

VĚDECKÉ SPISY VYSOKÉHO UČENÍ TECHNICKÉHO V BRNĚ

Edice Habilitační a inaugurační spisy, sv. 432

ISSN 1213-418X

Pavel Koktavý

**ELEKTROMAGNETICKÁ EMISE
PŘI VZNIKU TRHLIN
V KOMPOZITNÍCH MATERIÁLECH**

VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií
Ústav fyziky

Doc. Ing. Pavel Koktavý, CSc., Ph.D.

**ELEKTROMAGNETICKÁ EMISE PŘI VZNIKU TRHLIN
V KOMPOZITNÍCH MATERIÁLECH**

ELEKTROMAGNETIC EMISSION DURING CRACKS
GENERATION IN COMPOSITE MATERIALS

TEZE PŘEDNÁŠKY
K PROFESORSKÉMU JMENOVACÍMU ŘÍZENÍ V OBORU
ELEKTROTECHNICKÁ A ELEKTRONICKÁ TECHNOLOGIE



BRNO 2012

KLÍČOVÁ SLOVA

Elektromagnetická emise, akustická emise, trhlina, elektrický náboj, elektrický dipólový moment, kapacitní snímač, kompozitní materiál, vláknový polymerní kompozit, diagnostika, defektoskopie.

KEYWORDS

Electromagnetic emission, acoustic emission, crack, electric charge, electric dipole moment, capacitive sensor, composite material, fibre reinforced polymer composite, diagnostics, defectoscopy.

OBSAH

PŘEDSTAVENÍ AUTORA.....	4
1 ÚVOD	5
2 METODA ELEKTROMAGNETICKÉ EMISE	6
2.1 Historický vývoj sledování jevu elektromagnetické emise.....	6
2.2 Vznik elektromagnetické emise	7
3 KOMPOZITNÍ MATERIÁLY PRO KONSTRUKČNÍ APLIKACE	8
4 GENERACE SIGNÁLŮ ELEKTROMAGNETICKÉ EMISE	9
5 SNÍMÁNÍ SIGNÁLŮ ELEKTROMAGNETICKÉ EMISE.....	10
5.1 Kapacitní snímače	10
5.1.1 <i>Typy kapacitních snímačů</i>	10
5.1.2 <i>Teorie snímání elektrického pole kapacitním snímačem</i>	10
5.1.3 <i>Náhradní schéma měřicího obvodu</i>	13
5.1.4 <i>Kapacitní snímač ve tvaru deskového kondenzátoru</i>	15
5.2 Indukční snímače	16
6 VYHODNOCENÍ CELKOVÉHO ELEKTRICKÉHO DIPÓLOVÉHO MOMENTU GENEROVANÉHO ELEKTRICKÝM POLEM TRHLINY	17
7 EXPERIMENTÁLNÍ METODY	18
7.1 Zkoumaný kompozitní materiál	18
7.2 Vyšetřování lomové plochy vzorků	19
7.3 Metodika měření	20
7.4 Měřicí aparatura	21
7.5 Průběh experimentu	23
7.6 Studium v časové oblasti.....	23
7.7 Studium ve frekvenční oblasti.....	25
7.8 Vyhodnocení elektrického dipólového momentu trhliny.....	27
7.9 Elektromagnetická emise při lomu ultratenkých vláken.....	28
7.10 Elektromagnetická emise při zatěžování matrice.....	29
8 MODEL Y VZNIKU ELEKTROMAGNETICKÉ EMISE.....	30
8.1 Model A	30
8.2 Model B.....	30
8.3 Model C.....	31
8.4 Model D	32
9 LOKALIZACE VZNIKAJÍCÍCH TRHLIN	33
9.1 Chybové funkce	33
9.2 Metoda lokalizace A	34
9.3 Metoda lokalizace B.....	35
9.4 Experimentální ověření metod lokalizace.....	36
10 ZÁVĚR.....	37
POUŽITÁ LITERATURA	38
ABSTRACT.....	40

PŘEDSTAVENÍ AUTORA

Pavel Koktavý se narodil v roce 1972 v Brně. V roce 1995 absolvoval Fakultu elektrotechniky a informatiky Vysokého učení technického v Brně, obor Technická kybernetika, zaměřením na biomedicínské inženýrství. V roce 2001 získal titul CSc. v oboru 11-22-9 Fyzika kondenzovaných látek a akustika, specializace flukтуаční procesy v polovodičích, kandidátskou disertační práci vypracoval na téma „Lokální nestability v PN přechodu GaAsP diod“. Titul Ph.D. v oboru Mikroelektronika a technologie získal v roce 2002, doktorskou disertační práci předložil na téma „Šum mikroplazmy v luminiscenčních GaAsP diodách“. V roce 2006 byl na základě habilitačního řízení v oboru Elektronická a elektrotechnická technologie na FEKT VUT v Brně jmenován docentem. Habilitační práci vypracoval na téma „Využití impulzních náhodných procesů pro diagnostiku materiálů a součástek“.



V letech 1995–1998 byl interním studentem postgraduálního doktorského studia na Fakultě elektrotechniky a informatiky VUT v Brně, v jehož průběhu absolvoval v roce 1995 3měsíční studijní pobyt na Katedře mikroelektroniky Katolické univerzity v Leuven v Belgii. V letech 1998–2001 působil jako asistent na Ústavu fyziky FEKT VUT v Brně. Od roku 2001 zde byl odborným asistentem a od roku 2006 je zde docentem. Podílí na výuce studentů, je garantem předmětu Fyzika pevné fáze v magisterském studijním programu v prezenční i kombinované formě studia a je autorem nebo spoluautorem 6 skript pro výuku. Je také školitelem doktorandů, z nichž dva již postgraduální doktorské studium úspěšně ukončili. Od roku 2007 je členem oborové rady doktorského studijního oboru Fyzikální elektronika a nanotechnologie na FEKT VUT v Brně.

Ve výzkumné činnosti se zabývá problematikou transportních a flukтуаčních procesů v pevných látkách, zvláště v elektronických součástkách, elektroizolačních a stavebních materiálech. Zaměřuje se především na využití elektromagnetické a akustické emise pro diagnostiku trhlin vznikajících v mechanicky namáhaných pevných látkách, využití flukтуаčních procesů pro diagnostiku polovodičových součástek (diody, solární články, zdroje a detektory záření, tranzistory MOSFET) a na problematiku diagnostiky a stárnutí izolantů. Je vedoucím Laboratoře šumové diagnostiky na Ústavu fyziky FEKT VUT v Brně. V rámci výzkumu spolupracuje jak s tuzemskými, tak i se zahraničními firmami a výzkumnými institucemi. Je členem České společnosti pro nedestruktivní testování (ČNDT) a členem společnosti IEEE (The Institute of Electrical and Electronics Engineers).

Podílel se na řešení celkem 37 projektů, z toho 5 mezinárodních, 2 výzkumných záměrů, 3 projektů OPVK a 2 projektů OP VaVpI podporovaných Evropskou unií, byl hlavním řešitelem 4 grantů GAČR, spoluřešitelem 1 grantu GAČR a spoluřešitelem jednoho projektu MPO. Z uvedených projektů je v současnosti mimo jiné hlavním řešitelem 2 grantů GAČR GA P104/11/0734 „Využití elektromagnetické a akustické emise ve výzkumu moderních kompozitních materiálů pro konstrukční aplikace“ a GA P102/10/2013 „Flukтуаční procesy v PN přechodech solárních článků“, spoluřešitelem projektu TIP MPO č. FR TI1/305 „Aplikace laserových technologií do procesu výroby krystalických křemikových solárních článků“ a členem řešitelských týmů projektů OP VaVpI CZ.1.05/1.1.00/02.0068 CEITEC (Středoevropský technologický institut) a CZ.1.05/2.1.00/03.0072 SIX (Centrum senzorických, informačních a komunikačních systémů).

Pravidelně prezentuje výsledky své výzkumné činnosti na konferencích. Je autorem nebo spoluautorem 203 odborných publikací, z toho 5 původních vědeckých prací v zahraničních impaktovaných časopisech, 11 článků v zahraničních časopisech, 99 příspěvků na mezinárodních konferencích, 11 článků v domácích časopisech a 77 příspěvků na domácích konferencích. Je také autorem nebo spoluautorem řady výzkumných zpráv.

1 ÚVOD

Při mechanickém působení na pevné látky může docházet za určitých podmínek k emisi elektronů, iontů, neutrálních částic, elektromagnetické emise v rozsahu frekvencí od desetin Hz až do γ -záření a k akustické emisi (AE) [1]. Tento jev je obecně nazýván jako fraktoemise. Fraktoemise je velmi rozšířený jev a zatím nebyl nalezen materiál, který by nevykazoval nějakou formu fraktoemise [2].

Fraktoemise může být vyvolána mechanickým namáháním v tahu, tlaku, ohybu, torzi, třením, nárazem, vrtáním, štípáním materiálu, loupáním, broušením, stíráním atd. Tento jev je zvláště intenzivní v kompozitních materiálech. Kompozitní materiály vykazují velké množství různých typů poruch, jako jsou např. lom vláken, porušení matrice, oddělení vláken od matrice nebo delaminace [3].

Významnou složkou fraktoemise v oblasti materiálového výzkumu jak ve fyzice, tak i v technických oborech je elektromagnetická emise v oblasti radiových vln (EME), tj. v kmítočtovém rozsahu desítky kHz až desítky MHz. Generované elektromagnetické signály mají impulsní charakter o délce trvání od měřitelných časových intervalů do desítek μ s. Sledují se jak časové, tak i frekvenční charakteristiky impulzů, resp. statistické charakteristiky posloupnosti impulzů, jak v době působení vnějších sil na soustavu, tak i po jejich skončení [4–11].

Ačkoli nebyl dosud přesně popsán obecný mechanismus vzniku elektromagnetické emise při mechanickém zatěžování látek, lze vycházet z předpokladu, že elektromagnetické pole je generováno v důsledku redistribuce elektrického náboje v důsledku zatěžování. Charakteristiky těchto nábojů, jako je např. prostorové rozložení a jeho časová závislost, rychlost, zrychlení a další, mohou poskytovat informace o kvalitativní i kvantitativní stránce daného procesu. Pokud předpokládáme původně neutrální látku, musí tento proces vést ke vzniku časově proměnných elektrických dipólů. Tyto dipóly pak generují ve svém okolí elektromagnetické pole obecně časově závislé, které může zprostředkovat přenos daných informací. Základními problémy jsou tedy měření charakteristik elektromagnetického pole, na jejich základě pak určení primárních parametrů vznikajících trhlin, interpretace získaných informací a jejich využití pro diagnostiku materiálů.

Tato problematika je v současné době velmi aktuální. Její aplikace jsou zkoumány zejména v geofyzice a stavebnictví, např. při studiu mechaniky porušování krystalů, hornin, stavebních látek a konstrukcí a v dalších oblastech. Významnou roli přitom hraje skutečnost, že se elektromagnetická emise objevuje již ve stadiu zatěžování, které předchází makroskopickému rozrušení pevných látek. Proto lze tento jev využít jednak při nedestruktivní diagnostice stavebních materiálů a konstrukcí v průběhu mechanického zatěžování [12], nebo při predikci pohybu horninových vrstev a zemětřesení, kdy je anomální elektromagnetická emise spojená s tvorbou trhlin v horninách ve stadiu předcházejícímu hlavnímu zlomu [7].

Studium jevu elektromagnetické emise pevných látek je prováděno ve dvou směrech. V oblasti základního výzkumu jsou studovány mechanismy generace EME a jejich souvislost s mikrofyzikálními procesy probíhajícími v látkách při vnějším působení různých fyzikálních polí. V oblasti aplikační se potom využívá jevu EME zejména v oblasti nedestruktivního testování látek, např. při registraci tvorby a evoluce trhlin, a zpřesnění lokalizace jejich polohy pomocí současného sledování elektromagnetické a akustické emise, studiu pohybu dislokací v krystalech, sledování vzniku trhlin v horninových vrstvách atd. Tím se získávají výsledky aplikovatelné nejenom v oblasti stavebnictví a geofyziky, ale také v teorii vzniku defektů v pevných látkách.

Využití EME pro studium chování kompozitů na bázi polymer–vláknitý materiál při mechanickém zatěžování je dosud věnováno málo publikací přesto, že se jedná o významný a moderní konstrukční materiál, zejména ve stavebnictví a strojírenství. Touto problematikou se dlouhodobě zabýváme na Ústavu fyziky FEKT VUT v Brně v rámci Laboratoře šumové diagnostiky [10, 13, 14]. Při výzkumu spolupracujeme s řadou dalších tuzemských i zahraničních pracovišť.

2 METODA ELEKTROMAGNETICKÉ EMISE

2.1 HISTORICKÝ VÝVOJ SLEDOVÁNÍ JEVU ELEKTROMAGNETICKÉ EMISE

V roce 1926 pozorovali Joffe and Zechnowitzer [15] nárůst elektrické vodivosti krystalů NaCl při plastické deformaci. V roce 1928 tento jev podrobněji studovali Gyulai a Hartly [16], po kterých byl později pojmenován jako „Gyulai-Hartly effect“. V rámci dalších experimentů bylo zjištěno, že tento jev závisí na řadě faktorů, jako jsou velikost zatížení, doba působícího zatížení, koncentrace a typ nečistot, tvar a tloušťka vzorků. Později byly studovány i další látky jako NaI, KCl, KI, KBr.

Na popsání výzkumy iontových krystalů navázal A. V. Stepanov, který v roce 1933 publikoval objev vzniku potenciálního rozdílu mezi elektrodami, mezi kterými byl umístěn deformovaný krystal NaCl (tzv. „Stepanov effect“) [17]. Na základě studia tohoto jevu došel k názoru, že původcem může být tření krystalických vrstev o vnitřní nehomogenity a nečistoty a také vznik mikrotrhlin v materiálu. Později začal být tento jev dáván do souvislosti s pohybem nabitých dislokací [18, 19].

Dále byla pozornost obrácena i k elektromagnetickým jevům, byla sledována elektromagnetická emise [20] a zkoumány různé okolnosti provázející tento jev [21, 22]. Elektromagnetická emise byla studována na velkém množství materiálů: krystalických, piezoelektrických, kovových, kompozitních, horninách, ledu atd.

Bylo zkoumáno také využití akustické emise pro diagnostiku porušení při mechanickém zatěžování [23]. Kombinace obou metod EME a AE prokázala, že signály EME skutečně souvisejí s formováním trhlin [21, 22].

