modifikace těchto snímačů a podrobně zkoumány jejich vlastnosti.

Buzení signálu bylo realizováno „pen-testem“, tj. lomem krátké tvrdé mikrotuhy o průměru 0,7 mm. Pro průběh v každém měrném bodě bylo provedeno 6 měření a uvažován jejich aritmetický průměr. Výsledky jsou dobře reprodukovatelné, jen málo pokusů muselo být pro větší odlišnost vyřazeno. Měření nelze provést (nelze přiložit snímač) na vnitřním zakřiveném povrchu nádoby.

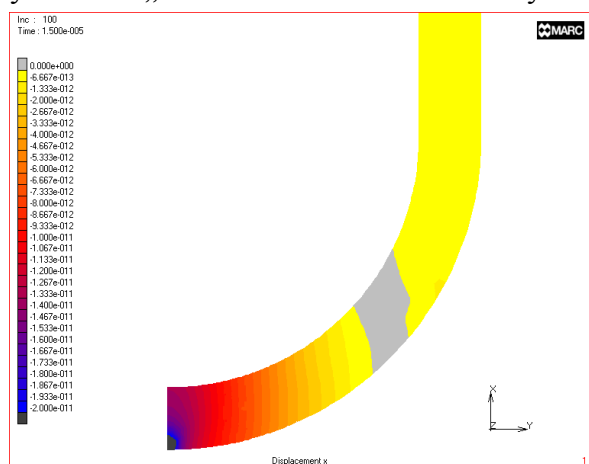
Jako záznamové zařízení byl použit digitální osciloskop TRACE s max. vzorkovací frekvencí 40 MHz a rozlišením 8 bitů. Měření bylo možno zaznamenávat bez předzesílení signálu.

4. VÝSLEDKY VÝPOČTŮ A MĚŘENÍ NA 2D MODELU.

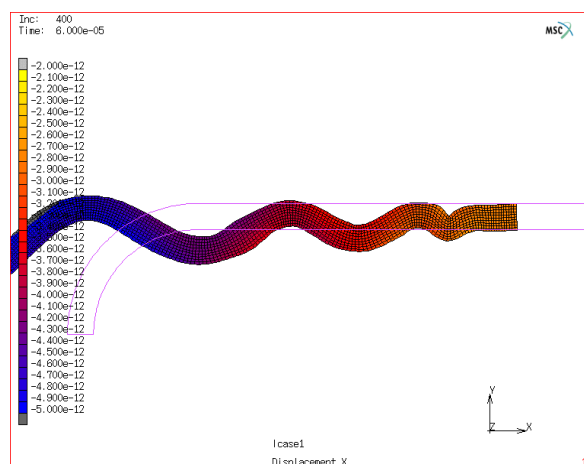
2D výpočet provádíme proto, že je to speciální případ, kdy lze modelovat prostorové těleso s relativně malým počtem prvků, takže si můžeme dovolit použít prvky menší, viz důvody uvedené výše. Prakticky jedinou možností, jak zde realizovat 2D experiment, je buzení v ose symetrie na vnější kulové ploše. Budit na vnitřní kulové ploše by bylo obtížné pro její špatnou přístupnost.

Jako první MKP výsledek si ukažme rozložení posuvu rovnoběžného s osou rotační symetrie pro čas $t = 15 \mu s$ v kulové části nádoby, obr. 5. Zde je zajímavé, že jakýmsi „borcením“ kulové plochy dochází k tomu, že její „střední“ část má posuv proti směru budící síly.

Na obrázku 6 vidíme ve zvětšeném měřítku deformaci nádoby v čase $t = 60 \mu s$. Dochází k výraznému „zvlnění“ válcové části nádoby.



Obr. 5. 2D model nádoby, kdy se část

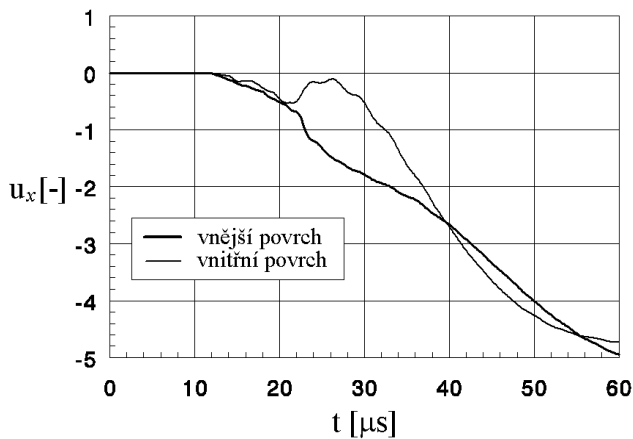


Obr. 6. Deformace nádoby v čase $t = 60 \mu s$.

deformovaného kulového dna pohybuje proti směru budící síly.

Dále si již ukažme konkrétní časové průběhy posuvů. Na obrázku 7 je výsledek MKP výpočtu – časový průběh axiálních posuvů v místě přechodu kulové a válcové části, a to pro vnější a vnitřní povrch. Vidíme, že v čase $t = 24,2 \mu s$, kdy do místa dorazila smyková vlna, se obě křivky výrazně rozcházejí, stěna se „naklápí“. Podobná situace se opakuje i „výše“, v polovině výšky válcové plochy (body 954 a 2434, viz schéma na obr.1).

