

# ŠÍŘENÍ ELASTICKÝCH VLN V PRIZMATICKÝCH TĚLESECH SE STRMÝMI ZMĚNAMI TVARU.

Š.Morávka, P.Hora \*

## Úvod.

Děje v materiálu mechanicky nebo tepelně namáhané konstrukce lze sledovat nedestruktivní metodou akustické emise. Informace o těchto procesech jsou neneseny elastickými vlnami, které snímají snímače na povrchu diagnostikovaného tělesa nebo konstrukce. V současné době jsme schopni analyzovat jen relativně malou část získané informace. Poměrně spolehlivě lze registrovat četnost emisních událostí v průběhu zatěžování. Dále, zejména u geometricky jednodušších těles, lze poměrně spolehlivě lokalizovat zdroj emise. Ostatní informace, zejména o charakteru emisní události, jsou zjišťovány nepřímo – z intenzity signálu, jeho náběhu, frekvenční charakteristiky apod. Nejmodernější metody, které ještě zdaleka nejsou ve fázi průmyslového nasazení, se snaží zpracovávat získaný signál bez ztráty informace, např. použitím umělé neuronové sítě. Cílem metod je přesně lokalizovat a charakterizovat zdroje AE časovým průběhem vektoru budící síly nebo tenzoru momentů. Pak bude možno kvalifikovaně posoudit procesy odehrávající se v materiálu, nebezpečí ztráty stability a rozvoje mechanického porušení či určit zbytkovou životnost konstrukce, např. lit. [1]. Pro určení charakteristik zdroje AE je ale nutno signál „očistit“ od vlivu geometrického tvaru tělesa (odrazy od povrchů), eliminovat vliv přenosové charakteristiky použitého snímače (frekvenční charakteristika, citlivost apod.) a vliv elektronického zpracování (frekvenční a časový rozsah, rozlišení atd.).

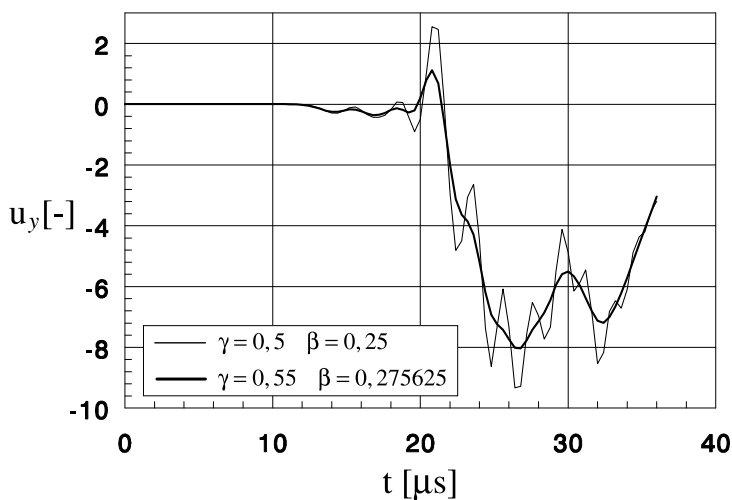
Tato práce je zaměřena na poznání jednoho z výše uvedených vlivů – a to vlivu tvaru těles na šíření elastických vln. Analyticky, numerickým a experimentálním modelováním stanovujeme Greenovy funkce zkušebních vzorků s charakteristickými konstrukčními prvky. Zde se zaměřujeme na šíření vln v prizmatických tělesech s náhlým přechodem, schodem. Greenovy funkce vyčíslujeme jen ve zvolených bodech těles (kde lze a je vhodné umístit snímače) a jen pro buzení ve zvolených referenčních bodech.

## Použité metody.

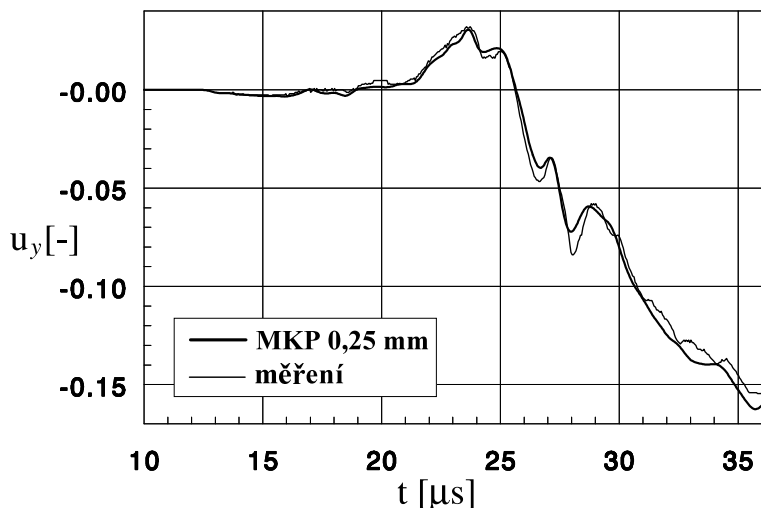
Pro zkoumání šíření elastických vln používáme různé metody, které vzájemným porovnáváním verifikujeme. První je analytický výpočet vycházející z exaktních rovnic kontinua - metoda zobecněného paprsku. Je založena na metodě integrálních transformací. Pro stanovení inverzní Laplaceovy transformace nevyužívá sumace přes rezidua, ale změnou integrační cesty je možno stanovit Laplaceův předmět přímou inspekcí. Její předností je absence jakýchkoli artefaktů před příchodem prvního čela vlny a lze ji výhodně použít v případě blízkého pole a krátkých časů, lit. [2], [3].