V sedmdesátých a osmdesátých letech dvacátého století byl prováděn výzkum elektrických jevů doprovázejících mechanické zatěžování hornin s cílem jejich využití pro predikci seismických a vulkanických aktivit nebo při předcházení závalům v podzemních dolech [21, 22, 24]. Bylo prokázáno, že několik hodin nebo i dní před příchodem zemětřesení výrazně vzrůstá elektromagnetická aktivita, která pak prudce klesá při jeho příchodu nebo těsně po něm. Při současném monitorování EME a nízkofrekvenční AE v souvislosti s predikcí závalů v podzemních dolech byly zaznamenány případy, kdy byly i více než hodinu před závalem detekovány silné signály EME, což předstihlo varování prostřednictvím AE. Přestože nebyl dosud uspokojivě popsán mechanismus vzniku EME v horninách, byla popsána řada praktických aplikací této metody pro predikci zmíněných katastrofických událostí [25].

Další oblastí výzkumu je EME při dynamických procesech probíhajících v ledu a sněhu [26]. Bylo zdokumentováno, že při sesuvu ledovců a lavin nebo při šíření trhlin ve zmrzlé půdě nebo v ledu dochází během těchto událostí nebo ještě před jejich projevem k abnormální elektromagnetické emisi.

Zajímavé výsledky také přinesl výzkum EME při plastické deformaci kovových materiálů [27]. Tyto materiály vykazují v elektromagnetické odezvě řadu odlišností v porovnání s nekovovými materiály. V některých případech dochází ke generování poměrně silného magnetického pole.

Byla prováděna řada laboratorních testů na různých materiálech s cílem objasnit mechanismy elektrických jevů vznikajících v důsledku mechanického zatěžování: piezoelektrický jev, elektrokinecké jevy, pohyb nabitých dislokací (model MCD) atd.

Studiu fraktoemise v kompozitních materiálech se věnovali Dickinson et al [1–4]. Soustředili se však převážně na detekci elektronové emise, emise kladných iontů a emise fotonů. Zjistili, že při vzniku porušení mezi jednotlivými fázemi dochází ke vzniku vysoce excitovaných povrchů obsahujících elektrické náboje. Deexcitace v přítomnosti povrchového náboje způsobuje intenzivní dlouhotrvající emise.

2.2 VZNIK ELEKTROMAGNETICKÉ EMISE

Elektromagnetická emise je pozorována na velkém množství nejrůznějších materiálů a vykazuje v konkrétních situacích značně rozdílné charakteristiky. Ačkoli existuje mnoho experimentálních i teoretických studií zabývajících se různými aspekty tohoto jevu, dosud není uspokojivě vysvětlen jeho fyzikální původ. Jednotlivé stávající teorie jsou většinou vytvořeny pouze pro určité typy materiálů, zatím však nebyl nalezen sjednocující obecně platný model.

Prvním z úkolů je nalézt fyzikální mechanismus, který způsobuje elektromagnetickou emisi. Společnou vlastností všech diskutovaných mechanismů je skutečnost, že v důsledku mechanického namáhání zkoumaného materiálu musí docházet k redistribuci elektrického náboje. Jedním z potenciálních původců vzniku EME je piezoelektrický jev, který přichází typicky v úvahu u materiálů s obsahem křemene (SiO_2), jako je např. žula [25, 28]. Tady však nastává problém s vyrušením výsledného efektu při náhodné orientaci jednotlivých krystalů a také s tím, že je EME pozorována i u materiálů, jako jsou kovy, sklokeramické materiály nebo horniny bez obsahu piezoelektrických složek. Dalšími možnými zdroji EME jsou procesy v důsledku kontaktní elektrizace nebo triboelektrického jevu [25], které mohou hrát roli v situaci, kdy dochází ke styku dvou odlišných materiálů. Tyto mechanismy však nejsou schopny vysvětlit původ EME např. v monokrystalech, kovech, nebo sklokeramických materiálech, kde chybí potřebné kontaktní plochy z různých materiálů. V horninách saturovaných vodou mohou hrát roli i elektrokinetické jevy. Jako další zdroj EME bývá označován pohyb nabitých dislokací [18, 19], to je však v rozporu s pozorováním velmi intenzivní EME v křehkých materiálech.

V současnosti je velmi rozšířený názor, že u velkého množství materiálů, především křehkých, je jev elektromagnetické emise spojen se vznikem trhlin ve struktuře v průběhu mechanického zatěžování. Tento proces dokáže vysvětlit řadu významných charakteristik EME a jeho existence je podpořena i řadou experimentů, mimo jiné výsledky spojení metod elektromagnetické a akustické emise [21, 22]. Proces porušení lze rozdělit na dvě fáze [22]. V první fázi dochází ke hromadění vznikajících mikrotrhlin a druhá fáze spočívá v jejich shlukování následovaném selháním zatěžovaného materiálu. Předpokládá se, že EME je generována již v první fázi a může tak sloužit k predikci makroskopického porušení materiálu.

V souvislosti s trhlínami generovanou EME bylo předloženo několik modelů založených na předpokladu, že mechanické namáhání nevodivých látek vede k nerovnoměrnému rozdělení náboje na stěnách trhliny. Na těchto stěnách se objevují opačné náboje, které vytvářejí v čase proměnný elektrický dipól nebo kvadrupól, který se potom stává zdrojem EME. Skutečnost, že se v průběhu vzniku trhliny objevují na jejích stěnách elektrické náboje, nebyla dosud uspokojivě vysvětlena. Zmíněná teorie vzniku EME byla předložena v mnoha publikacích, např. [29–32]. Právě tento přístup se jeví jako velmi perspektivní při popisu EME generované při mechanickém zatěžování kompozitních materiálů.

Jiný model generace EME předložil Gershenzon et al [33], který předpokládal, že se elektrické náboje generují na čele trhliny. Jestliže trhlina narůstá, mění se dipólový moment systému a dochází ke vzniku EME.

Další modely jsou založeny na fyzikálních charakteristikách posunu dislokací. V případě nehomogenního rozdělení dislokací, ke kterému dochází v důsledku elasticko-plastických přechodů doprovázejících stlačování, dochází náhle k zastavení pohybu dislokací a vodivostní elektrony generují EME [33]. Jiné teorie jsou založeny na růstu délky dislokací, které vedou k nárůstu dipólového momentu spojeného s danou dislokací a následovně k vyzařování elektromagnetického pole.

V literatuře se také uvádí model generování EME v důsledku elektrických výbojů mezi nabitými oblastmi vznikajícími při tvorbě trhliny. Další modely jsou založeny na oscilacích nosičů náboje v důsledku mechanické energie uvolněné na čele trhliny při jejím šíření materiálem.

3 KOMPOZITNÍ MATERIÁLY PRO KONSTRUKČNÍ APLIKACE

Pojmem kompozitní materiály [34–37] jsou označovány heterogenní materiály složené ze dvou nebo více složek s odlišnými vlastnostmi, které se vyrábějí mechanickým mísením. Každá složka zde plní určitou funkci. Často se jedná o kombinaci nespojitě výstuže (nosná část), která má obvykle vyšší pevnost a tuhost, se spojitou maticí, která má především funkci pojiva a určuje vnější tvar tělesa. Toto spojení pak dává výslednému materiálu nové vlastnosti, které nemá sama o sobě žádná z jeho složek. Důležitý vliv na výsledné mechanické vlastnosti kompozitu má i soudržnost mezi výztuží a maticí [37].

Kompozitní materiály můžeme dělit podle materiálu matrice (kovová, keramická, uhlíková, polymerní), podle materiálu výstuže nebo podle typu výstuže (částicová, vláknová, hybridní). V současnosti jsou v oblasti průmyslu nejrozšířenější kompozity na bázi organických pryskyřic vyztužené anorganickými vlákny. Tato práce je zaměřena na vláknové polymerní kompozity.

Matrice používané při výrobě vláknových polymerních kompozitů rozdělujeme z hlediska výrobního procesu a vlastností na dvě základní skupiny [34, 36], termosety a termoplasty. Rozšířenější termosety (reaktoplasty) lze vytvrdit teplem, chemickou reakcí nebo působením vhodného katalyzátoru. Vytvrzený termoset zůstává v pevné fázi i po opětovném zahřátí. Výhodou této matrice je odolnost proti tečení a vysokým teplotám, nevýhodou je vysoká křehkost a omezené možnosti recyklace. Patří sem především polyesterové (75 %), vinylesterové (20 %), epoxidové a fenolické pryskyřice. Méně rozšířené termoplasty měknou a tečou při zvýšení teploty nad kritickou hodnotu, po ochlazení získávají opět své původní vlastnosti. Jejich výhodou je možnost recyklace. Sem patří např. polyamid, polyetylen, polypropylen a polykarbonát.

Při výrobě vláknových polymerních kompozitů se používá řada typů vláken s různými vlastnostmi [34, 37]. V průmyslových aplikacích mají největší význam vlákna skleněná, uhlíková a aramidová. Nejpoužívanější výztuží u těchto kompozitů jsou skelná vlákna, nečastěji se jedná o E-sklo, pro náročnější aplikace lze použít dražší S-sklo. Uhlíková vlákna se využívají především pro náročné technické aplikace, nevýhodou je vysoká cena. Aramidová vlákna jsou vyrobena z aromatických polyamidů. Nejznámější obchodní označení jednoho z typů je Kevlar. Výhodou je nízká hustota a dobrá odolnost proti vysoké teplotě. Kromě kontinuálních vláken (tzv. roving) se vyrábí také výstuže ve tvaru tkané textilie nebo netkané vyztužující rohože.

Významná výhoda popsáných kompozitních materiálů proti klasickým materiálům spočívá v možnosti měnit jejich výsledné vlastnosti vhodnou kombinací typů, parametrů a uspořádání pojiva a výstuže. Mezi další výhody patří nízká hustota (asi 4,5 krát nižší než ocel), vysoká pevnost (běžně srovnatelná s konstrukční ocelí), odolnost vůči korozi, nízká tepelná vodivost, elektromagnetická transparentnost, nízká elektrická vodivost, snadná opracovatelnost povrchu.

Při mechanickém zatěžování vláknových polymerních kompozitů může docházet k projevům řady poruchových mechanismů, které závisejí jak na vlastnostech zkoumaného tělesa, tak i na podmínkách zatěžování. Významnou roli zde hrají anizotropní vlastnosti kompozitu. Zatímco u izotropních křehkých materiálů pozorujeme často rozvoj jednoho dominantního porušení, u těchto kompozitů dochází při zatěžování k rozvoji rozsáhlého poškození celého vzorku.

Mezi poruchové mechanismy patří [38] plastická deformace matrice, která ovlivňuje houževnatost a rázovou odolnost. Dalším typem je porušení matrice ve formě trhlin, ty mohou předcházet delaminaci. V důsledku odlišných mechanických vlastností vlákna a matrice dochází při zatěžování ke vzniku smykového napětí a k oddělení vláken od matrice. Zde hraje roli adheze mezi výztuží a maticí, kterou lze ovlivnit povrchovými úpravami vláken během výroby [35]. Významným faktorem, který snižuje pevnost v tahu, je přetržení vláken. Spojení křehkých vláken a houževnaté matrice může způsobit vytahování vláken z matrice, které následuje po lomu vláken. Za nejzávažnější lomový mechanismus v důsledku mechanického zatěžování bývá považována delaminace, při které dochází vzájemné oddělování jednotlivých vrstev v materiálu. Při poškození polymerních kompozitů obvykle dochází k současnému rozvoji několika uvedených mechanismů.

4 GENERACE SIGNÁLŮ ELEKTROMAGNETICKÉ EMISE

Při teoretickém a experimentálním sledování EME vycházíme z následujících skutečností:

- Aby bylo generováno časově proměnné elektromagnetické pole v okolí místa porušení materiálu, musí docházet k pohybu elektrického náboje.
- Předpokládáme-li, že sledovaná látka je elektricky neutrální, tj. neexistuje prostorový a povrchový náboj, musí docházet k časové změně elektrického dipólového momentu elektrických dipólů v látce.

Z těchto důvodů je primární úlohou vyšetřovat vliv mechanického zatížení na charakteristiky elektrických dipólů v dané látce a jejich korelaci s charakteristikami vznikajícího porušení. Tyto informace získáme prostřednictvím generovaného elektromagnetického pole, které je popsáno pomocí intenzity elektrického pole \vec{E} , elektrické indukce \vec{D} , intenzity magnetického pole \vec{H} a magnetické indukce \vec{B} . V našem případě vystačíme s veličinami \vec{E} a \vec{B} .

Zaměříme se proto na elektromagnetické pole generované elektrickým dipólem s obecně časově proměnným dipólovým momentem $\vec{p} = \vec{p}(t) = p(t)\vec{p}^0$, který je umístěn v počátku souřadné soustavy a jehož orientace je dána jednotkovým vektorem \vec{p}^0 . To je popsáno Maxwellovými rovnicemi, jejichž řešením se dochází ke vztahům [39]

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{1}{rc^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \vec{r}^0 \times (\vec{r}^0 \times \vec{p}^0) + \frac{1}{r^3} [3p\vec{r}^0(\vec{r}^0 \cdot \vec{p}^0) - p\vec{p}^0] + \frac{1}{r^2c} \left[3\frac{\partial p}{\partial t} \vec{r}^0(\vec{r}^0 \cdot \vec{p}^0) - \frac{\partial p}{\partial t} \vec{p}^0 \right] \right\}, \quad (4.1)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{1}{rc^3} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} + \frac{1}{r^2c^2} \frac{\partial p}{\partial t} \right] \vec{p}^0 \times \vec{r}^0, \quad (4.2)$$

kde $p = p(r, t) = p(t - r/c)$, $\vec{r} = r\vec{r}^0$ je polohový vektor sledovaného bodu vzhledem ke středu dipólu, \vec{p}^0 , \vec{r}^0 jsou jednotkové vektory, c je rychlost elektromagnetického vlnění a ϵ_0 je permitivita vakua.