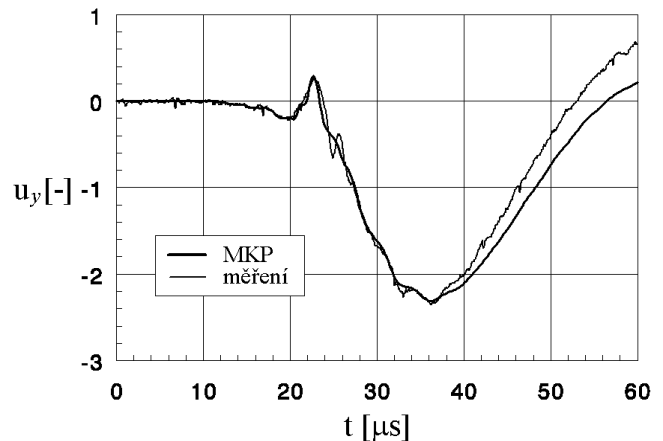
Obrázek 8 pak ukazuje na stejném místě časový průběh radiálního posuvu vnějšího povrchu. Porovnává se zde MKP výpočet s výsledkem měření. Vidíme poměrně velmi dobrou shodu obou křivek. Zajímavý je zákmit v čase $t = 26,1 \mu s$, kdy sledovaným místem přechází čelo Rayleighovy povrchové vlny. Čelo smykové vlny v čase $t = 24,2 \mu s$ je vyznačeno ostrým lokálním vrcholem. Zákmit, který je úzký, a je tedy nesen vysokofrekvenčními složkami spektra, je MKP výpočtem zachycen jen nepatrným zvlněním.



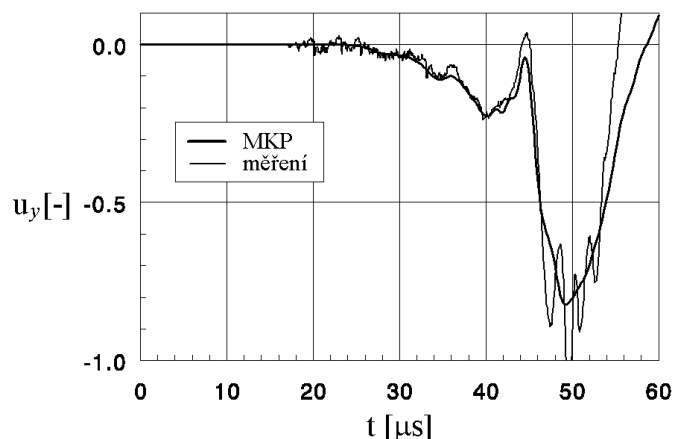
Obr. 7. Časový průběh axiálního posuvu vnější a vnitřní stěny nádoby na přechodu kulové a válcové části.

Poslední ukázka z 2D modelu je na obrázku 9, kde je porovnáván výpočet s měřením na radiálním posuvu uprostřed výšky válcové části (bod 954, viz schéma na obr.1). Vidíme, že průběhy se nejvíce liší v okolí času $t = 51,0 \mu s$, kde se nachází čelo Rayleighovy povrchové vlny. MKP výpočet s danými parametry už není schopen zachytit rozkmitání průběhu. Na volném konci válcové části (obr.neuveden) je tento jev ještě výraznější. V čase $t = 47,3 \mu s$ dorazí do sledovaného místa čelo smykové vlny, pokud počítáme jeho dráhu po vnějším povrchu nádoby. Po vnitřním povrchu dorazí o $5 \mu s$ dříve. Vrchol v okolí $t = 45 \mu s$ tedy opravdu odpovídá čelu smykové vlny.

Obr. 9. Porovnání vypočítaného a změřeného časového průběhu axiálního posuvu vnější stěny nádoby v polovině výšky válcové části nádoby.



Obr. 8. Porovnání vypočítaného a změřeného časového průběhu radiálního posuvu vnější stěny nádoby na přechodu kulové a válcové části.