---

\* Dr.Ing.Štefan Morávka, Ústav fyzikálního inženýrství Západočeské univerzity, E-mail: [moravka@ufy.zcu.cz](mailto:moravka@ufy.zcu.cz), Ing. Petr Hora, CSc., Centrum diagnostiky materiálů Ústavu Termomechaniky AV ČR, E-mail: [hora@ufy.zcu.cz](mailto:hora@ufy.zcu.cz), oba Veleslavínova 11, 301 14 Plzeň, tel.: 019/7236415, fax: 019/7220787.



**Obr. 1** Účinek numerického tlumení volbou koeficientů Newmarkovy integrační metody.



**Obr. 2** Porovnání svislého posuvu vypočteného na rotačně symetrickém modelu s prvky 0,25 mm s výsledkem měření.

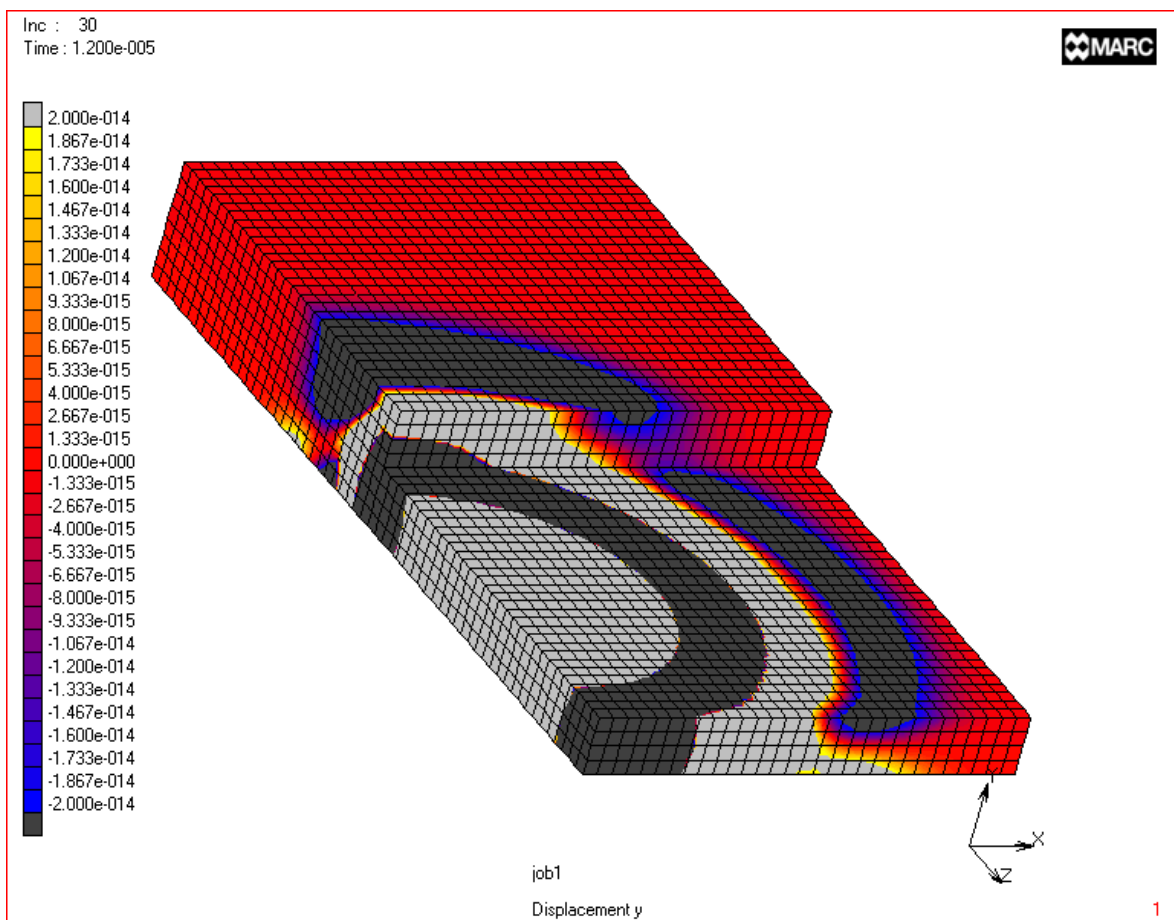
značně „členité“. Kdybychom ale použili např. 10x menší prvek, dostali bychom se u nejmenšího z modelů, schodu 10 mm, k číslu 10,8 mil. prvků! Pokusili jsme se toto omezení alespoň obejít, a to 2D rotačně symetrickým modelem. Schod pak není přímý, ale kruhový. Nicméně průběhy pro prvky 2,5 mm (ve 2D i 3D případě) jsou velmi podobné, téměř shodné (obrázek neuveden). Na obr. 2 je časový průběh svislého posuvu na schodu 10 mm (vlna jde směrem dolů se schodu) spočtený rotačně symetrickým modelem s prvky o hraně 0,25 mm a porovnán s výsledkem experimentu. Vidíme, že shoda je řádově (!) lepší, než u prvků 2,5 mm. Narážíme zde na technické omezení, protože nestacionární MKP výpočty s desítkami milionů prvků není zatím možné v našich podmínkách realizovat.