Složky vektorů \vec{E} a \vec{B} úměrné $1/r$ odpovídají zářivému poli a uplatňují se při sledování elektromagnetického pole ve velké vzdálenosti od zdroje. Při laboratorním sledování EME se uplatňuje pouze člen úměrný $1/r^3$, který odpovídá opožděnému statickému poli dipólu a u vektoru \vec{B} člen úměrný $1/r^2$, který odpovídá opožděnému Biot-Savartovu poli. Těmito vztahy je určena transformace T_1 charakteristik elektrického dipólu na charakteristiky veličin \vec{E} , \vec{B} . Platí

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = T_{1E} \{ \vec{r}, \vec{p}(\vec{r}', t) \}, \quad (4.3)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = T_{1B} \{ \vec{r}, \vec{p}(\vec{r}', t) \}. \quad (4.4)$$

Tyto veličiny můžeme již detekovat jako časově proměnné veličiny kapacitními nebo indukčními snímači. Dalším krokem je tedy určit transformaci T_2 veličin \vec{E} a \vec{B} na snímanou elektrickou veličinu $u(t)$ na výstupu snímače, takže potom

$$u_E(t) = T_{2E} \{ \vec{E}(\vec{r}, t) \} = T_{3E} \{ \vec{r}, \vec{p}(\vec{r}', t) \}, \quad (4.5)$$

$$u_B(t) = T_{2B} \{ \vec{B}(\vec{r}, t) \} = T_{3B} \{ \vec{r}, \vec{p}(\vec{r}', t) \}. \quad (4.6)$$

5 SNÍMÁNÍ SIGNÁLŮ ELEKTROMAGNETICKÉ EMISE

Metodika experimentálního studia časových průběhů snímaných elektrických signálů generovaných elektromagnetickým polem při mechanickém, tepelném, elektrickém nebo jiném zatěžování elektricky nevodivých látek závisí na vzdálenosti snímače od zdroje elektromagnetického pole. Při laboratorním měření vzorků zatěžovaných látek se pohybujeme v blízkém poli, a zde je tedy vhodné používat název snímač (senzor), zatímco při sledování elektromagnetického pole vzdálených zdrojů (tektonické poruchy a j.) se pohybujeme v zářivém poli, kde je snímání uskutečňováno prostřednictvím standardních anténních systémů pro sledované frekvenční pásmo.

V dalším se zaměříme pouze na snímání charakteristik elektromagnetického pole v blízké oblasti. Zde je výběr a návrh snímače ovlivněn cílem experimentálního studia. V případě studia časových průběhů signálů EME a jejich charakteristik je třeba volit snímače širokopásmové, aby docházelo jen k přijatelnému zkreslení signálů. To však má za následek nebezpečí současného příjmu rušivých elektromagnetických signálů od průmyslových zdrojů, radiových a televizních vysílačů atd. Pokud sledujeme statistické charakteristiky posloupností generovaných signálů v závislosti na podmínkách zatěžování, vystačíme s úzkopásmovými snímači laděnými v úzkém pásmu frekvenčního spektra měřeného signálu mimo frekvence rušivých signálů.

Uvedené snímače lze rozdělit do dvou základních skupin, na kapacitní snímače (pro snímání elektrické složky elektromagnetického pole) a indukční snímače (pro snímání magnetické složky elektromagnetického pole).

5.1 KAPACITNÍ SNÍMAČE

5.1.1 Typy kapacitních snímačů

Kapacitní snímače můžeme rozdělit na jedoelektrodové a dvouelektrodové (víceelektrodové). Mezi jedoelektrodové snímače patří:

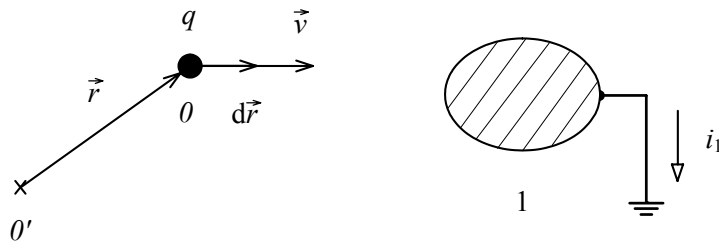
- Lineární vodič (tyčová anténa, dipólová anténa). Skládá se z přímého vodiče zpravidla kruhového průřezu.
- Desková elektroda. Jedná se o často používaný snímač intenzity elektrického pole. Tvoří ji rovinný vodič pravoúhlého nebo kruhového průřezu.
- Poloválcová nebo válcová plocha.
- Kulová vodivá plocha.

Dvouelektrodové snímače jsou tvořeny dvěma lineárními vodiči nebo 2 vodivými deskami rovinnými nebo válcovými.

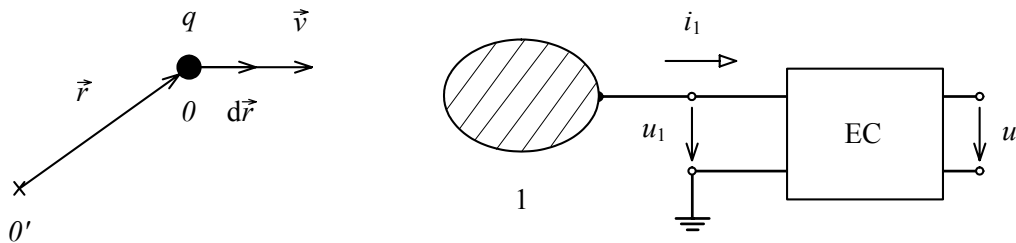
- Lineární vodiče. Používají se dva vodiče buďto rovnoběžné nebo ležící v jedné přímce.
- Senzory kondenzátorového typu. Patří sem například deskový kondenzátor a poloválcový kondenzátor.

5.1.2 Teorie snímání elektrického pole kapacitním snímačem

Při pohybu elektrického náboje v okolí uzemněného vodivého tělesa (snímače) se na povrchu vodiče indukují elektrické náboje a vodivým spojením se zemí protéká elektrický proud i_1 (obr. 5.1). Tento proud nese informaci o velikosti náboje a časové závislosti jeho rychlosti. Nahradíme-li ideální vodivé spojení se zemí vhodným elektrickým obvodem EC (obr. 5.2), vzniká na vstupu obvodu elektrické napětí $u_1 = u_1(t)$, které je vhodnější veličinou pro další zpracování než elektrický proud i_1 .



Obr. 5.1. Pohyb elektrického náboje v okolí uzemněného vodivého tělesa



Obr. 5.2. Pohyb elektrického náboje v okolí vodivého tělesa připojeného k elektrickému obvodu

Problém určení velikosti nábojů a proudů indukovaných v soustavě uzemněných stacionárních vodičů při pohybu bodového náboje q řešil Shockley v práci [40] pomocí Greenova recipročního teorému. Ramo [41] využil pro řešení tohoto problému Greenovu integrální větu. V obou případech docházejí ke vztahu pro indukovaný proud i_1 podle obr. 5.1

$$i_1 = -q \vec{E}_1(\vec{r}) \cdot \vec{v}, \quad (5.1)$$

kde

$$\vec{E}_1(\vec{r}) = \frac{\vec{E}(\vec{r})}{\varphi_1}. \quad (5.2)$$

Intenzita elektrického pole $\vec{E}(\vec{r})$ je intenzita elektrického pole ve vakuu v místě odstraněného náboje q při potenciálu φ_1 vodiče 1, všechny ostatní elektrody mají nulový potenciál. Podobnou problematiku řešil ve vztahu k polovodičovým součástkám Gunn [42] a pro určení odezvy částečných výbojů v dielektriku Pedersen et al [43].

Určíme snímané napětí $u(t)$ na výstupu obecného elektrického obvodu EC připojeného k snímači podle obr. 5.2.

Využití Greenova recipročního teorému

Zvolíme dva stavy nábojů a potenciálů pro oblasti 0 a 1 podle obr. 5.2.

Stav 1:

$$Q'_0 = 0, Q'_1 \neq 0, \varphi'_0 = \varphi'_0(\vec{r}), \varphi'_1 \neq 0. \quad (5.3)$$

Stav 2:

$$Q''_0 = q, Q''_1 \neq 0, \varphi''_0 \neq 0, \varphi''_1 = u_1. \quad (5.4)$$

Podle Greenova recipročního teorému platí:

$$Q'_0 \varphi''_0 + Q'_1 \varphi''_1 = Q''_0 \varphi'_0 + Q''_1 \varphi'_1. \quad (5.5)$$

Odtud vyplývá

$$Q_1'' = Cu_1 - q \frac{\phi_0'(\vec{r})}{\phi_1'} \quad (5.6)$$

Proud i_1 vtékající do zatěžovacího obvodu je roven

$$i_1 = -\frac{dQ_1''}{dt} = -q\vec{E}_1(\vec{r}) \cdot \vec{v} - C \frac{du_1}{dt}, \quad (5.7)$$

kde $\vec{E}_1 = -\frac{\text{grad } \phi_0'(\vec{r})}{\phi_1'}$ a $C = \frac{Q_1'}{\phi_1'}$ je kapacita vodiče 1.

Využití zákona zachování energie

Při posuvu náboje q o $d\vec{r}$ za čas dt koná vnější síla $\vec{F}_v = -q\vec{E}$ práci $dW = -q\vec{E} \cdot d\vec{r}$, kde \vec{E} je intenzita elektrického pole vyvolaná vodičem 1 při napětí u_1 na vodiči. Potom platí

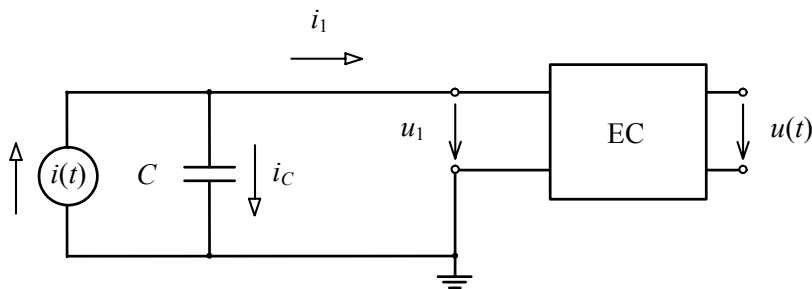
$$-q\vec{E}(\vec{r}) \cdot d\vec{r} = u_1 dQ + u_1 i_1 dt, \quad (5.8)$$

kde $u_1 dQ$ je změna elektrické energie vodiče 1 a dQ je přírůstek elektrického náboje vodiče 1 za čas dt . Odtud vyplývá

$$i_1 = -q\vec{E}_1(\vec{r}) \cdot \vec{v} - C \frac{du_1}{dt}, \quad (5.9)$$

kde $C \frac{du_1}{dt} = \frac{dQ}{dt} = i_c$ je nabíjecí (vybíjecí) proud kapacitního snímače a $\vec{E}_1(\vec{r}) = \frac{\vec{E}(r)}{u_1}$.

V obou případech můžeme snímač s připojeným elektrickým obvodem nahradit elektrickým obvodem podle obr. 5.3, kde $i = -q\vec{E}_1 \cdot \vec{v}$.



Obr. 5.3. Náhradní elektrické schéma snímače s připojeným elektrickým obvodem

V případě pohybu n bodových nábojů q_1, q_2, \dots, q_n rychlostmi $\vec{v}_1, \vec{v}_2, \dots, \vec{v}_n$, bude proudový zdroj $i = i(t)$ obsahovat složky

$$i = -\sum_{k=1}^n q_k \vec{E}_{1k}(\vec{r}_k) \cdot \vec{v}_k, \quad (5.10)$$

kde $\vec{E}_{1k}(\vec{r}_k)$ je hodnota veličiny \vec{E}_1 v místě výskytu náboje q_k .

V případě, že se náboje vyskytují v malé oblasti, což je například případ mikrotrhliny, můžeme dosadit $\vec{E}_{1k} = \vec{E}_1$. V případě, že elektromagnetické pole je generováno n elektrickými dipóly

s náboji $+q_k, -q_k, k = 1, \dots, n$, pohybujícími se rychlostmi \vec{v}_k^+, \vec{v}_k^- , je proudový zdroj $i(t)$ dán vztahem

$$i = -\sum_{k=1}^n \vec{E}_{1k} \cdot q_k (\vec{v}_k^+ - \vec{v}_k^-) \quad (5.11)$$

nebo

$$i = -\sum_{k=1}^n \vec{E}_{1k} \cdot \frac{d\vec{p}_k}{dt}, \quad (5.12)$$

kde $\vec{p}_k = q_k \vec{l}_k$ je elektrický dipólový moment k -tého dipólu. V případě mikrotrhlin nebo v případě generovaného homogenního pole je potom

$$i = -\vec{E}_1 \cdot \frac{d\vec{p}}{dt}, \quad (5.13)$$

kde \vec{p} je celkový elektrický dipólový moment oblasti, v níž dochází ke změně elektrického dipólového momentu.

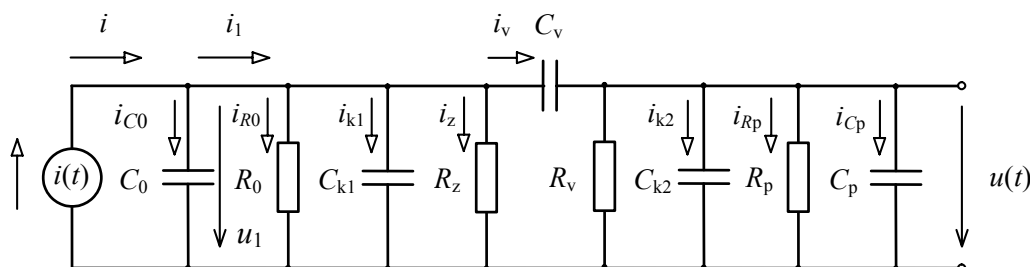
Pro spojitě rozložené dipólů v dielektriku platí

$$i = -\frac{d}{dt} \left(\int_V \vec{E}_1(\vec{r}) \cdot \vec{P}(\vec{r}, t) dV \right), \quad (5.14)$$

kde $\vec{P}(\vec{r}, t)$ je objemová hustota elektrického dipólového momentu v bodě o polohovém vektoru \vec{r} .