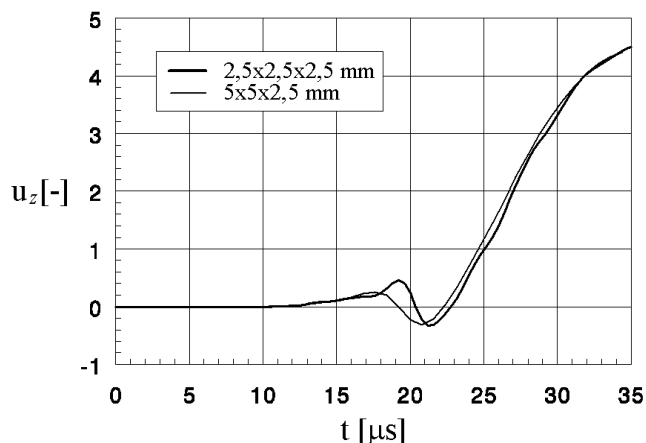


5. VÝSLEDKY VÝPOČTŮ A MĚŘENÍ NA 3D MODELU.

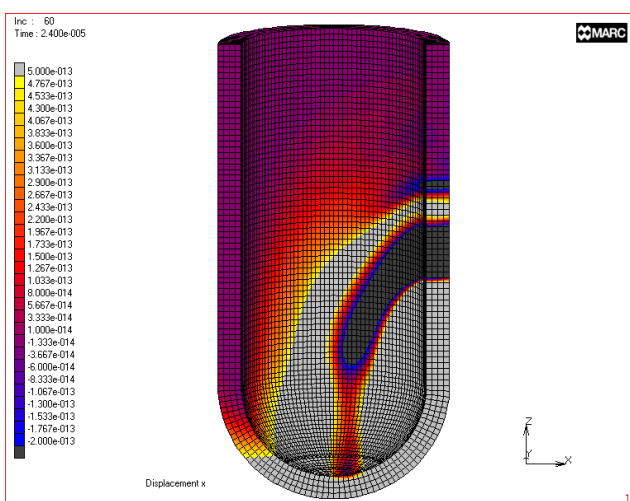
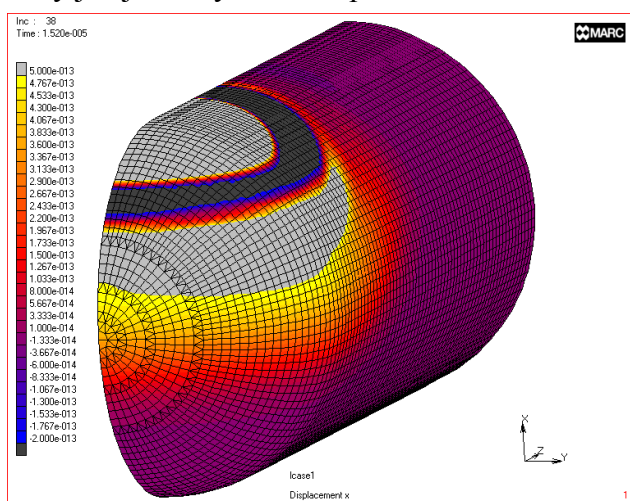
3D model nádoby je buzen radiální silou v místě přechodu kulové a válcové části. Model je tedy symetrický okolo roviny, v níž leží budící síla a osa rotační symetrie zkušební tělesa. Řešíme tedy jen jednu polovinu nádoby s příslušnými okrajovými podmínkami.

Na začátku této části se krátce vraťme k úvodní informaci o vlivu velikosti konečných prvků a časového kroku. Na obrázku 10 porovnejme časový průběh axiálního posuvu vnějšího povrchu kulové plochy (v uzlu 7100, viz obr.2) vypočítaný MKP za použití prvku o rozměrech $2,5 \times 2,5 \times 2,5$ mm a prvku $5 \times 5 \times 2,5$ mm. Také časový krok integrace je u velkých prvků dvojnásobně větší. Křivky se sice poněkud liší, ale jsou si podobné (stejně tak i na jiných místech modelu, zde neuvedeno). Obecné rysy odchylek jsou na našem obr.10 dobře vidět – průběh vypočítaný za použití větších prvků má poloviční meznou frekvenci. To znamená, že nejvyšší respektovaná frekvence oproti modelu s menšími prvky je poloviční. Tento filtrační efekt je nejvíce patrný v okolí strmých změn průběhu, které se absencí vyšších frekvencí stávají pozvolnější. Druhým obecným rysem je, že vlny z modelu s většími prvky se poněkud více zpožďují. Tento jev je také přirozeným (byť nežádaným) důsledkem časové a prostorové diskretizace kontinua. Vysvětlení plyne z tvaru disperzní křivky (resp.plochy) pro časovou integraci Newmarkovo metodou a pro prostorovou diskretizaci s konzistentní maticí hmotnosti. Podrobnější vysvětlení např. v [2,3].

Obr. 10. Porovnání časového průběhu posuvu při MKP výpočtu s dvojnásobně velkým konečným prvkem i časovým krokem.



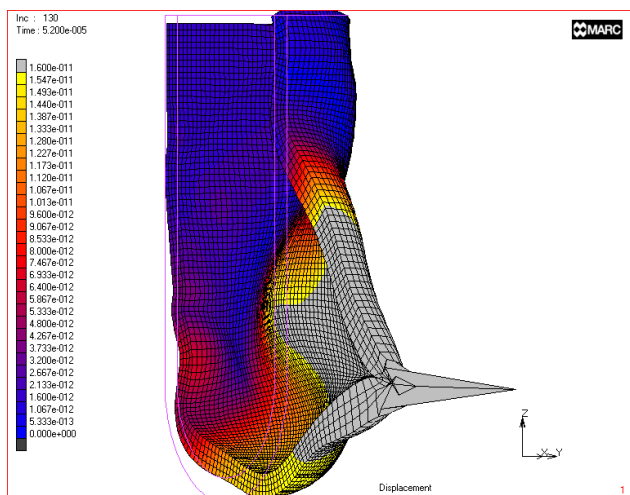
Na následujících obrázcích 11 a 12 je na numericky vypočítaném rozložení radiálního posuvu ilustrativně ukázáno šíření vlnového rozruchu od místa buzení. Obrázek 11, vnější pohled, je pro čas $t = 15,2 \mu s$ a obrázek 12 s pohledem dovnitř nádoby je pro čas $t = 24 \mu s$. Zobrazena je vždy jen jedna symetrická polovina modelu.



Obr. 11 a 12. Rozložení radiálního posuvu pro čas $t = 15,2 \mu s$ a $t = 24 \mu s$.

Následující obr.13 pak ukazuje ve zvětšeném měřítku rozložení posuvů pro čas $t = 52 \mu s$. Na konferenci, bude-li to možné, budou předvedeny animace šíření vln a deformování nádoby.