Pro experimentální měření byl použit laboratorní nerezonanční piezoelektrický snímač, zkonstruovaný podle [6]. Vlastnosti různých modifikací tohoto snímače již byly podrobně zkoumány, např. [7] a [1]. Měření byla realizována na zapisovači tranzientních jevů MAURER-ADAM s maximální vzorkovací frekvencí 20 MHz a rozlišením 10 bitů, kde byl jako zdroj silového buzení jednotkovým skokem použit lom křemenné kapiláry a na digitálním osciloskopu Trace s max. vzorkovací frekvencí 40 MHz, ale s rozlišením jen 8 bitů, kde byl signál vybudován lomem tuhy (pen-test).

Pro numerické simulace je použita deformační formulace metody konečných prvků v software MARC/MENTAT. Tělesa jsou modelována cca 11000 až 14500 prostorovými, osmi-uzlovými, izoparametrickými prvky. Je použita Newmarkova metoda přímé časové integrace s koeficienty  $\beta = 0,275625$  a  $\gamma = 0,55$ , které zaručují její bezpodmínečnou numerickou stabilitu a současně zavádějí slabé numerické tlumení. Vhodnost této volby byla diskutována a testována v [4]. Z obrázku 1 je patrné, jak tlumení eliminuje rušivý vliv vyšších frekvencí.

Pro kvalifikovanou volbu velikosti konečných prvků a časového kroku integrace se využívá dřívějších znalostí o vedlejších jevech způsobených účinky časové a prostorové diskretizace současně, podrobněji v [5]. Velikost konečných prvků (hrana 2,5 mm) a časového kroku ( $\Delta t = 4 \cdot 10^{-7}$  sec.) byly voleny ve vzájemné relaci tak, aby výpočet v limitním případě, kdy na délku vlny připadají dva prvky, respektoval frekvenci do cca 1,25 MHz. Je však zřejmé, že by bylo vhodné použít menších prvků a odpovídající menší časový krok. Měření byla prováděna s frekvencí 20 MHz a průběhy jsou

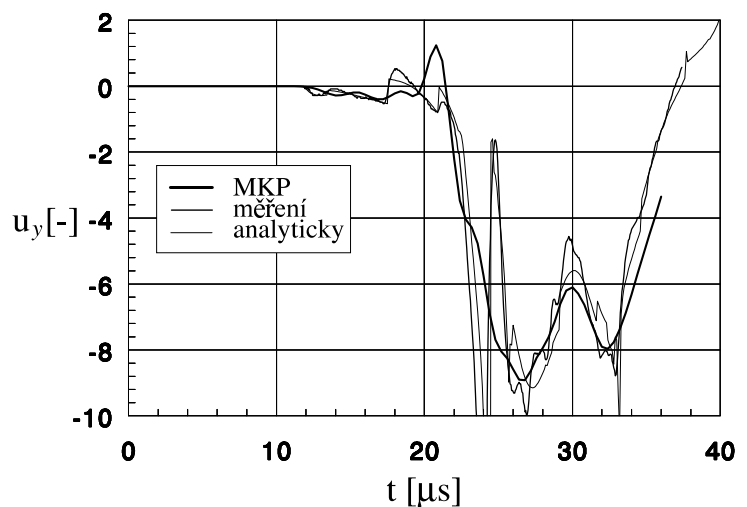
Tyto práce jsou prováděny na několika sadách zkušebních těles s různou geometrií a s tvarovými přechody běžnými u mnoha konstrukcí. Zde uvádíme výsledky z hranolů 150x150x20 mm, které jsou na jedné polovině osazeny o 0, 1, 2,5, 5 a 10 mm. Na obr. 3 je uveden jeden příklad vzorku s osazením 10 mm. Zobrazena je symetrická polovina vzorku.