5.1.3 Náhradní schéma měřicího obvodu

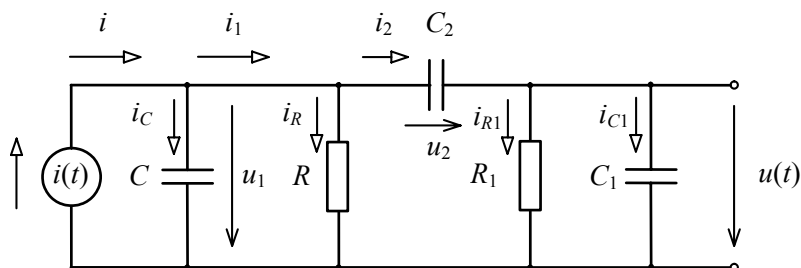
Chceme-li použít kapacitní snímač pro experimentální studium časového průběhu celkového elektrického dipólového momentu mechanicky zatěžovaného dielektrika, musíme pomocí vhodné zatěžovací impedance a vazebního obvodu navázat snímač ke vstupu předzesilovače napětí nebo použít citlivý měřič proudu, protože se jedná většinou o extrémně slabé signály. Navíc, pokud použijeme kondenzátorový snímač o kapacitě C_0 , jehož dielektrikem je sledovaná látka, je třeba ještě uvažovat svodový odpor dielektrika R_0 . Dále se musíme snažit spojit snímač s dalšími obvody koaxiálním kabelem s malou vlastní kapacitou C_{k1} a C_{k2} . Přenosovou charakteristiku měřicího obvodu dále ovlivňuje vstupní impedance předzesilovače napětí, tvořená paralelním spojením odporu R_p a kapacity C_p a zatěžovací odpor R_z . Výsledné náhradní schéma vhodného měřicího obvodu je uvedeno na obr. 5.4, kde sériový obvod $C_v R_v$ slouží k potlačení rušivých nízkofrekvenčních signálů.



Obr. 5.4. Výsledné náhradní schéma použitelného měřicího obvodu

Měřicí obvod podle obr. 5.4 lze zjednodušit podle obr. 5.5, kde $C = C_0 + C_{k1}$, $R = \frac{R_0 R_z}{R_0 + R_z}$,

$$C_2 = C_v, C_1 = C_p + C_{k2}, R_1 = \frac{R_v R_p}{R_v + R_p}.$$



Obr. 5.5. Zjednodušené náhradní schéma použitelného měřicího obvodu

Informaci o časovém průběhu součinu qv nebo o časové derivaci celkového elektrického dipólového momentu $\frac{dp}{dt}$ obsahuje elektrické napětí $u(t)$ na výstupu obvodu podle obr. 5.5. Řešení tohoto obvodu pro libovolný časový průběh zdrojové veličiny $i = i(t)$ vede na nehomogenní diferenciální rovnici druhého řádu s konstantními koeficienty

$$A \frac{d^2 u}{dt^2} + B \frac{du}{dt} + Du = E \frac{di}{dt}, \quad (5.15)$$

kde $A = R_1(C_1 C + C_2 C + C_1 C_2)$, $B = C + C_2 + \frac{R_1}{R}(C_1 + C_2)$, $D = \frac{1}{R}$, $E = R_1 C_2$.

Diferenciální rovnice (5.15) může v některých praktických zapojeních přejít na diferenciální rovnici prvního řádu.

a) Je-li vazební kondenzátor o kapacitě C_2 nahrazen vodivým spojením, je $C_2 \rightarrow \infty$ a rovnice (5.15) přechází na tvar

$$\frac{du}{dt} + \frac{u}{R'C'} = \frac{i}{C'}, \quad (5.16)$$

kde $R' = \frac{R_1 R}{R_1 + R}$, $C' = C + C_1$.

b) Při malé elektrické vodivosti měřeného vzorku a $R_z \rightarrow \infty$ můžeme uvažovat $R \rightarrow \infty$ a potom má rovnice (5.15) tvar

$$\frac{du}{dt} + \frac{u}{R_1 C'} = \frac{i}{C''}, \quad (5.17)$$

kde $C' = C_1 + \frac{C C_2}{C + C_2}$, $C'' = \frac{C_1 C}{C_2} + C + C_1$.

Tato rovnice byla použita například v práci [10] při experimentálním studiu signálů elektromagnetické emise v kompozitním materiálu Extren.

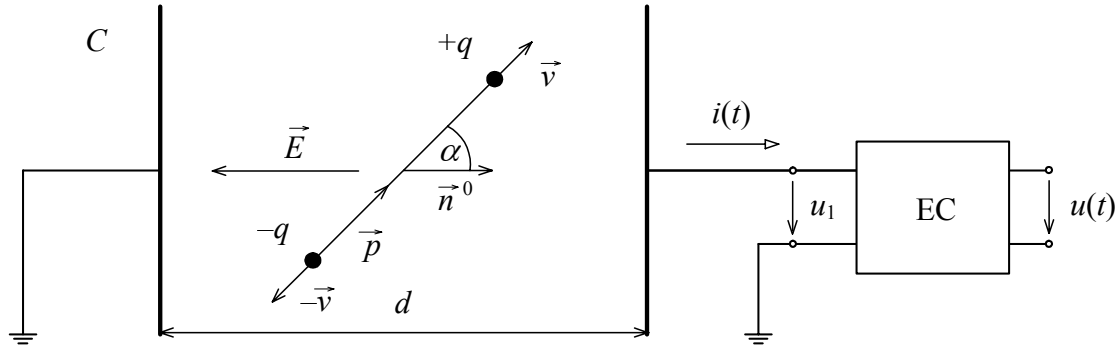
c) Pro $C_2 \rightarrow \infty$, $R_1 \rightarrow \infty$, $C_1 = 0$ dostáváme rovnici

$$\frac{du}{dt} + \frac{u}{RC} = \frac{i}{C}. \quad (5.18)$$

Tento typ zapojení měřicího obvodu odpovídá čistě ohmickému zatěžovacímu odporu R snímače.

5.1.4 Kapacitní snímač ve tvaru deskového kondenzátoru

Pro praktické použití je často vhodné volit kapacitní snímač ve tvaru deskového kondenzátoru o vzdálenosti desek d a kapacitě C , jehož dielektrikem je zkoumaný vzorek, obr. 5.6. Zapojení snímacího kondenzátoru do elektrického obvodu je provedeno podle obr. 5.4, resp. obr. 5.5.



Obr. 5.6. Kapacitní snímač ve tvaru deskového kondenzátoru

V tomto případě platí

$$\vec{E}_1(\vec{r}) = \frac{\vec{E}(r)}{u_1} = -\frac{1}{d} \vec{n}^0, \quad (5.19)$$

kde \vec{n}^0 je jednotkový vektor ve směru normály k deskám kondenzátoru.

Zdrojovou veličinu i pak můžeme pro obecnou orientaci dipólu vůči deskám kondenzátoru vyjádřit ze vztahu (5.13) jako

$$i = \frac{1}{d} \cdot \frac{dp}{dt} \cos \alpha, \quad (5.20)$$

kde α je úhel mezi vektory \vec{p} a \vec{n}^0 .

Diferenciální rovnici (5.15) pak můžeme přepsat do tvaru

$$A' \frac{d^2 u}{dt^2} + B' \frac{du}{dt} + D' u = E' \frac{d^2 p}{dt^2}, \quad (5.21)$$

kde $A' = R_1(C_1 C + C_2 C + C_1 C_2)$, $B' = C + C_2 + \frac{R_1}{R}(C_1 + C_2)$, $D' = \frac{1}{R}$, $E' = R_1 C_2 \frac{\cos \alpha}{d}$.

Pro případ zanedbatelné elektrické vodivosti měřeného vzorku ($R \rightarrow \infty$) pak přechází vztah (5.21) do tvaru

$$\frac{du}{dt} + \frac{u}{R_1 C'} = K \frac{dp}{dt}, \quad (5.22)$$

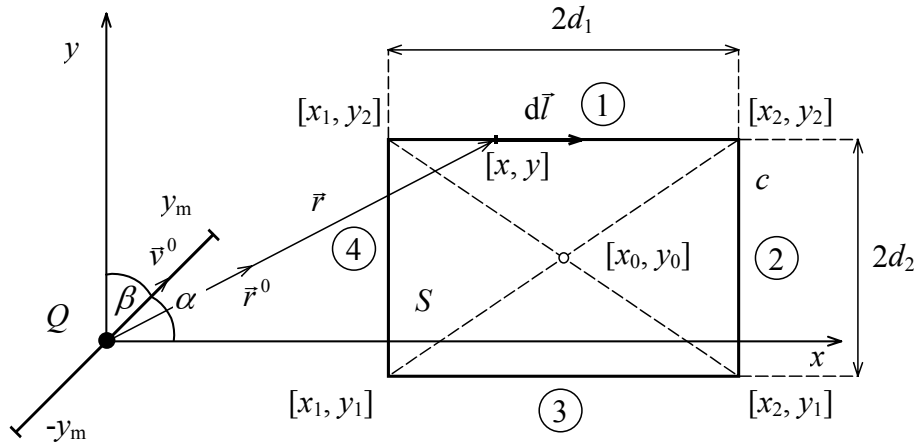
kde $C' = C_1 + \frac{C C_2}{C + C_2}$, $C'' = \frac{C_1 C}{C_2} + C + C_1$, $K = \frac{\cos \alpha}{C'' d}$.

Na základě snímání elektrické napětí $u(t)$ na výstupu měřicího obvodu podle obr. 5.4, resp. obr. 5.5 a následného řešení diferenciální rovnice (5.21), resp (5.22), lze určit časový průběh celkového elektrického dipólového momentu $p(t)$ a dále za určitých předpokladů i součin qv .

Kapacitní snímač je nejcitlivější pro detekci plošných trhlin, jejichž normála je kolmá k deskám snímače. Citlivost je úměrná kosinu úhlu mezi normálou ke stěně trhliny a normálou k deskám snímače. Je-li tento úhel 90° , snímač neregistruje pohyb nabitě trhliny.

5.2 INDUKČNÍ SNÍMAČE

Předpokládáme indukční snímač ve tvaru obdélníkové cívky, v jehož rovině se pohybuje bodový náboj Q rychlostí \vec{v} , obr. 5.7.



Obr. 5.7. Vzájemná poloha cívky a kmitajícího náboje

Pomocí Stokesovy věty a Faradayova zákona elektromagnetické indukce lze určit elektromotorické napětí indukované v cívce při rychlosti náboje $\vec{v} = \vec{v}(t)$ [44],

$$u(t) = -n \frac{\mu}{4\pi} Q \frac{dv}{dt} \oint_c \frac{\vec{v}^0 \cdot d\vec{l}}{r}, \quad (5.23)$$

kde n je počet závitů cívky.

Pro harmonický pohyb náboje rychlostí

$$v = v_m \sin(\omega t + \varphi) \quad (5.24)$$

lze vyjádřit amplitudu napětí

$$u_{Lm} = n \frac{\mu}{4\pi} Q \omega v_m I, \quad (5.25)$$

kde I je hodnota integrálu vystupujícího ve vztahu (5.23), která závisí na tvaru a rozměrech cívky a na vzájemné poloze náboje a cívky.

Bylo provedeno vyhodnocení elektrického napětí indukovaného v cívce, která je umístěna v blízkosti vzorku, jenž generuje EME, pro obecnou polohu a směr náboje vzhledem k cívce. Snímané napětí je potom přímo úměrné velikosti náboje, počtu závitů cívky, relativní permeabilitě jádra, zrychlení náboje, kosinu (resp. sinu) úhlu vektoru rychlosti a směru stran obdélníkové cívky.

Maximální generované napětí vzniká v případě, že se náboj pohybuje v rovině cívky a kmitá v některé straně cívky. Minimální napětí je pro umístění náboje ve středu cívky. Z uvedeného vyplývá, že tento snímač není schopen indikovat vznik trhlin, které se nacházejí uprostřed cívky nebo jejichž stěny leží v rovinách závitů cívky. Je-li měřený materiál umístěn uvnitř cívky, nemůžeme využít feromagnetické jádro s velkou relativní permeabilitou ke zvýšení účinnosti snímání.

6 VYHODNOCENÍ CELKOVÉHO ELEKTRICKÉHO DIPÓLOVÉHO MOMENTU GENEROVANÉHO ELEKTRICKÝM POLEM TRHLINY

Diferenciální rovnice (5.15) má sloužit k určení vztahu mezi elektrickým dipólovým momentem trhliny a detekovaným napětím $u(t)$ na výstupu měřicího obvodu (obr. 5.3 až obr. 5.5). Zatímco koeficienty rovnice jsou určeny pomocí obvodových veličin měřicího obvodu, tj. odporů a kapacit, na pravé straně hraje pro řešení uvedeného problému klíčovou roli zdrojová veličina $i(t)$ podle (5.12), resp. (5.14).

Pro kapacitní snímač ve tvaru deskového kondenzátoru s homogenním elektrickým polem použijeme vztah (5.13). Složky zdrojové veličiny $i(t)$ jsou vektorová veličina \vec{E}_1 podle (5.2), určená pro vakuum a dále časová derivace celkového elektrického dipólového momentu $\vec{p}(t)$ měřeného vzorku, vyvolaného elektrickým polem generované trhliny. Platí potom

$$\vec{p}(t) = \vec{p}_c(t) + \vec{p}_d(t), \quad (6.1)$$

kde $\vec{p}_c(t)$ je celkový elektrický dipólový moment oblasti trhliny a $\vec{p}_d(t)$ je celkový elektrický dipólový moment měřeného dielektrického vzorku. Polarizace dielektrika hraje důležitou roli při vyhodnocení $\vec{p}_c(t)$ v soustavě, která obsahuje polarizovatelný materiál.

Efekt polarizace může být vyhodnocen pomocí kvazimolekulární metody [43]. Tato metoda vychází z předpokladu, že celý prostor, který obsahuje měřicí elektrody, je uvažován jako vakuum, ve kterém je dielektrikum reprezentováno rozložením dipólů s hustotou dipólového momentu \vec{P} . Indukovaný náboj na měřicí elektrodě obsahuje potom dvě složky. První složka je způsobena přímo prostorovým nábojem trhliny a druhá složka, vyvolaná polarizací dielektrika, je vztažena k dipólům dielektrika a je dána vektorem polarizace $\vec{P}(\vec{r}, t)$ podle vztahu

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \kappa \vec{E}(\vec{r}, t), \quad (6.2)$$

kde κ je hodnota dielektrické susceptibility dielektrika s relativní permitivitou

$$\varepsilon_r = \kappa + 1 \quad (6.3)$$

a $\vec{E}(\vec{r}, t)$ je celková intenzita elektrického pole v daném bodě dielektrika, vyvolaná elektrickým polem trhliny. Potom celkový elektrický dipólový moment dielektrického vzorku s objemem V je podle (6.2)

$$\vec{p}_d(t) = \int_V \kappa \varepsilon_0 \vec{E}(\vec{r}, t) dV. \quad (6.4)$$

Intenzita elektrického pole $\vec{E}(\vec{r}, t)$ v dielektriku je určena řešením Poissonovy rovnice pro zadané podmínky.