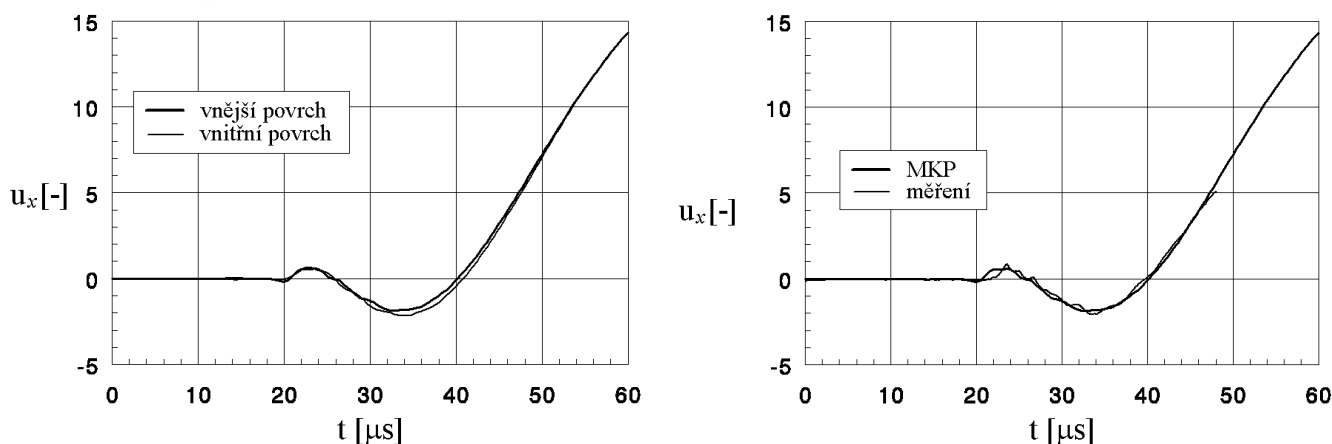
Obr. 13. Rozložení posuvu (celková deformace) pro čas $t = 52 \mu s$.



Na obrázcích 14 a 15 jsou uvedeny časové průběhy radiálního posuvu v polovině výšky válcové plochy, v místě „nad“ působištem budící síly, v rovině dané budící silou a osou rotační symetrie. (použijeme-li pro určení místa na modelu nádoby netechnické označení „nad“, „pod“, „vlevo“ apod., je to vztaženo k poloze modelu tak, jak je uveden na schématu na obr. 2). Na obr.14 jsou porovnány MKP průběhy na vnitřním a vnějším povrchu nádoby. V tomto místě, kde snímáme posuv kolmý k ploše vzorku a zároveň rovnoběžný se směrem budící síly, se křivky příliš neliší.

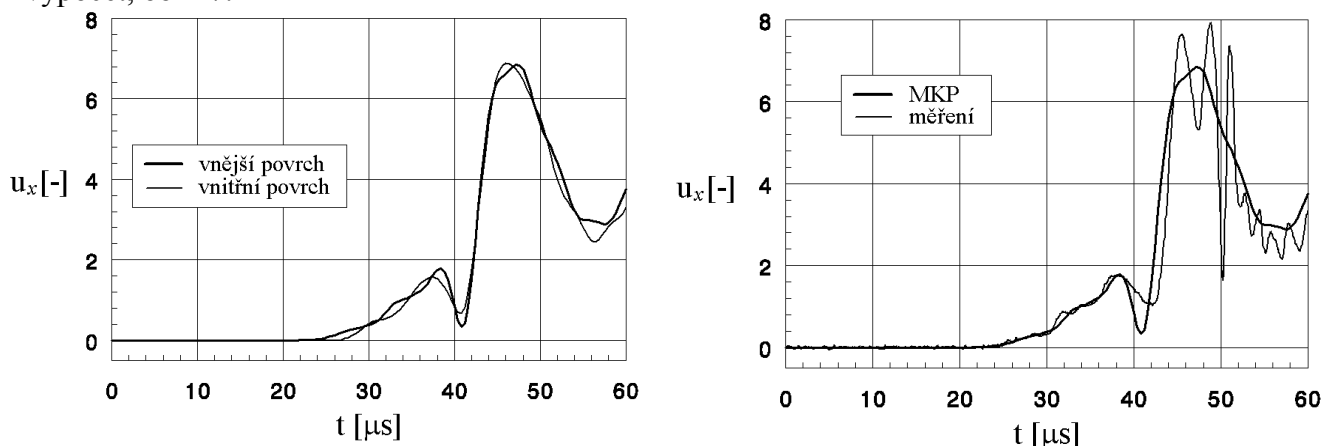
Obrázek 15 pak porovnává posuv vnějšího povrchu s výsledkem měření. I zde je shoda velmi dobrá. Vidíme, že naměřený průběh je oproti výpočtu mírně rozkmitaný.

Úroveň shody průběhů ještě dále od místa buzení, až na hraně nádoby v uzlech 27156 a 27160 (viz schéma 2) je podobná uvedeným křivkám. Jen abs. velikost výchylek je menší, (neuvedeno).



Obr. 14 a 15. Časový průběh radiálního posuvu v uzlech 8334 a 8566 (viz obr.2) na vnitřním a vnějším povrchu nádoby. Porovnání s experimentem na vnějším povrchu.

Dále jsou uvedeny průběhy radiálního posuvu na přechodu válcové a kulové plochy v uzlech na protější straně nádoby, ve stejné přímce jako leží budící síla; uzly 2729 a 6057, viz schéma na obr.2. Jedná se opět o průběh posuvu kolmého ke stěně a rovnoběžného s budící silou. Nedochází zde k „ohýbání stěny nádoby“ a posuv vnitřní a vnější plochy se příliš neliší, viz obr. 16. Odchylka o experimentu je zde ale větší, naměřený průběh je více rozkmitán než frekvenčně omezený MKP výpočet, obr 17.