**Obr. 3** MKP model „schodu“ s rozložením posuvů ve směru osy „y“ v čase  $t = 12 \mu\text{sec}$ .

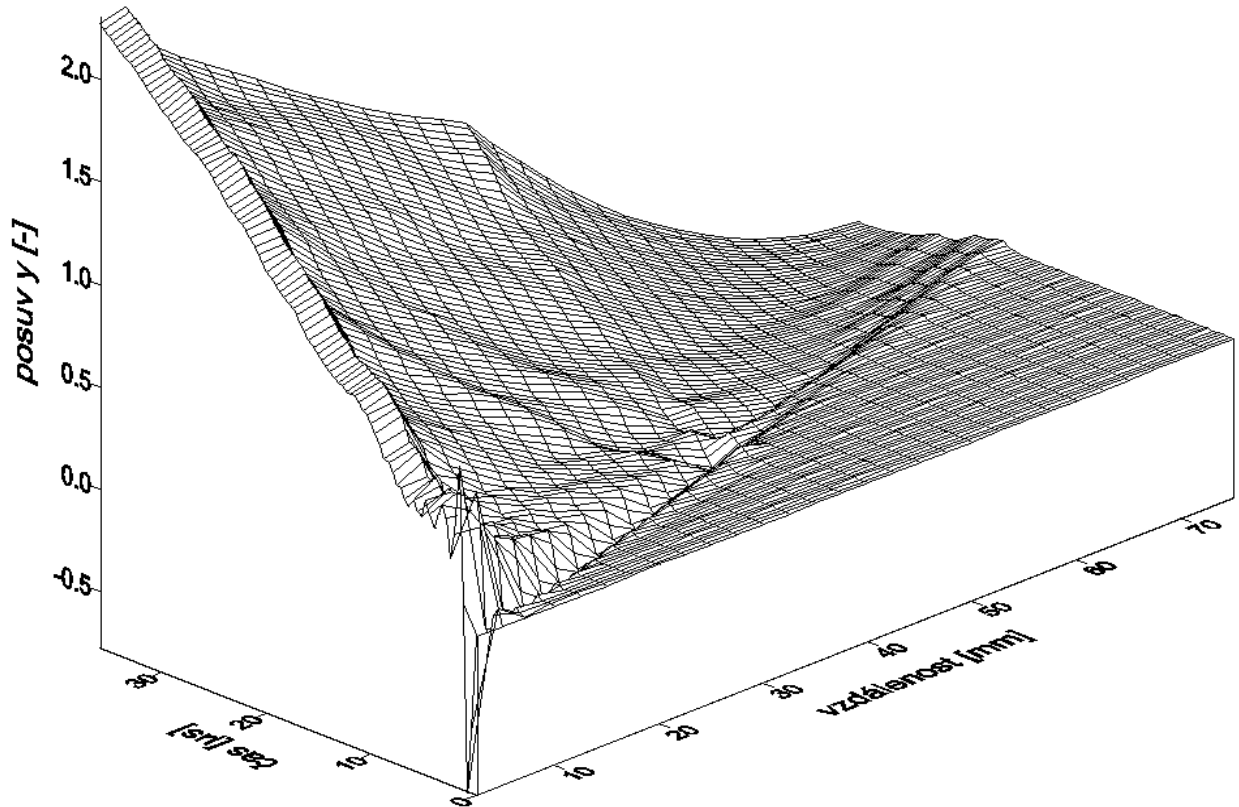
### Ukázky výsledků.

Vzorky osazených hranolů jsou buzeny silově jednotkovým skokem uprostřed osazené nebo neosazené části. Snímač je umístěn uprostřed druhé části. Úloha je tedy symetrická okolo roviny v níž leží budící síla a osa snímače. Na obrázku 4 jsou pro vzorek bez osazení uvedeny časové průběhy posuvu kolmého k povrchu - výsledky MKP, měření a analytický průběh. Vidíme zde několik zajímavých skutečností. MKP výpočet kromě mírného zavlňení téměř vůbec nezachycuje čelo Rayleighových vln. Není to chyba, ale důsledek filtračního efektu MKP. Pro daný model je mezná