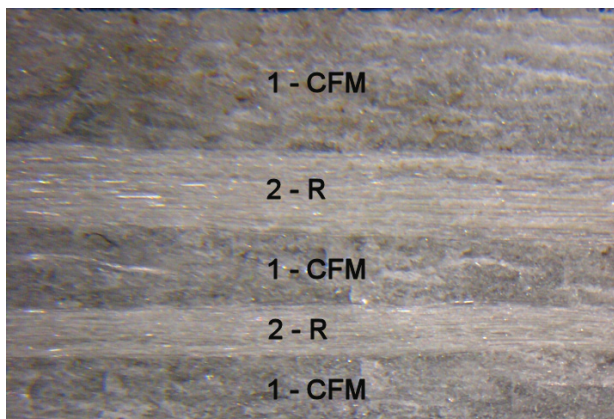
7 EXPERIMENTÁLNÍ METODY

7.1 ZKOUMANÝ KOMPOZITNÍ MATERIÁL

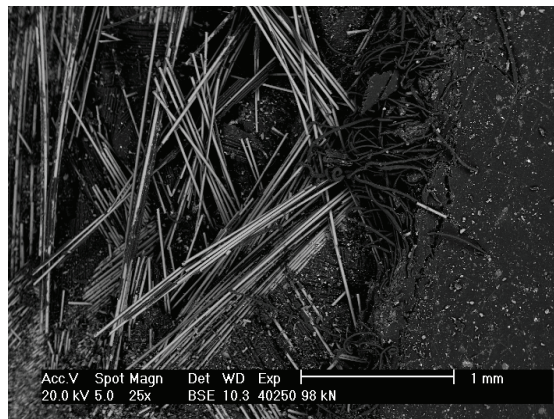
Velká část experimentálního studia byla provedeno na vzorcích vyrobených z konstrukčních profilů na bázi kompozitního stavebního materiálu označovaného jako Prefen (dříve Extren) [45].

Základem tohoto kompozitního materiálu je kombinace skleněných vláknitých výztuží spojených pryskyřičnými pojivy. Funkcí pojiva je chránit výztuž před mechanickým poškozením, udržovat profil v daném tvaru a umožnit přenos napětí do výztuže. Nositelem pevnosti a tuhosti jsou vyztužující vlákna, pojivo k nim výrazně nepřispívá. Vyztužující vlákna mají o jeden až dva řády vyšší pevnost a tuhost než pojivo a při vnějším namáhání se deformují méně než pojivo. Dochází tak ke vzniku smykových sil na rozhraní vlákno–pojivo, umožňujících přenos napětí z nepevné matrice do vláken. Ta jsou schopna nést veškerá napětí působící na kompozitní dílec, takže nepevné, ale deformovatelné pojivo je prakticky bez napětí [35].

Zmiňované konstrukční profily jsou vyráběny metodou kontinuálního tažení (pultruze) souborů svazků vláken a vyztužujících rohoží pryskyřičnou lázní, následném tvarování průřezu profilu a tepelném vytvrzení pryskyřice ve formě termosetickou reakcí. Každý svazek obsahuje 800–4000 dlouhých vláken o průměru kolem 20 μm . Počet svazků v jednotlivých profilech se pohybuje v rozsahu od desítek až do více než 2000. Skleněné rohože zabezpečují vyztužující efekt i v ostatních směrech než pouze v podélné ose, kde dominantní výztuhu tvoří vlákna. Řez vzorkem ve směru vláken je uveden na obr. 7.1.



Obr. 7.1. Řez vzorkem ve směru vláken, R – vlákna, CFM – kontinuální skleněné rohože



Obr. 7.2. SEM zobrazení povrchu vzorku

Výroba by měla zajišťovat dokonalé spojení vlákno–matrice, tedy dokonalou prosycenost vláken a jejich zapojení do odporu konstrukce proti zatížení. Použitá technologie umožňuje vyrábět profily s obsahem výztuže až přes 70 % objemu. Profily jsou standardně vyráběny v několika modifikacích podle typu použité pryskyřice (isofталový nenasycený polyester, vinylester). Do pryskyřice se při výrobě přidávají také různé přísady na zlepšení materiálových vlastností (retardéry na zlepšení požárních vlastností, stabilizátory pro odolnost vůči UV záření, změna elektrické vodivosti).

Profily Prefen mají navíc obvykle na povrchu tenkou netkanou povrchovou polyesterovou roušku [45], obr. 7.2. Tato pryskyřičná nasycená rouška obaluje skleněnou výztuž a vytváří tak obal, který kromě vylepšení estetického vzhledu kompozitu zvyšuje i odolnost proti vniknutí chemikálií a UV záření. Povrchová rouška zabraňuje také tomu, aby po poškození povrchu vyčnívala skleněná vlákna ven. Na obr. 7.2 je vpravo vidět část neporušeného povrchu vzorku, vedle jsou

vlákna povrchové polyesterové roušky a na levé straně je obraz náhodně rozložených skleněných vláken plošné rohože.

Základní mechanické a elektrické vlastnosti tohoto materiálu jsou: mezní pevnost v tahu (240–700) MPa, mezní pevnost v tlaku (240–450) MPa, modul pružnosti v tahu (18–40) GPa, modul pružnosti v tlaku 19 GPa, modul pružnosti ve smyku 2,9 GPa, modul pružnosti v ohybu (11–40) GPa, Poissonovo číslo 0,33, hustota $(1,7–1,9) \cdot 10^3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, dielektrická pevnost $1,4 \text{ kV} \cdot \text{mm}^{-1}$, relativní permitivita 5,6 a povrchová rezistivita řádově $10^{12} \Omega$, volitelně až $10^6 \Omega$.

Dále uvedené vzorky byly připraveny z konstrukčních profilů Extren 500 ve tvaru kvádrů o rozměrech (50–52) mm × (58–72) mm × (9–10) mm. Zatěžování bylo prováděno tlakem kolmo na směr vyztužujících vláken. Při zatěžování ve směru vláken nedocházelo v rozsahu použitých zatěžovacích sil ke tvorbě registrovatelných trhlin.

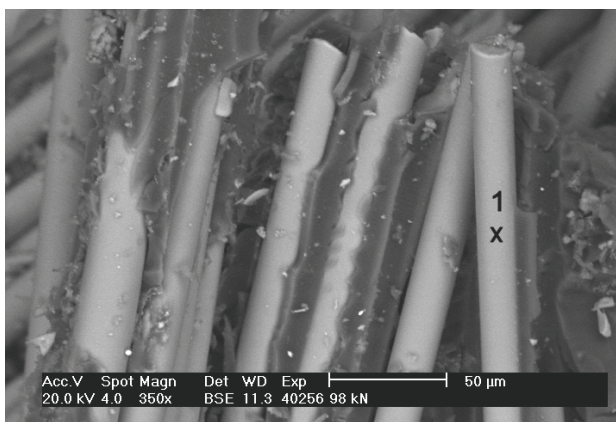
Kromě vzorků kompozitních profilů bylo možné díky spolupráci s výrobcem získat i samostatné vzorky jednotlivých složek nabízených kompozitních výrobků. Jedná se zejména o různé vzorky vytvrzených pryskyřic (polyester, vinylester, epoxid) a vyztuže (skleněná, uhlíková, kevlarová a čedičová vlákna) v různých formách (roving, tkaná textilie, netkané rohože, povrchová rouška).

7.2 VYŠETŘOVÁNÍ LOMOVÉ PLOCHY VZORKŮ

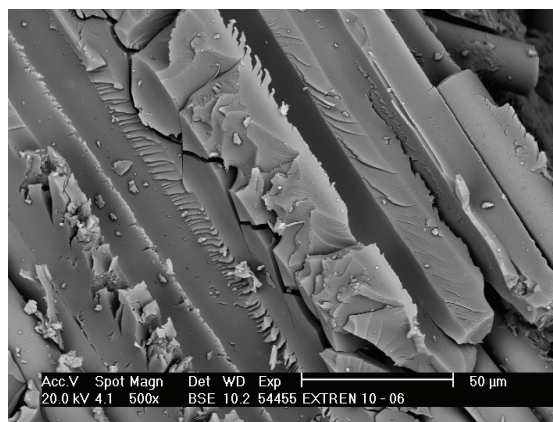
Byly vyšetřovány lomové plochy vzorků z materiálu Extren vzniklé porušením materiálu při zatěžování tlakem kolmo na směr vláken. Studium bylo provedeno rastrovacím elektronovým mikroskopem Philips XL30 doplněným energiově-disperzním analyzátozem MICROSPEC WDX400. Zvodivění lomové plochy bylo provedeno grafitem nebo pozlacením.

Vizuálně lze na lomové ploše sledovat následující případy poruch:

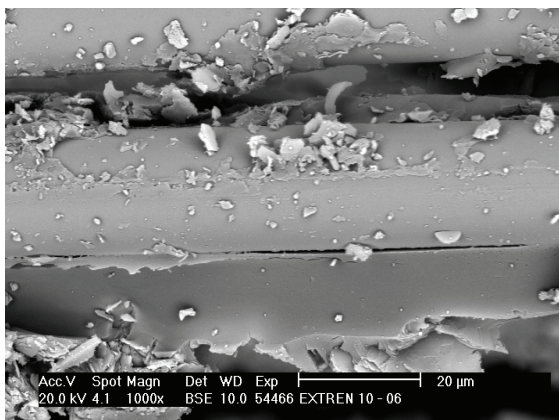
- Na lomové ploše se objevují volné části vláken a volná lůžka po vláknech nebo částečně oddělená matrice od vláken. Části čistých povrchů vláken byly potvrzeny chemickou analýzou. Dochází zde tedy k adhezním trhlinám. Dále byly zjištěny dutiny v matrici po vytržených vláknech. Vyskytují se zde také oblasti s odtrženými skleněnými rohožemi.
- Lom vláken, kdy lomová plocha může být hladká nebo spojená s částečným štípáním materiálu. Některá vlákna jsou pouze rozlomená, jiné konce jsou volné. Lomová plocha je dále znečištěna skleněnými úlomky vláken.
- Trhliny v matrici, které mohou mít na rozhraní matrice a vlákna hřebínkový charakter. Trhliny jsou ve směru vláken nebo přibližně kolmo na uložení vláken. Dochází zde tedy ke kohezním trhlinám. Matrice je v některých částech rozdrčená.



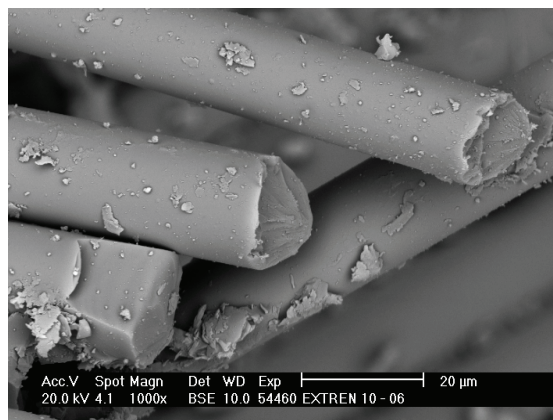
Obr. 7.3. Zobrazení lomové plochy pomocí SEM – obnažená vlákna



Obr. 7.4. Zobrazení lomové plochy pomocí SEM – lůžka po vláknech, trhliny v matrici



Obr. 7.5. Zobrazení lomové plochy pomocí SEM – trhlina na rozhraní vlákno – matrice



Obr. 7.6. Zobrazení lomové plochy pomocí SEM – křehký lom vláken

Tyto případy lze pozorovat detailněji na dále uvedených snímcích. Obr. 7.3 ukazuje případ obnažených částí vláken, na některých vláčkách prakticky nejsou zbytky matrice. V některých případech došlo k porušení vazeb vlákna s matricí, což dokazuje chemická analýza takového vlákna v bodě 1. Jiná vlákna jsou částečně nebo úplně pokrytá vrstvou matrice.

Podstatně kvalitnější snímky byly pořízeny při zvodivění sledovaného povrchu pozlacením. Na obr. 7.4 je vidět matrice s lůžky od vytržených vláken, což ukazuje na porušení vazby mezi vláknem a matricí. Jsou zde vidět i trhliny v matrici, některé jsou ve tvaru hřebene. Obr. 7.5 ukazuje podélnou trhlinu na rozhraní vlákno – matrice. Na obr. 7.6 je pak vidět, že dochází ke křehkému lomu vláken. Na řadě obrázků je dále možné pozorovat velké množství drobných úlomků vláken a úlomků matrice. Oba tyto typy lze rozpoznat pomocí provedené chemické analýzy. Při vizuálním zkoumání se úlomky matrice vyznačují obecně větší členitostí povrchu.

Na základě provedeného studia lomové plochy vzorků lze tedy konstatovat, že při mechanickém porušení zkoumaného kompozitního materiálu dochází v jednotlivých případech jak k porušení vlastních vláken nebo k porušení matrice, tak i k porušení vazby mezi vláknem a matricí, případně ke kombinaci těchto procesů.

7.3 METODIKA MĚŘENÍ

V průběhu vzniku trhliny dochází k redistribuci elektrického náboje, a tím ke generaci elektromagnetického pole. Prvním úkolem je provádět detekci tohoto pole vhodným typem snímače. V předchozím textu byly představeny dva typy snímačů pro měření elektromagnetické emise – snímače kapacitní a indukční. Pro studium malých vzorků pravoúhlého tvaru v laboratorních podmínkách byl vybrán kapacitní snímač pro jeho velmi dobrou citlivost a výhodnější přenosovou charakteristiku. Tento snímač byl volen ve tvaru deskového kondenzátoru, jehož dielektrikum tvořil studovaný materiál. Kapacitní snímač je nejcitlivější pro detekci plošných trhlin, jejichž normála je kolmá k deskám snímače. Citlivost je úměrná kosinu úhlu mezi normálou ke stěně trhliny a normálou k deskám snímače. Je-li tento úhel 90° , snímač neregistruje pohyb nabitě trhliny.

Současně s měřením signálů elektromagnetické emise je možné piezoelektrickými snímači detekovat i signály akustické emise. Tyto signály mohou být využity jednak pro ověření, že konkrétní události v signálu elektromagnetické emise skutečně souvisejí se vznikem trhliny, a jednak je možné na základě rozdílné rychlosti šíření obou typů signálů v měřeném materiálu provádět lokalizaci trhlin.