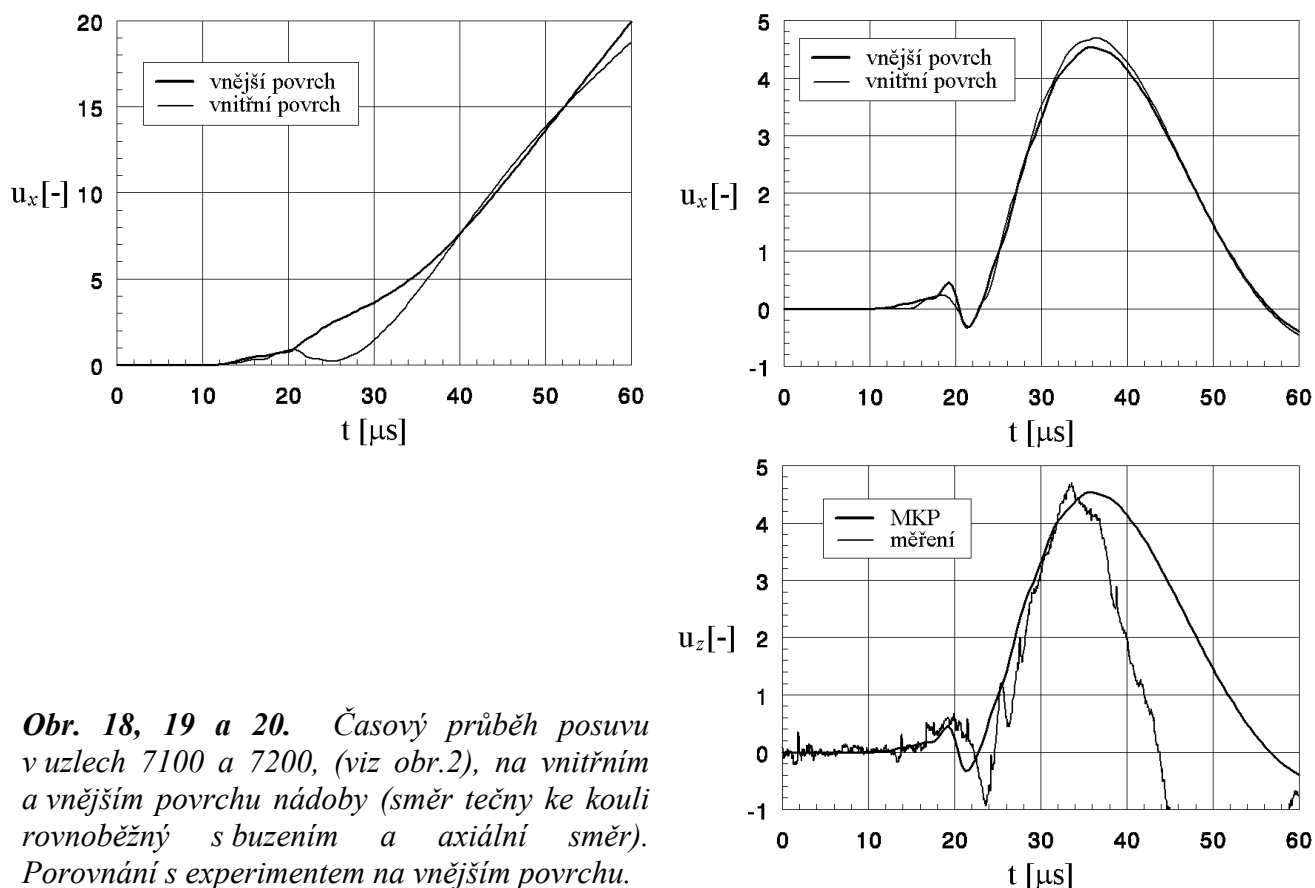


Obr. 16 a 17. Časový průběh radiálního posuvu v uzlech 2729 a 6057 (viz obr.2) na vnitřním a vnějším povrchu nádoby. Porovnání s experimentem na vnějším povrchu.

V místě „nad“ právě uvedeným, v uzlech 12.278 a 27.126, viz schéma obr.2, je shoda s experimentem lepší, protože průběhy nejsou tak strmé. Jdeme-li ještě „výše“, k uzlům 27.228 a 27.419 je shoda posuvů vnitřního a vnějšího povrchu také dobrá. Absolutní velikost výchylek je však téměř o řád menší než na přechodu kulové a válcové části a naměřený průběh je hodně rozkmitaný, (neuvedeno).

Na následující trojici obrázků 18, 19 a 20 sledujeme průběhy posuvů na „nejnižším“ místě nádoby, v uzlech 7100 a 7200, viz schéma obr.2. Na obrázku 18 je průběh posuvu rovnoběžného s budící silou, tedy zde tečného ke kulovému povrchu. Stejně jako u 2D modelu u průběhu na obr.7, i zde dochází k „ohýbání“ stěny nádoby a křivky se náhle v čase $t = 24,2 \mu s$, kdy dorazí čelo smykové vlny, rozcházejí. Čas je počítán pro delší dráhu na vnější straně nádoby. Na obrázku

vidíme, že čelo smykové vlny dorazí cca o $3 \mu s$ dříve, což přibližně odpovídá dráze ve středu tloušťky stěny. Obrázek 19 ukazuje průběhy posuvu axiálního, kolmého k povrchu, kde k tomuto jevu nedochází a křivky jsou si velmi podobné. Na obr.20 je pak porovnání axiálního posuvu s měřením na vnějším povrchu. Vidíme zde například, že drobné zákmity v okolí čela Rayleighovy vlny, $t = 26,1 \mu s$, nejsou MKP výpočtem vůbec zachyceny. Pro delší čas pak se křivky dosti rozcházejí, což může být způsobeno jak disperzními jevy při numerickém výpočtu, tak třeba i vybíjením náboje vnitřními svody v piezoelementu snímače.