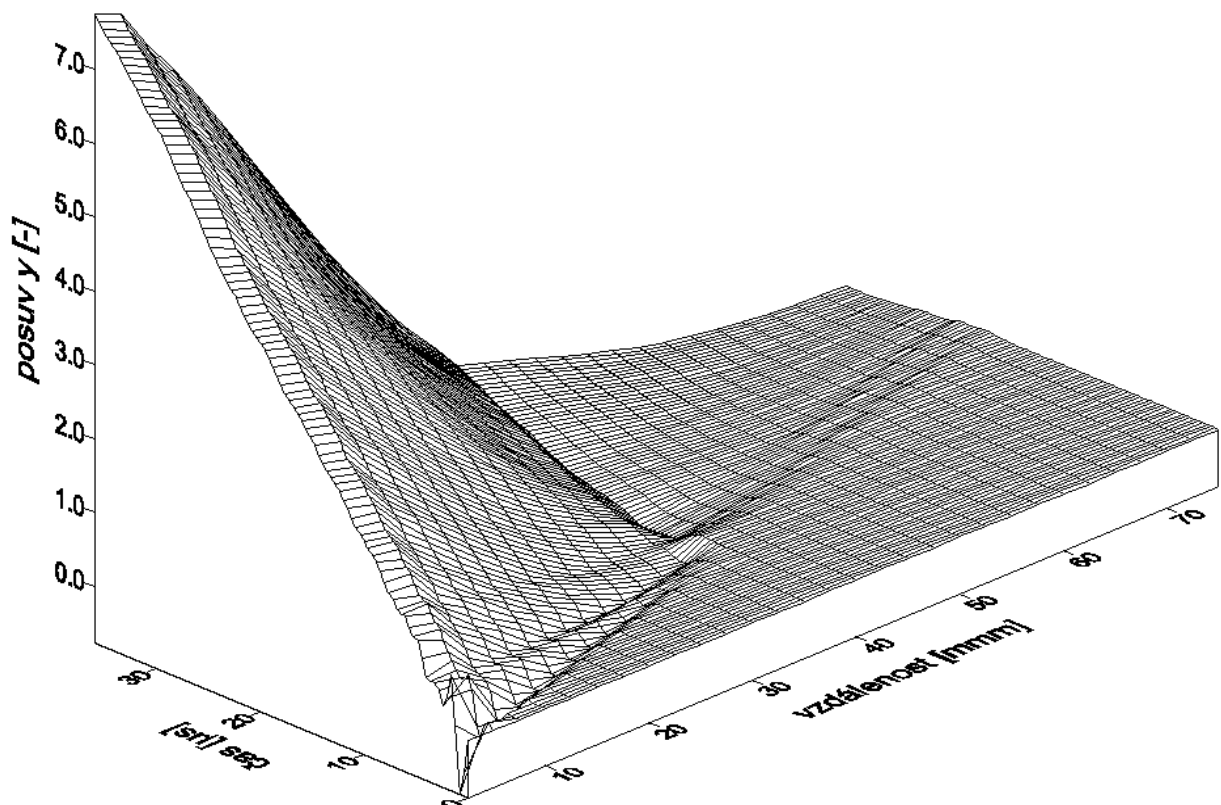


**Obr. 4** Porovnání výsledků paprskové metody, MKP, a měření na destičce bez osazení.

frekvence dilatačních vln cca 1,25 MHz. Frekvenční analýza změřeného průběhu však ukazuje, že čelo Rayleighových vln je tvořeno frekvencemi okolo 3 MHz. Pravděpodobně také z důvodu absence vyšších frekvencí vzniká neshoda i v oblasti před tímto čelem. MKP výsledky jsou hladké a ani nemohou obsahovat strmé změny (srv. s 10x menšími prvky a časovým krokem na 2D případě, obr. 2).



**Obr. 5** Rozložení časových průběhů svislého posuvu na tělese s osazením 10 mm při postupu vln přes osazení směrem „dolu“.



**Obr. 6** Rozložení časových průběhů svislého posuvu na tělese s osazením 10 mm při postupu vln přes osazení směrem „nahoru“.