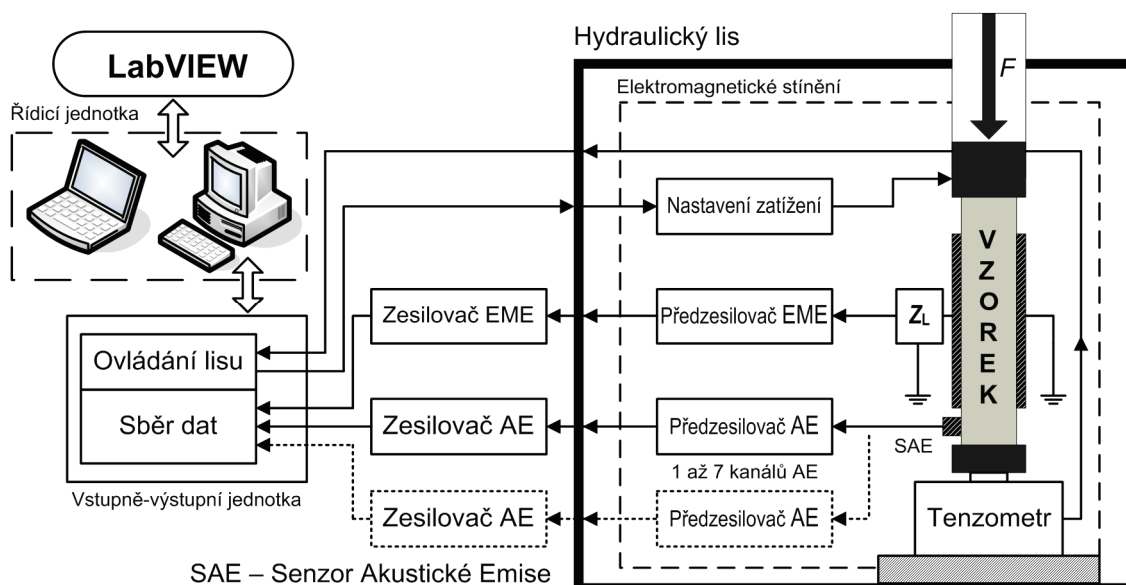
Významným zdrojem rušení, které může znehodnotit měřená data, je vliv vnitřních nebo vnějších elektromagnetických a akustických polí. Typickým nežádoucím vnitřním polem je např.

elektromagnetické pole vzniklé kmitáním elektrostatického náboje na nevodivých površích vzorku způsobeným akustickými impulzy nebo piezoelektrický jev při zatěžování hornin s obsahem křemene. Mezi vnější rušivá pole patří např. elektromagnetická pole pocházející od elektrických, telekomunikačních a radiotechnických zařízení. V laboratorních podmínkách je tedy nutné realizovat elektromagnetické stínění např. ve formě uzemněného kovového boxu, ve kterém je umístěn měřený vzorek a bateriemi napájené předzesilovače jednotlivých signálů. Velmi vhodné je také využití filtrů, které odfiltrují složky, které jsou mimo frekvenční pásmo vlastního užitečného signálu.

Při snímání signálů elektromagnetické a akustické emise je nutné pracovat s velmi slabými signály. Důležitým prvkem jsou proto nízkošumové předzesilovače a zesilovače. Zde je třeba definovat požadavky na jejich vstupní impedanci, zesílení a šířku přenášeného pásma v závislosti na použitém snímači. Rozhodujícím parametrem je vlastní šum zesilovače, který pak určuje výsledný poměr signál/šum.

7.4 MĚŘICÍ APARATURA

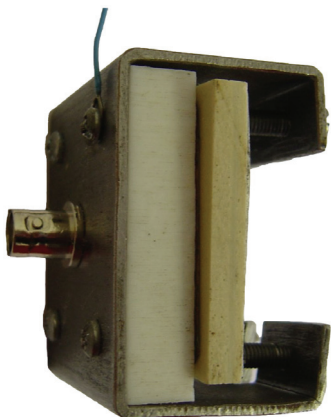
Měření signálů elektromagnetické a akustické emise bylo prováděno vytvořenou plně automatizovanou měřicí aparaturou podle obr. 7.7.



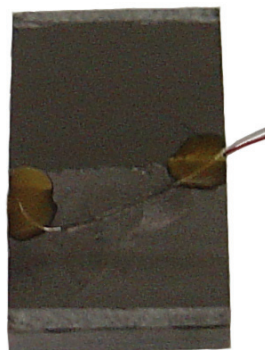
Obr. 7.7. Blokové schéma automatizovaného měřicího pracoviště

Základem měřicí aparatury je hydraulický lis, který provádí mechanické zatěžování vzorků s požadovaným průběhem působící síly. Pro experimenty byl nejčastěji používán hydraulický lis FRÖWAG umožňující řízení síly v rozsahu 10 – 100 kN. V některých případech byl také využit ruční hydraulický lis AUTOTECH s maximální zatěžovací silou 200 kN. Výhoda tohoto lisu spočívá v absenci vnějšího rušení, které je přítomno při využití elektrického pohonu, nevýhodou je pak nemožnost automatizovaného řízení průběhu síly. V současnosti byl uveden do provozu nový typ speciálně zkonstruovaného hydraulického lisu HYDROCOM umožňující nastavení zatěžovací síly až do 300 kN. Součástí lisu je stíněná krabice, ve které je umístěn měřený vzorek s kapacitním snímačem pro měření EME a jedním nebo více piezoelektrickými snímači pro měření AE, nízkošumové zesilovače napájené bateriemi, velmi přesný tenzometr pro měření působící síly a měřič deformace vzorku.

Ke snímání signálu elektromagnetické emise je použit kapacitní snímač, jehož dielektrikem je měřený vzorek. Kapacitní snímač je v našem případě tvořen speciálně vyrobeným nastavitelným držákem se dvěma elektrodami, do kterého lze lehce vkládat pravoúhlé vzorky testovaného materiálu, obr. 7.8. Druhou variantou elektrodového systému jsou grafitové elektrody, obr. 7.9. Součástí snímače je i vhodná zatěžovací impedance.



Obr. 7.8. Kapacitní snímač s nastavitelným držákem



Obr. 7.9. Kapacitní snímač s grafitovými elektrodami

K zesílení velmi slabých signálů elektromagnetické emise je využit nízkošumový zesilovač 3S SEDLAK PA31, který nabízí šířku pásma zpracovávaného signálu v rozmezí 20 Hz až 10 MHz, vysokou vstupní impedanci $2 \times 10 \text{ M}\Omega / 20 \text{ pF}$, nastavitelný zisk 6 / 20 / 40 dB a výrobcem udávané šumové napětí $< 1,8 \text{ nV} / \sqrt{\text{Hz}}$. V případě potřeby je do větve EME zařazen další vhodný nízkošumový zesilovač, např. zesilovač AM22 s bankou filtrů, pak je často využita šířka pásma 30 kHz až 1,2 MHz. Celkové zesílení kanálu EME je nejčastěji 40 nebo 60 dB.

Pro snímání signálů akustické emise jsou použity piezoelektrické snímače od několika vybraných výrobců. Tyto snímače splňují požadavky na frekvenční pásmo signálů AE (alespoň do 1 MHz) a ke vzorku se připevňují nejčastěji pomocí včelího vosku. Tato varianta zajišťuje dobrý mechanický (akustický) kontakt mezi vzorkem a snímačem a umožňuje snadné přichycení snímačů na vzorek a jejich následné odstranění. Signály AE jsou přivedeny na vstup nízkošumového zesilovače 3S SEDLAK PA15 s šířkou pásma 3 Hz až 1 MHz, což je dostatečné pro měřené signály AE. Mezi další parametry tohoto zesilovače patří vysoká vstupní impedance $2 \times 10 \text{ M}\Omega / 40 \text{ pF}$, nastavitelný zisk 0 / 20 / 40 dB a šumové napětí $< 2 \text{ nV} / \sqrt{\text{Hz}}$. Podle potřeby může být opět použit vhodný nízkošumový zesilovač, např. AM22. Celkové zesílení kanálu AE je pak nejčastěji 40 dB s šířkou pásma 30 kHz až 1,2 MHz.

Pro řízení popsané aparatury a sběr dat byl využit modulární systém založený na průmyslovém PXI standardu. Tento systém se skládá z PXI skříně NI PXI-1033, která obsahuje vstupně-výstupní moduly. Základem je osmikanálová osciloskopická karta NI PXI-5105 určená pro snímání signálů EME, vzorkování je prováděno se vzorkovací frekvencí maximálně 60 MHz na každý kanál a s 12-bitovým rozlišením. Pro ovládání lisu je využita univerzální karta NI PXI-6259 a údaj z tenzometru je snímán multimetrickou kartou NI PXI-4072. Snímání deformace měřeného vzorku je prováděno snímačem deformace přes sériový port RS-232.

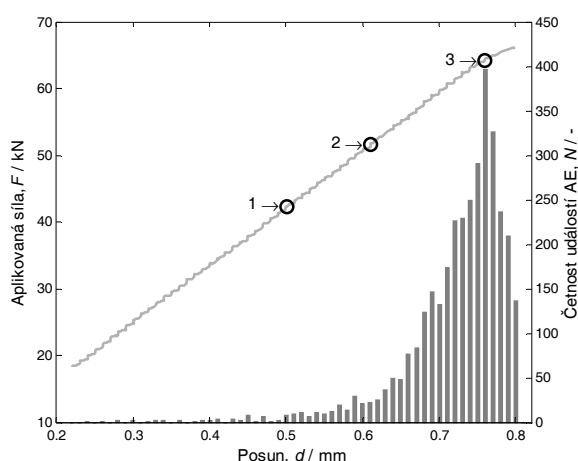
Celý proces řízení měření a sběru dat je prováděn pomocí počítače aplikací v prostředí LabView. To umožňuje provádět jak řízení lisu podle předem zadaného požadovaného časového průběhu zatěžovací síly, tak i současný kontinuální vícekanálový záznam signálů EME a AE, jejich zpracovávání a základní vyhodnocování v reálném čase. Celý systém (mimo hydraulický lis) byl navržen i s ohledem na mobilitu, při využití přenosného počítače je možné provádět měření i mimo laboratoř.

7.5 PRŮBĚH EXPERIMENTU

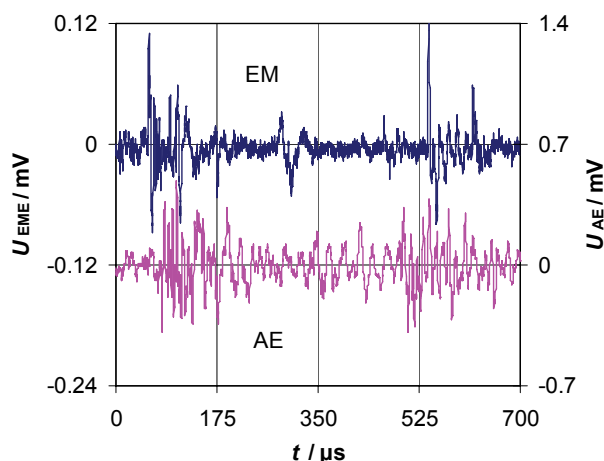
Mechanické zatěžování vzorků bylo prováděno jednoosým tlakem pomocí automatizované měřicí aparatury na hydraulickém lisu, a to kolmo na směr vyztužujících vláken. Při zatěžování ve směru vláken nedocházelo v rozsahu použitých zatěžovacích sil do 100 kN ke tvorbě registrovatelných trhlin.

Měřený vzorek byl mechanicky zatěžován buďto prostým tlakem mezi čelistmi lisu, nebo byly mezi čelisti lisu a měřený vzorek vloženy ocelové trámečky pravoúhlého průřezu o rozměrech 6 mm × 6 mm. Podle typu měření byl aplikován buďto konstantní, schodovitý, nebo lineárně rostoucí průběh působící síly. V průběhu měření byly snímány a zaznamenávány: působící síla, deformace vzorku, signál elektromagnetické emise z kapacitního snímače a jeden nebo více signálů akustické emise.

Příklad pracovního diagramu doplněný o vyhodnocení aktivity AE pro lineárně rostoucí sílu s rychlostí nárůstu 25 N/s a s trámečky umístěnými mezi čelistmi lisu a měřeným vzorkem je uveden na obr. 7.10. Bod 1 odpovídá začátku aktivity akustické emise. To by mělo odpovídat okamžiku, kdy začínají vznikat ve studovaném materiálu mikrotrhliny. Bod 2 značí počátek událostí elektromagnetické emise. Zatímco před dosažením bodu 3 byly detekovány u obou typů signálů jednotlivé oddělené události, nad tímto bodem dochází ke vzniku kontinuálních signálů obou typů, obr. 7.11. V poslední části křivky je možné pozorovat počátek plastické deformace, dále následuje zničení vzorku.



Obr. 7.10. Pracovní diagram při namáhání vzorku tlakem, vzorek V4



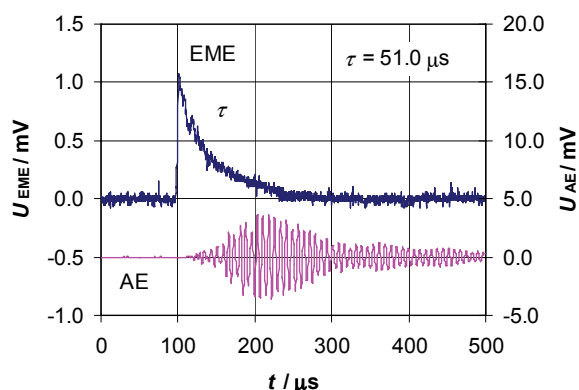
Obr. 7.11. Kontinuální signály EME a AE, zatěžovací síla 65,4 kN, vzorek V4

7.6 STUDIUM V ČASOVÉ OBLASTI

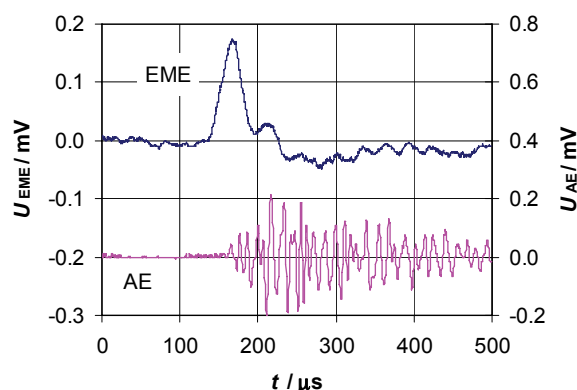
Díky automatizaci měřicího procesu je možné získávat velké množství časových průběhů pro různé časové průběhy zatěžovací síly. Na základě tvaru časového průběhu je možné signály elektromagnetické emise rozdělit do pěti základních skupin.