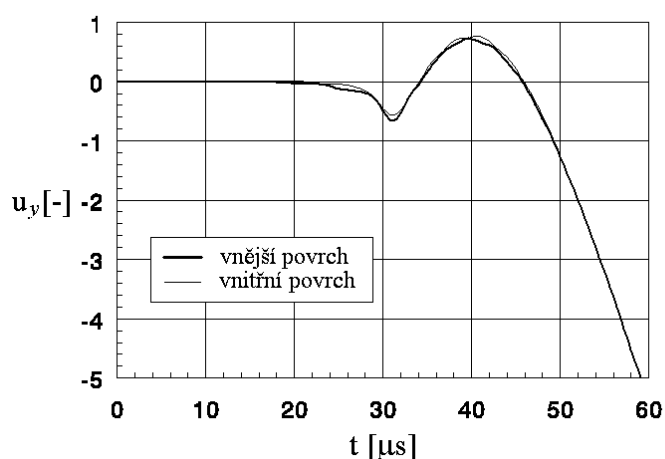
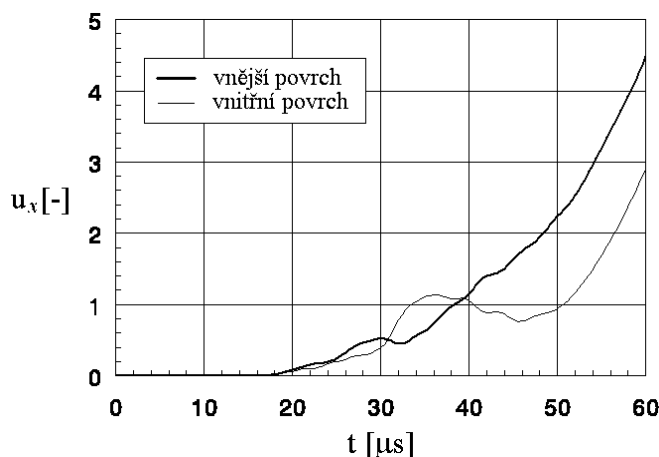


Obr. 18, 19 a 20. Časový průběh posuvu v uzlech 7100 a 7200, (viz obr.2), na vnitřním a vnějším povrchu nádoby (směr tečny ke kouli rovnoběžný s buzením a axiální směr). Porovnání s experimentem na vnějším povrchu.

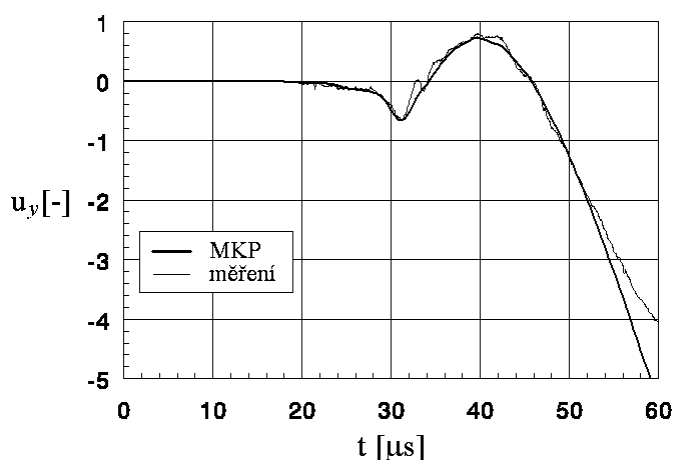
Průběhy na přechodu válcové a kulové plochy v uzlech 2697 a 6025, 90 úhlových stupňů od místa buzení, viz obr.2, mají podobný charakter jako právě uvedené (obr.18, 19 a 20). Jen k jevu „ohýbání“ stěny v čase $t = 24,2 \mu s$ dochází (přirozeně) pro posuv rovnoběžný s budící silou, zde tečný k povrchu. Posuvy vnitřní a vnější plochy kolmé k povrchu se téměř shodují. Analogická je i shoda s experimentem.

Poslední trojice časových průběhů je na obrázcích 21, 22 a 23. Jedná se o „kombinovanou“ polohu, a to o uzly „nad“ budící silou a zároveň „bokem“, uzly 10.422 a 25.270, viz schéma na obr.2. Na obr.21 je časový průběh posuvu rovnoběžného s budící silou, tečného k válcové ploše, kde se opět projevuje „ohýbání“ stěny, ale složitěji. Křivky se 2x křížují. Radiální posuvy kolmé k povrchu se uvnitř a vně nádoby shodují velmi dobře (obr.22) a také velmi pěkná je zde shoda s experimentem (obr.23).

Ještě „výše“, tj. v uzlech 27.196 a 27.387, viz obr.2, je situace podobná, včetně násobného křížení posuvů tečných k válcovému povrchu, jen výchylky jsou absolutně menší, (neuvedeno).