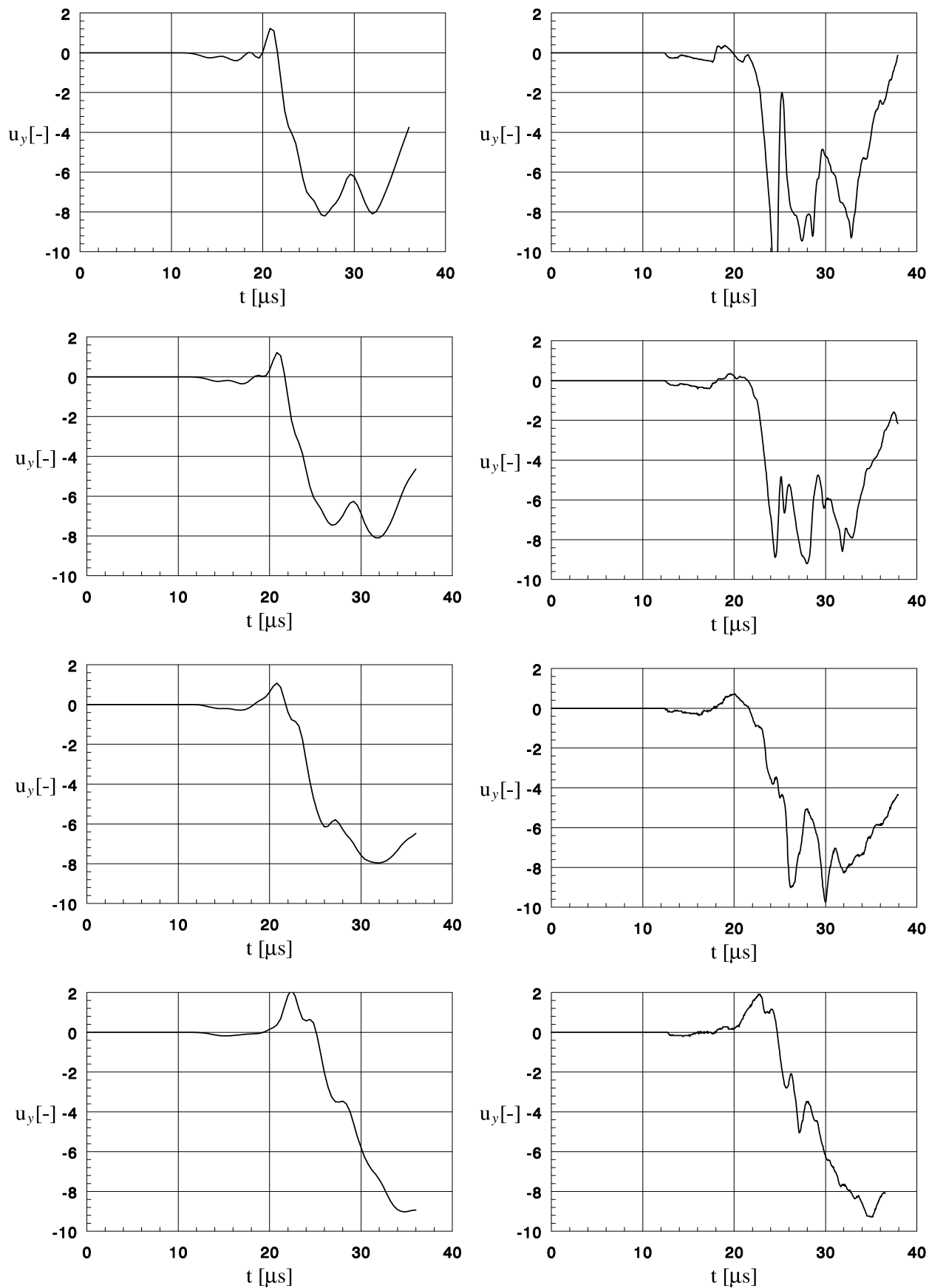
Na obrázku 5 je pro těleso s osazením 10 mm uvedeno rozložení časových MKP průběhů posuvu kolmého k povrchu od místa buzení až po snímač při postupu vln přes osazení směrem dolů (buzení na neosazené části). Na obrázku 6 je totéž pro opačný směr postupu vln. Plochou trojúhelníkovou oblastí na pravé části obou obrázků prochází čelo dilatační vlny, které však není vidět. Před ním je plocha ještě nezasazená vlnovým dějem. Patrné je až čelo Rayleighovy vlny, které po přechodu osazení (37,5 mm od místa buzení) zvolna zaniká. Na vzorcích s nižším osazením zčásti prochází a na vzorku bez osazení není potlačeno vůbec. Zdá se, že osazení je překážkou pro postup Rayleighovy vlny, a to v obou směrech postupu. Při postupu směrem „nahoru“ je čelo Rayleighovy vlny ukončeno ještě strměji (obr. 6). V prvním případě se ale čelo Rayleighovy vlny se neztratí. Na obrázku 5 vidíme jeho odraz čelní plochy osazení. Za ním se rýsuje ještě jedno přibližně s ním rovnoběžné vlnové čelo, které by mohlo být odrazem od čela osazení vlny odražené ode dna. To už je ale velmi hypotetická spekulace.

Na druhé části (vzdálenost > 37,5 mm) se pak objevuje vlnové čelo, které patří odrazu ode dna vzorku, pravděpodobně P-S. Na vzorcích s malým nebo žádným osazením je toto čelo pozorovatelné už od vzdálenosti cca 20 mm.