Tvrzení uváděná dále v této kapitole vycházejí z modelu, v kterém se při vzniku trhliny na jejích stěnách objevují elektrické náboje a ty tvoří v čase proměnný dipól. Průběh vzniku trhliny je pak možno rozdělit do dvou etap. V první etapě se v průběhu rozevírání trhliny objevují na jejích stěnách náboje $+q$ a $-q$, dochází k nárůstu jejich velikosti a vzájemné vzdálenosti, rychlost pohybu stěn pak určuje rychlost pohybu náboje. Ve druhé etapě lze náboj považovat za stabilizovaný nebo exponenciálně klesající v důsledku elektrické vodivosti vzorku a vzdálenost stěn trhliny se nemění nebo se projevuje jejich tlumený nebo kvaziharmonický pohyb.

Signály EME 1. skupiny (obr. 7.12) vykazují strmý nárůst čela impulzu a exponenciálně klesající tyl impulzu. To odpovídá rychlému rozevření trhliny v 1. etapě jejího vzniku, trhlina ve druhé etapě zůstává otevřená. Časová konstanta týla impulzu pak odpovídá časové konstantě měřicího obvodu.



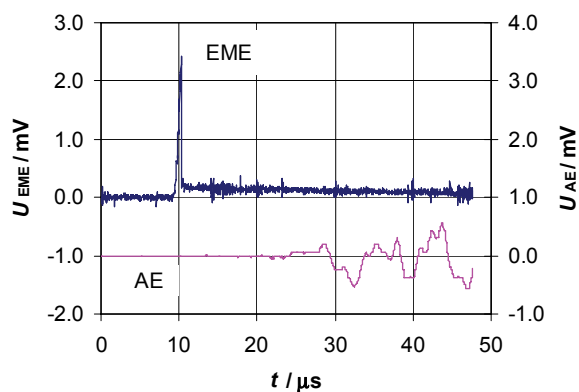
Obr. 7.12. Časové průběhy EME a AE, 1. skupina, extren 56.014



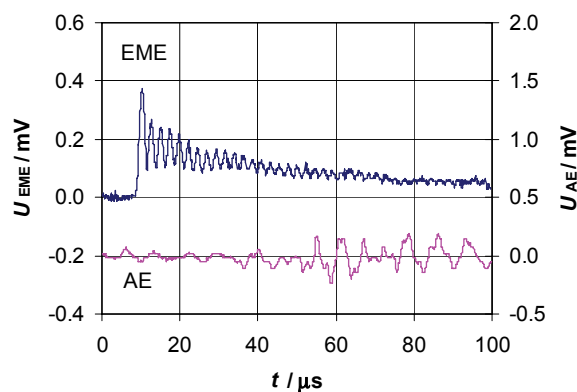
Obr. 7.13. Časové průběhy EME a AE, 2. skupina, extren 21.012

Do 2. skupiny (obr. 7.13) patří realizace s pozvolným nárůstem čela impulzu a pozvolným poklesem týla impulzu s časovými konstantami v řádu 10 μs . Tento průběh odpovídá pomalému procesu rozevírání trhliny v 1. etapě a následnému pomalému částečnému návratu do původního stavu ve 2. etapě.

Signály 3. skupiny (obr. 7.14) reprezentují trhliny s rychlým nárůstem a rychlým částečným návratem do původního stavu. Časové konstanty popisující čelo a tyl impulzu jsou v řádu 1 μs .



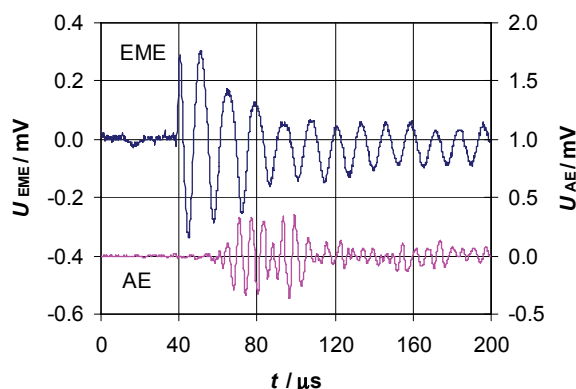
Obr. 7.14. Časové průběhy EME a AE, 3. skupina, extren 64.047



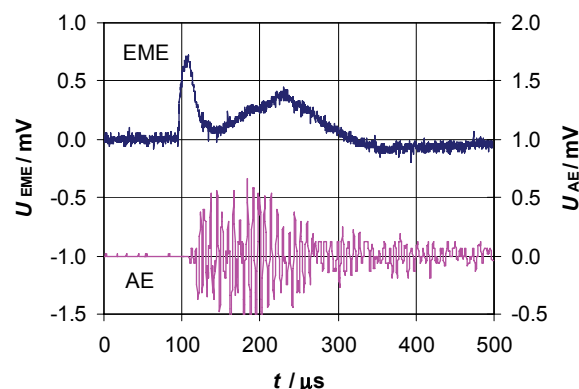
Obr. 7.15. Časové průběhy EME a AE, 4. skupina, extren 77.009

Realizace 4. skupiny (obr. 7.15, obr. 7.16) mají značný význam pro popis průběhu tvorby trhlin. Časové průběhy měřených signálů vykazují tlumený kvaziharmonický průběh způsobený tlumeným kmitavým pohybem stěn trhliny ve 2. etapě. Při znalosti rychlosti šíření mechanického vlnění v měřeném materiálu lze z naměřené frekvence tohoto průběhu určit rozměry trhliny. Na tento typ průběhů je proto vhodné aplikovat frekvenční analýzu.

Průběhy 5. skupiny (obr. 7.17) obsahují signály vzniklé kombinací předchozích čtyř základních typů.



Obr. 7.16. Časové průběhy EME a AE, 4. skupina, extren 90.013



Obr. 7.17. Časové průběhy EME a AE, 5. skupina, extren 55.006

Pro další vyhodnocení měřených signálů elektromagnetické a akustické emise je vhodné provést jejich popis pomocí vhodně zvolených parametrů. Zatímco popis signálů AE je zakotven v normě ČSN EN 1330-9, pro signály EME nebyl zatím obecný standard vytvořen. Na základě inspirace touto normou byly proto navrženy parametry, které je možné pro popis signálů EME s výhodou využít. Vzhledem ke značné variabilitě signálů EME je však situace podstatně složitější než u signálů AE a některé parametry uváděné v této normě nemají proto pro signály EME smysl.

Navržené parametry popisující jednotlivé události EME jsou tyto:

- Doba příchodu vyznačuje časový okamžik, kdy okamžitá hodnota signálu překročí zvolenou prahovou hodnotu.
- Doba trvání pak udává časový interval mezi prvním a posledním překročením zadaných prahových hodnot. Přitom oba prahy se mohou vzájemně lišit.
- Maximální hodnota udává maximální okamžitou hodnotu signálu dané události.
- Efektivní hodnota značí efektivní hodnotu měřeného signálu odpovídajícího dané události.
- Energie události odpovídá energii signálu události (obvykle je vyjádřena v jednotce $V^2 \cdot s$).
- Uvedené parametry je v případě kvaziharmonických průběhů EME užitečné doplnit na základě spektrální analýzy o dominantní frekvenci signálu.

Na takto získané parametry je možné aplikovat metody statistické analýzy. Toho lze využít např. pro hledání korelace mezi vybranými parametry událostí nebo pro získání popisu vývoje jednotlivých parametrů v čase nebo v závislosti na průběhu zatěžování.

Kromě zmíněných parametrů je při současném měření EME a vícekanálovém měření AE pro účely lokalizace vznikajících trhlin vhodné doplnit odečítané parametry o časové zpoždění počátku jednotlivých událostí AE za událostmi EME.

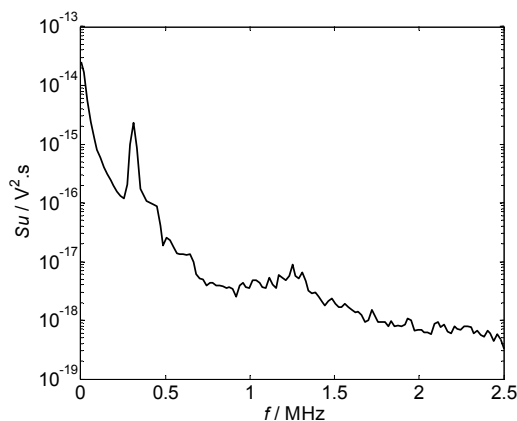
7.7 STUDIUM VE FREKVENČNÍ OBLASTI

Vznik trhlin v mechanicky zatěžovaném materiálu je stochastický proces. Pro popis takovýchto procesů je vhodnou veličinou spektrální výkonová hustota (PSD), jejíž určení lze provádět pomocí rychlé Fourierovy transformace (FFT). Signály elektromagnetické a akustické emise jsou však ve své podstatě silně nestacionární. Z toho důvodu nemá smysl určovat spektrální výkonovou hustotu pro celou realizaci snímaného signálu, ale pouze pro jednotlivé události. V případě signálů elektromagnetické emise je vhodné tento popis použít pro signály 4. skupiny (obr. 7.15, obr. 7.16), které vykazují kvaziharmonický časový průběh. Ze zjištěné dominantní frekvence těchto průběhů lze při znalosti rychlosti šíření mechanického vlnění v měřeném materiálu určit rozměry trhliny.

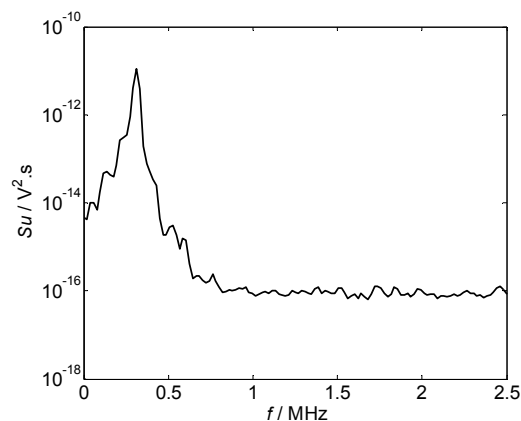
Pro získání odhadu spektrální výkonové hustoty existuje řada metod. V tomto případě se jeví jako nejvhodnější neparametrické metody odhadu, konkrétně bylo zvoleno určování periodogramu Welchovou metodou. Při vzorkovací frekvenci 5 MHz byla typická délka zpracovávaného

časového průběhu pro jednu událost elektromagnetické emise 5000 vzorků. Zvolená délka segmentu pak byla 256 vzorků a výsledné frekvenční rozlišení 19,5 kHz, což se jeví jako dostačující. Váhování bylo prováděno Hanningovým oknem, překrytí segmentů bylo 75 %.

Popsaná metoda získávání spektrální výkonové hustoty byla aplikovaná na naměřené časové průběhy signálů EME a AE, příklady jsou uvedeny na obr. 7.18 a obr. 7.19. Odtud je možné určovat dominantní frekvence obou signálů. Bylo zjištěno, že detekované události lze rozdělit do dvou skupin. V první skupině jsou události, jejichž dominantní frekvence obou typů signálů EME a AE jsou shodné, druhá skupina je naopak charakteristická rozdílnými dominantními frekvencemi těchto signálů.

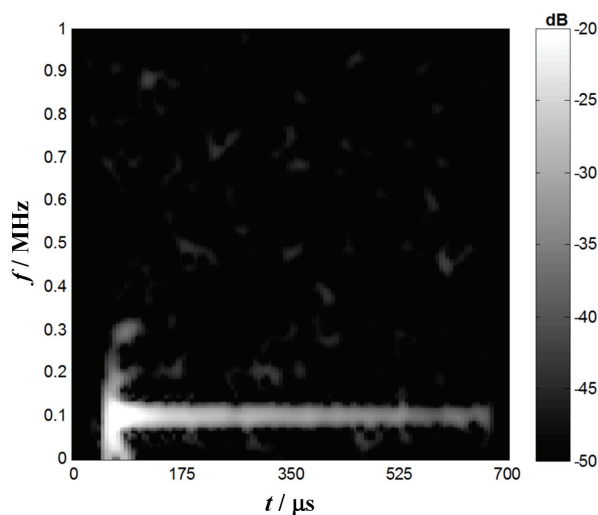


Obr. 7.18. Spektrální výkonová hustota EME, vzorek R4

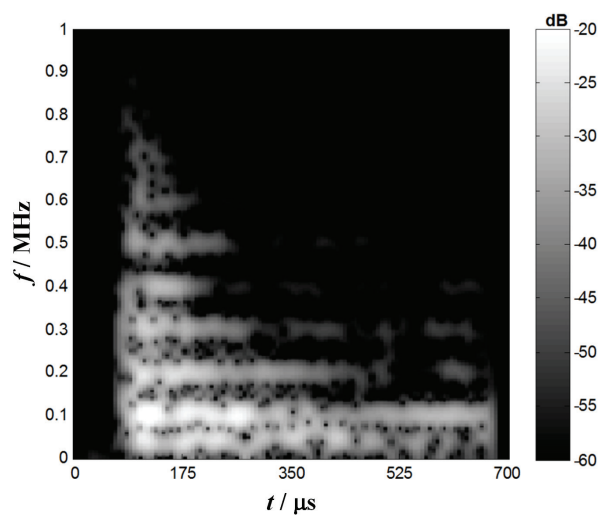


Obr. 7.19. Spektrální výkonová hustota AE, vzorek R4

Dalším úkolem bylo sledování závislosti dominantních frekvencí na čase. K tomuto účelu je vhodným nástrojem spektrogram, který představuje vývoj spektra signálu v čase. Příklady spektrogramů pro události EME a AE jsou uvedeny na obr. 7.20 a obr. 7.21.