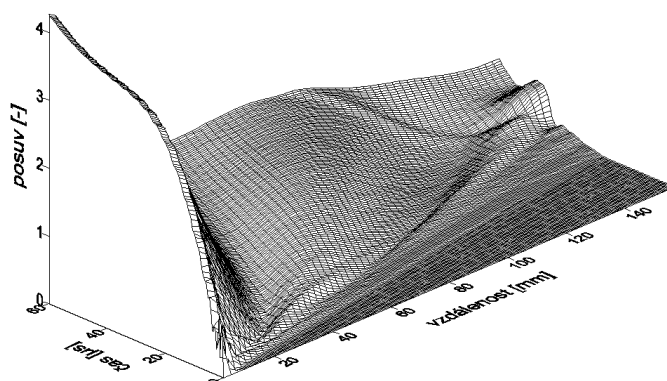
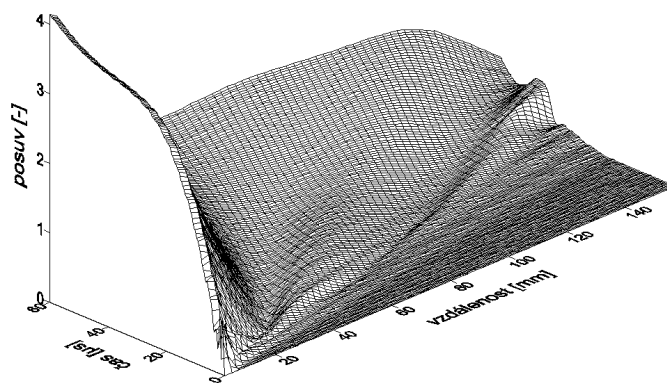
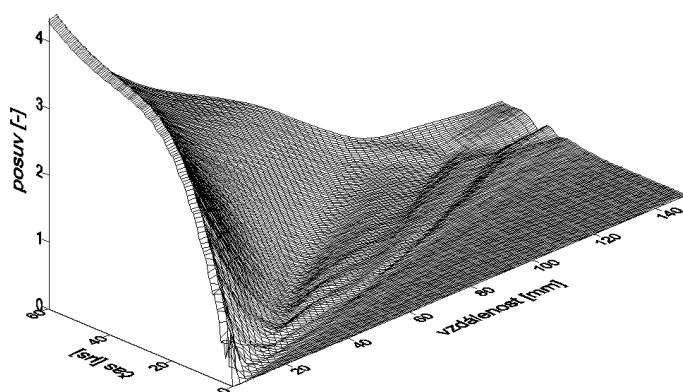
Obr. 21, 22 a 23. Časový průběh posuvu v uzlech 10.422 a 25.270, (viz obr.2), na vnitřním a vnějším povrchu nádoby (směr tečny k válci rovnoběžný s buzením a radiální směr). Porovnání s experimentem na vnějším povrchu.



Na závěr si uvedme sumární výsledky, které lépe zobrazují vlnový charakter tohoto modelu. Budou uvedeny časové průběhy celkového posuvu pro všechny body na třech liniích vycházejících vždy z místa buzení. Zde odvoláváme na obrázek 2, kde jsou tyto linie vyznačeny zelenými šipkami. První je směrem „nahoru“, od místa buzení po přímce na válcové ploše až k hraně nádoby, (obr.24). Druhá linie je vedena po půlkružnici od místa buzení „dolů“ přes kulovou plochu až přechodu do válce, (obr.25). Třetí linie vedena také po půlkruhu, ale sleduje rozhraní válcové a kulové plochy a končí na stejném místě jako předchozí, (obr.26).

Na obrázcích nelze už tak dobře rozpoznávat jednotlivé typy vln, jako u jednoduchých těles, zejména u prizmatických (viz práce [8,10-14]). Všechny linie jsou vedeny po nejkratší dráze, takže vlny jdoucí touto trasou nemohou být „předběhnuty“. Na obrázcích je vždy vpravo dole plochá trojúhelníková oblast ještě nezasažená vlnovým dějem. Pro první průběh, na válcové ploše, jsou charakteristické opakované zákmity, jemné zvlnění. Druhý a třetí graf jsou si zejména ze začátku dosti podobné. Pro třetí linii na rozhraní kulové a válcové plochy ale vidíme, jak se z druhé strany začíná blížít čelo smykové (!) vlny, které oběhlo nádobu opačným směrem. Překvapivě se tedy nejedná o čelo Rayleighovy povrchové vlny, které je poněkud pomalejší a navíc postupuje při povrchu, tedy delší dráhou. Vlny z obou stran pak spolu interagují a plocha 2. a 3. grafu se v těchto místech liší. Poslední křivka ve vzdálenosti 157 mm ale musí být stejná, protože obě linie se zde setkávají v jediném bodě.

K dispozici jsou i animace těchto průběhů na počítači. Na nich je možno pozorovat, jak jednotlivá vlnová čela postupují.



Obr. 24, 25 a 26. Časový průběh celkového posuvu ve všech uzlech na liniích vyznačených zelenými šipkami na schématu na obr.2.

6. ZÁVĚR.

Cílem rozsáhlejšího úkolu je blíže poznat zákonitosti šíření elastických vln v tělesech s obvyklými konstrukčními prvky, a to zejména pro potřeby aplikace metody AE. Bylo již studováno šíření elastických vln při přechodu přes různé vysoká osazení na hranolu a přes různé hluboké vruby. Podobně byly již také modelovány různě osazené rotačně symetrické válce (osazené hřídele) a ještě je připraven hranol a kruhové desky s otvory. Tato práce se zabývala modelováním šíření elastických vln v tlustostěnné nádobě.