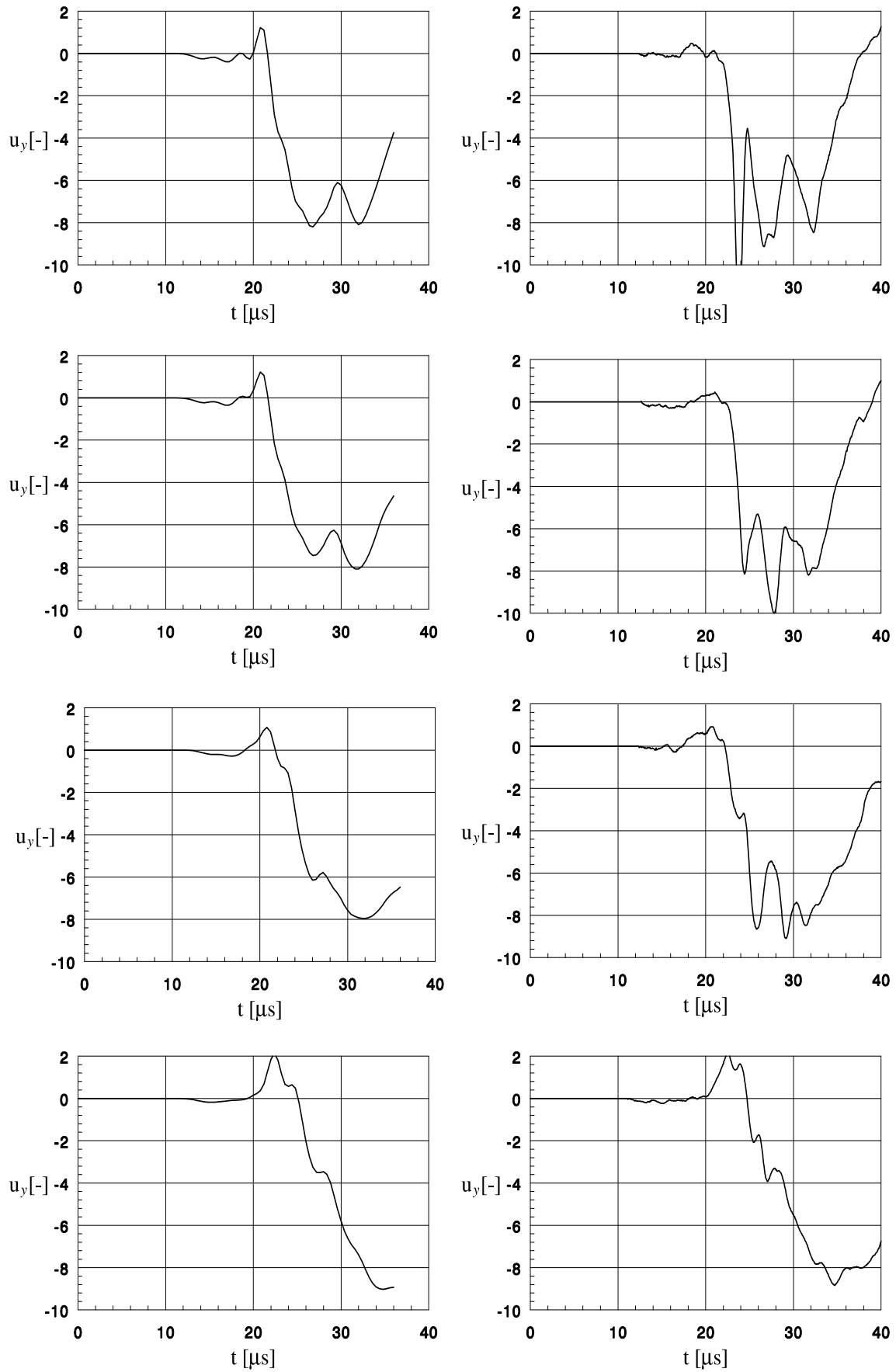
Dále je na obrázku 5 patrný mírně zvýšený svislý posuv horní hrany osazení při postupu vln přes osazení směrem „dolů“ a naopak, na obr. 6, snížení této hrany při postupu vln směrem „nahoru“. V oblasti blízko snímače (vzdálenost okolo 70 mm) se pak budují čela dalších odražených vln. Jejich identifikace, stejně jako přesné stanovení příspěvků jednotlivých typů vln je velmi obtížné, zvláště při této relativně hrubé diskretizaci.

Nakonec, na obrázcích 7 a 8, jsou uvedeny sady průběhů posuvů kolmých k povrchu v místě snímače u vzorků s 1, 2,5, 5 a 10 mm osazením. Na obr. 7 postupují vlny přes osazení směrem „dolů“ a na obr. 8 „nahoru“. Vlevo jsou vždy průběhy vypočítané MKP, vpravo odpovídající naměřené průběhy. Odmyslíme-li si z experimentálních dat vysokofrekvenční ostré přechody, pak se průběhy tvarově shodují velmi dobře. U prvních dvou vzorků (malá osazení) je přibližně v čase  $t = 24 \mu\text{s}$  dobře vidět naměřené čelo Rayleighovy vlny, zatímco na MKP průbězích je zde jen slabé zavlnění. Na vzorcích s vyšším osazením již čelo Rayleighovy vlny není patrné. I relativně malé osazení je překážkou pro šíření Rayleighových vln v obou směrech. V průmyslu, např. na tlakových nádobách, kde bývají nejčastěji měření AE aplikována, můžeme takových přechodů najít řadu (zesílení u patek, závěsů, okolo vík, hrdel apod.). Identifikovat ostatní vlnová čela není vůbec jednoduché – jak se na první pohled zdá. Odraz čela dilatační vlny od obou čel vzorku (čelo osazené a neosazené části) by se měl objevit cca v čase  $t = 24,7 \mu\text{s}$ , kde ale splývá s čelem Rayleighovy vlny. Protože ale Rayleighovy vlny přes osazení neprojdou (což je dobře patrné také na animaci časových průběhů při měnící se vzdálenosti od zdroje), mohl by být odraz vidět u osazení 5 a 10 mm. V čase  $t = 27,6 \mu\text{s}$  by ke snímači měla dorazit čela dilatačních vln odražených od boků vzorku. Tento jev se zdá být jak na experimentech tak na MKP výsledcích patrný. Lze také tušit odrazy ode dna vzorku, jejichž příchody závisejí na tloušťce jednotlivých vzorků. Další vlny lze identifikovat jen velmi spekulativně. Navíc se některé vrcholky křivek se s rostoucí velikostí osazení posouvají a tím se i jejich pořadí mění.

Velmi zajímavé je porovnání odpovídajících si průběhů při postupu vln opačným směrem (obr. 7 kontra 8). Zatímco posuvy rovnoběžné s povrchem se mírně liší (neuvedeno), jsou posuvy kolmé k povrchu téměř totožné. MKP průběhy se zcela překrývají a výsledky měření se liší jen mírným vyhlazením křivek na obr. 8 (to je zároveň dokumentací možností měření drcením kapiláry a lomem tuhy). Tento neočekávaný výsledek vzbuzuje asociace s Maxwellovou větou o symetrii matice příčinkových koeficientů při statickém řešení prutových nosníku. Bylo by jistě zajímavou úlohou exaktně ověřit, zda-li neplatí nějaké zobecnění Maxwellovy věty i pro 3D dynamický nestacionární případ (?).



**Obr. 7** MKP vypočítaný a změřený posuv kolmý k povrchu pro odsazení 1, 2,5 a 5 a 10 mm při postupu vln přes osazení směrem „dolu“.



**Obr. 8** MKP vypočítaný a změřený posuv kolmý k povrchu pro odsazení 1, 2, 5 a 10 mm při postupu vln přes osazení směrem „nahoru“.

## Závěr.

Výsledky ukazují, že i poměrně malé odsazení je překážkou pro šíření Rayleighových povrchových vln v obou směrech, což může způsobit chybnou lokalizaci zdroje AE, která právě využívá příchodů čel Rayleighových vln. To pravděpodobně platí i pro příčný vrub. Překvapující je téměř dokonalá shoda průběhů posuvů kolmých k povrchu pro opačný směr šíření vln (záměna snímače a buzení), což připomíná Maxwellovu větu pro statické řešení prutových nosníků. Nepodařilo se prokázat žádnou korelaci mezi frekvenčními spektry odezev na jednotkový skok a výškou odsazení.

Shoda analytických výpočtů, numerických simulací a experimentálních měření je relativně dobrá a odpovídá technickým možnostem. Omezující jsou vysoké požadavky nestacionárních MKP výpočtů na hardware. Přestože se využívají výkonné stroje: workstation SGI Octane a PC s Pentiem 450 MHz, stále není možné se u 3D modelů frekvenčně přiblížit k možnostem měření.

Příspěvek je částí rozsáhlejšího úkolu, jehož cílem je blíže poznat zákonitosti šíření elastických vln v tělesech, zejména pro potřeby aplikace metody AE. Práce budou pokračovat studiem šíření vln na dalších konstrukčních prvcích. Probíhají výpočty a měření těles s tenkým zářezem (vrubem) o různých hloubkách. Dále se budeme zabývat rotačními tělesy, řeší se osazené válce a jsou připraveny kruhové desky s otvory. Probíhají výpočty modelu tlustostěnné nádoby a hranolu s otvorem. To jsou samostatné problémy, o kterých může být referováno jindy.

## 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] Pao Y.-H., Gajewski R. R.: The Generalized Ray Theory and Transient Responses of Layered Elastic Solids. In: *Physical Acoustics*, Edited by Warren P. Mason and R. N. Thurston, Vol. 13, Academic Press New York, 1977.
- [3] Hora P.: Teorie zobecněného paprsku a analýza tranzientních vln ve vícevrstevném pevném tělese., *Výzkumná zpráva 114 VP, ÚTSSK ČSAV*, Plzeň, 1992.
- [4] Morávka Š.: Porovnání analytického řešení nestacionární rázové napjatosti kontinua s výpočtem pomocí MKP., *Strojnícky čas.* 49, č.6, str.406-425, Bratislava, 1998.
- [5] Morávka Š.: Společné posouzení vedlejších účinků prostorové a časové diskretizace při nestacionárním zatížení., In: *Národní konference Inženýrská mechanika '99*, Svratka, 1999.
- [6] Proctor T. M. Jr.: An Improved Piezoelectric Acoustic Emission Transducer., *J.Acoust. Soc. Am.*, vol. 71, pp. 1163-1168, No. 5, 1982.
- [7] Morávka Š.: Analýza širokopásmového snímače napětových vln. *Kolokvium Diagnostika a aktivní řízení '98*, Brno, VUT, 1998.

## THE ELASTIC WAVE PROPAGATION IN PRISMATIC BODIES WITH THE SHARP SHAPE TRANSITIONS.

*Due to using non-destructive diagnostics method – the acoustic emission- the best knowledge of the rules of the elastic wave propagation in bodies are required. So this work treats the elastic wave propagation in the basic elements of structures. The samples with the most common shape transitions are used – here experimental bodies with the offsets (like a stair shape) at various sizes. The results of the analytical computations (generalized ray theory), numerical simulations (the finite element method implemented in software MARC/MENTAT) and experimental results (broadband piezoceramics transducers) are verified and compared mutually.*

---

*Práce byla částečně podporována projektem MŠMT č. J23/98:230000009, Grantovou agenturou ČR prostřednictvím grantu č.101/97/P007: „Modelování šíření napětových vln pro účely zpětné rekonstrukce zdroje akustické emise“ a č. 101/00/0674 "Vliv materiálových nelinearit a geometrických nespojitostí na šíření napětových vln".*