Na jednotlivých průbězích lze zejména pozorovat Rayleighovy vlny (lépe u posuvů kolmých k povrchu). Časy jejich příchodů odpovídají dráze šíření těchto vln po povrchu tělesa. Výrazné jsou také smykové vlny, jejich čelo se projevuje náhlou změnou směru posuvu vnitřního a vnějšího povrchu, dochází k jakémusi „naklápění“ stěny. Časy příchodů jejich čel ale odpovídají dráze šíření přibližně ve středu tloušťky stěny nádoby. To je u tohoto tlustostěnného modelu dosti významný rozdíl.

Výsledky numerických simulací metodou konečných prvků jsou porovnávány s experimenty. To jednak posiluje důvěryhodnost samotného měření bez ověřovacího výpočtu (např. měření akustické emise v terénu) a druhé straně i důvěryhodnost výpočtu, když nejsou zkušební tělesa k dispozici anebo nelze měření provést (numerické modelování). Dosažená shoda numerických simulací a experimentů je relativně velmi dobrá. Vzniklé odchylky jsou způsobeny zejména frekvenčním omezením MKP, daným velikostí prvku a časového kroku integrace. V důsledku tohoto filtračního efektu jsou MKP výsledky relativně hladké a ani nemohou obsahovat strmé změny, jako např. relativně vysokofrekvenční čela Rayleighových vln. Někde je patrné i mírné časové posunutí mezi výpočtem a experimentem, které také plyne z disperzních vlastností MKP pro nestacionární výpočty.

Nestacionární numerické výpočty jsou náročné na výkony počítačů, a tak jejich možnosti v našich podmínkách zatím poněkud zaostávají za možnostmi měření. Vše se ale rychle mění...

7. LITERATURA.

- [1] Hora P. & al.: *Nové metody vyhodnocování signálů akustické emise*. Závěrečná zpráva o řešení grantu GAČR č.101/94/0971, Plzeň, Západočeská univerzita, 1997.
- [2] Morávka Š.: *Porovnání analytického řešení nestacionární rázové napjatosti kontinua s výpočtem pomocí MKP.*, Strojnícky čas.49, č.6, str.406-425, Bratislava, 1998.
- [3] Morávka Š.: *Testování možností modelování nestacionárního šíření napětových vln metodou konečných prvků*. Národní konference *Inženýrská mechanika '98*, str.489-494, Svratka, květen 1998.
- [4] Morávka Š.: *Analýza širokopásmového snímače napětových vln*. Kolokvium *Diagnostika a aktivní řízení '98*, str.29-34, Brno VUT, listopad 1998.
- [5] Morávka Š.: *Společné posouzení vedlejších účinků časové a prostorové diskretizace při nestacionárním zatížení*. Národní konference *Inženýrská mechanika '99*, str. 391-396, Svratka, květen 1999.
- [6] Morávka Š.: *Disperze vln na MKP modelu způsobené současně časovou a prostorovou diskretizací kontinua*. Konference *Výpočtová mechanika '99*, str. 255-261, Západočeská univerzita, Nečtiny, říjen 1999.
- [7] Morávka Š.: *Side Effect of Simultaneous Spatial and Temporal Discretization of a Continuum Under Transient Load*. In: *Proceedings of University of West Bohemia 1999*, page 127-135, Plzeň, April 2000.
- [8] Morávka Š.: *The Elastic Wave Propagation over the Shape Transitions of Bodies*. International Conference *Engineering Mechanics 2000*, Svratka, page 133-138, Czech Republic, May 2000.
- [9] Morávka Š.: *The Analysis of the Broadband Transducer of Strain Waves*, 38th International Conference *EAN 2000*, page 199-206, Třešť, Czech Republic, June 2000.
- [10] Morávka Š.: *Šíření elastických vln v prizmatických tělesech se strmými změnami tvaru*. 16.konference s mezinárodní účastí, *Computational Mechanics 2000*, str. 283-290, Nečtiny, Czech Republic, October 2000.
- [11] Morávka Š.: *Modelování šíření napětových vln pro účely zpětné rekonstrukce zdroje akustické emise*, Závěrečná zpráva o řešení grantu GAČR č.101/97/P007, Plzeň, Západočeská univerzita, leden 2001.
- [12] Morávka Š.: *Numerical and Experimental modelling of the elastic wave propagation in the shafts with offsets. Affecting of measurements by transducer's presence*. National conference with international participation *Engineering Mechanics 2001*, p.177, Akademie věd ČR, Svratka, květen 2001.
- [13] Morávka Š.: *Porovnání numerického modelu šíření elastických vln v tělesech s výsledky měření piezoelektrickým snímačem. Vliv přítomnosti snímače na měření*. 38th International Conference *EAN 2000*, pp. 231-236, Tábor, June 2001.
- [14] Morávka Š.: *Šíření elastických vln v rotačně symetrických tělesech s tvarovými přechody - 3D MKP model a experiment. Zpětné ovlivnění měření přítomností snímače*. 17.konference s mezinárodní účastí *Výpočtová mechanika 2001*, str.223-230, Západočeská univerzita, Nečtiny, listopad 2001.
- [15] Proctor T. M. Jr.: *An Improved Piezoelectric Acoustic Emission Transducer.*, J.Acoust. Soc. Am., vol. 71, pp. 1163-1168, No. 5, 1982.