Obr. 7.20. Spektrogram události EME, zatěžovací síla 52,5 kN, vzorek V4

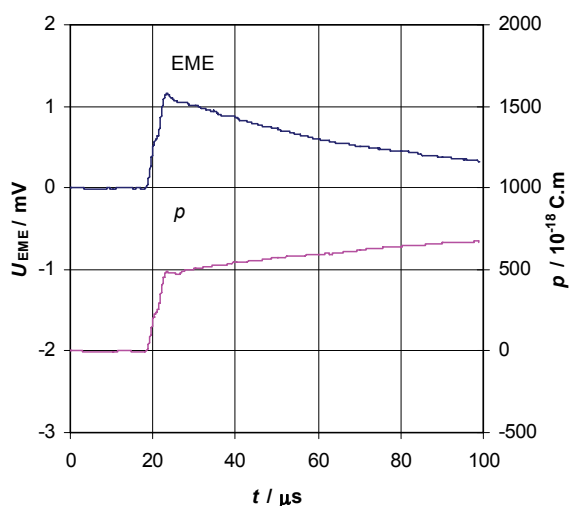


Obr. 7.21. Spektrogram události AE, zatěžovací síla 52,5 kN, vzorek V4

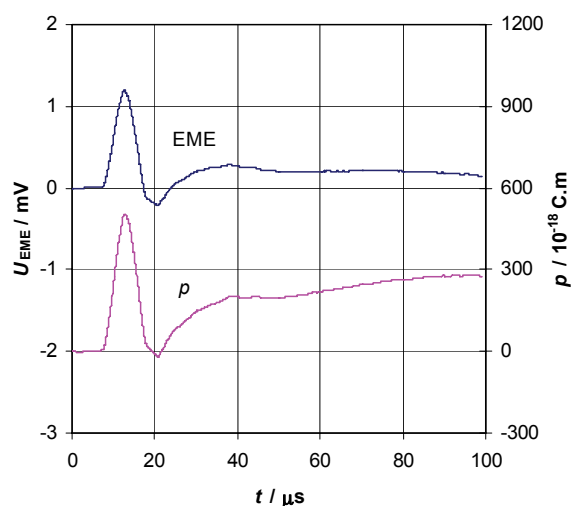
Je zřejmé, že v případě EME má spektrum s výjimkou počátku události pouze jednu dominantní složku, jejíž frekvence se v čase prakticky nemění. Naproti tomu spektrogram AE vykazuje značné množství frekvenčních složek. U složek s vyššími frekvencemi dochází v závislosti na čase k útlumu. Lze konstatovat, že u většiny událostí se dominantní frekvence signálů EME a AE v čase výraznějším způsobem nemění.

7.8 VYHODNOCENÍ ELEKTRICKÉHO DIPÓLOVÉHO MOMENTU TRHLINY

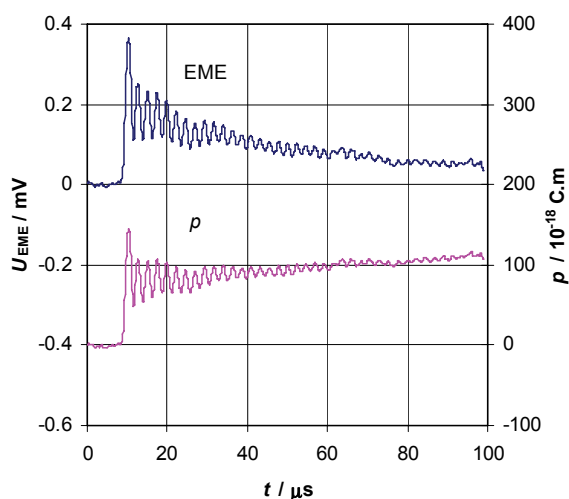
Z experimentálně zjištěných průběhů napětí na výstupu kapacitního snímače $u(t) = U_{\text{EME}}(t)$ byly na základě rovnice (5.22) numericky vyhodnocovány časové průběhy elektrického dipólového momentu $p(t)$ v průběhu vzniku trhliny, viz obr. 7.22 až obr. 7.25. Z těchto obrázků je zřejmé, že průběh $p(t)$ v první fázi vzniku trhliny prakticky kopíruje snímané napětí. Pokud by se dále dipólový moment neměnil, klesal by signál EME exponenciálně s časovou konstantou měřicího obvodu. Z pozvolného nárůstu $p(t)$ však vyplývá, že po rozevření trhliny dochází ještě k pozvolnému ustálení pohybu stěn trhliny (s různou rychlostí pro různé trhliny). Obr. 7.23 a obr. 7.25 dokumentují, že v některých případech po rozevření trhliny následuje částečný návrat stěn do původní polohy, a teprve potom dochází k ustálení jejich polohy buďto nadkriticky tlumeným pohybem, nebo podkriticky tlumeným kmitavým pohybem, obr. 7.24.



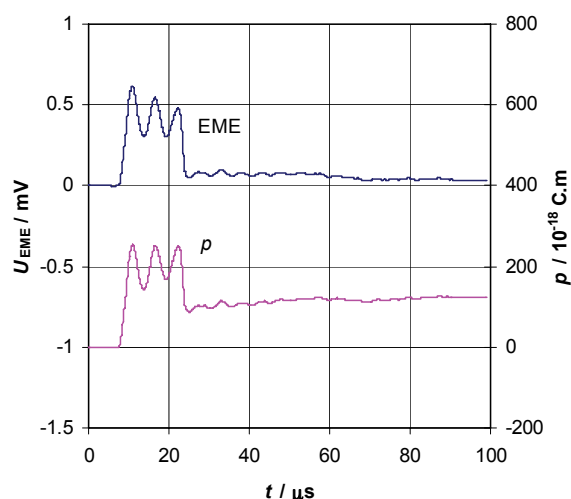
Obr. 7.22. Časový průběh EME a elektrický dipólový moment, extren 78.060



Obr. 7.23. Časový průběh EME a elektrický dipólový moment, extren 82.052



Obr. 7.24. Časový průběh EME a elektrický dipólový moment, extren 77.009



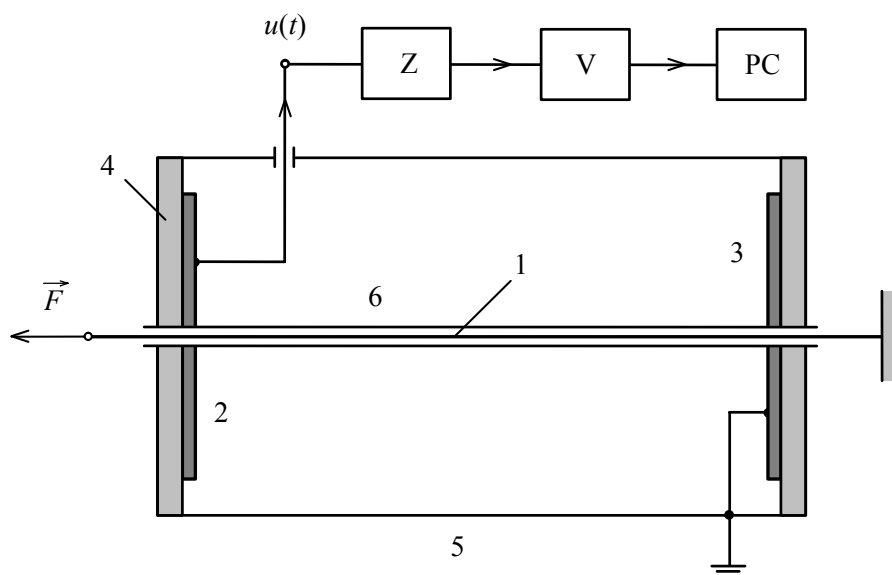
Obr. 7.25. Časový průběh EME a elektrický dipólový moment, extren 82.061

7.9 ELEKTROMAGNETICKÁ EMISE PŘI LOMU ULTRATENKÝCH VLÁKEN

Při studiu časového vývoje tvorby mikrotrhlin i makrotrhlin ve vláknových kompozitech při mechanickém zatížení hraje důležitou roli lom vláken. Experimentální studium tohoto procesu na samostatných vláknech nelze provádět klasickými metodami, např. pomocí metody akustické emise, z důvodu malých průřezů vláken a malých hmotností vláken. Informace o časovém průběhu lomového procesu můžeme však zjistit z časového průběhu generovaného elektromagnetického pole (metoda EME) snímaného širokopásmovým snímačem. Při lomu vlákna dochází na lomových plochách obou částí k nerovnovážnému rozdělení elektrického náboje a intenzita generovaného elektrického pole \vec{E} a magnetická indukce \vec{B} je dána časovými derivacemi celkového elektrického dipólového momentu $\vec{p} = q\vec{l}$, kde elektrické náboje na jednotlivých lomových plochách po přetržení jsou $+q$ a $-q$ a \vec{l} je jejich vzdálenost.

Elektrické napětí $u(t)$ na výstupu deskového kapacitního snímače je potom dáno diferenciální rovnicí (5.22). Z měřené časové závislosti $u(t)$ můžeme pomocí této rovnice vyhodnotit veličinu p a následně, při znalosti l , odhadnout plošnou hustotu elektrického náboje q na lomové ploše.

Uvedená metoda je bezkontaktní, vhodným elektromagnetickým stíněním lze dosáhnout velké citlivosti při poměrně jednoduchém měřicím zařízení, obr. 7.26.

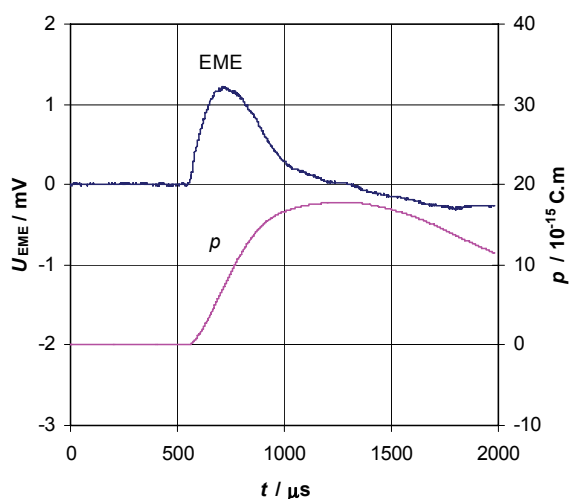


Obr. 7.26. Měřicí zařízení pro studium EME lomu vláken, 1 – vlákno, 2, 3 – deskový kondenzátor, 4 – dielektrikum, 5 – stínění, 6 – skleněná trubice, Z – zesilovač, V – vzorkovací zařízení, PC – řídicí jednotka

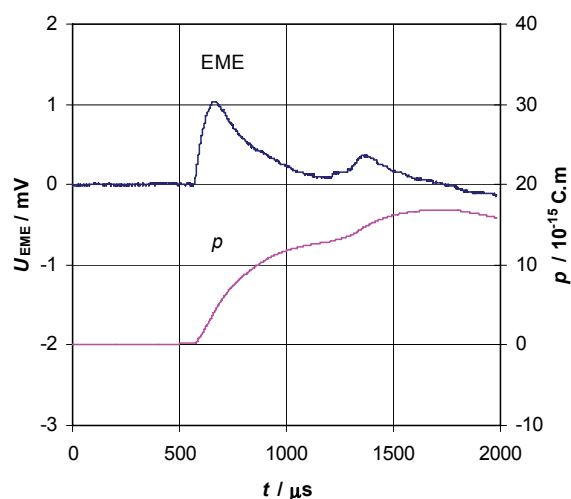
Byla sledována vlákna skleněná (E sklo, $\phi = 24 \mu\text{m}$), uhlíková ($\phi = 5 \mu\text{m}$), z kevlaru ($\phi = 5 \mu\text{m}$) a čedičová ($\phi = 15 \mu\text{m}$). Současně je snímán akustický signál snímačem umístěným na pevném držáku vlákna. Typické průběhy signálů EME a tomu odpovídající časové průběhy elektrických dipólových momentů p jsou uvedeny na obr. 7.27 a obr. 7.28.

V použitém snímači byly kapacity $C = 3,7 \text{ pF}$, $C_1 = 18 \text{ pF}$, $C_2 = 120 \text{ pF}$ a odpor $R_1 = 1,1 \text{ M}\Omega$. Potom $C' = 21,6 \text{ pF}$ a $C'' = 22,3 \text{ pF}$. Vzdálenost mezi elektrodami snímacího kondenzátoru byla $d = 4,8 \cdot 10^{-2} \text{ m}$.

Na základě provedených experimentů bylo zjištěno, že elektromagnetická emise byla detekována při lomech všech typů zkoumaných vláken. Lze tedy konstatovat, že při lomu těchto vláken dochází k procesům, které vedou k přerozdělení elektrického náboje a tím ke vzniku elektromagnetické emise. Proces lomu vláken lze tedy považovat za jeden z mechanismů vzniku elektromagnetické emise ve zkoumaných vláknových kompozitech.



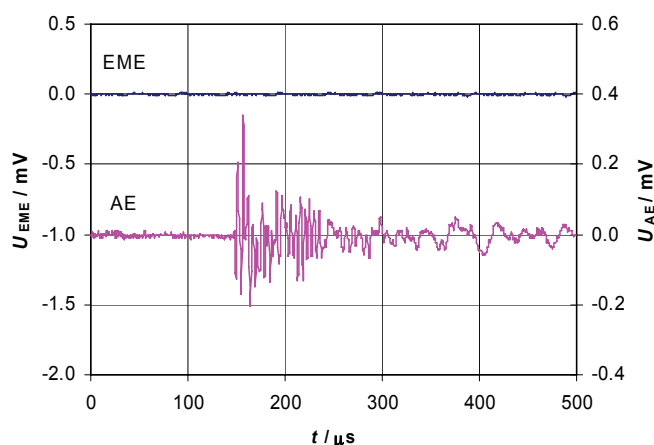
Obr. 7.27. Časový průběh EME a elektrický dipólový moment, skleněné vlákno 4.001



Obr. 7.28. Časový průběh EME a elektrický dipólový moment, kevlarové vlákno 7.001

7.10 ELEKTROMAGNETICKÁ EMISE PŘI ZATĚŽOVÁNÍ MATRICE

Ve snaze o identifikaci procesů, které vedou ke vzniku elektromagnetické emise v polymerních vláknových kompozitech, bylo zkoumáno i chování vzorků vytvořených pouze z různých materiálů určených pro tvorbu matrice. Byly připraveny vzorky ve tvaru kvádrů o rozměrech 40 mm × 70 mm × 10 mm, použitými materiály byly polyester, vinylester a epoxid. Tyto vzorky byly zatěžovány tlakem v hydraulickém lisu a byly měřeny signály elektromagnetické a akustické emise, typický příklad obou průběhů pro vzorek z polyesteru je na obr. 7.29.



Obr. 7.29. Časové průběhy EME a AE, polyester, vzorek PE 3.037

Ačkoli docházelo k detekci množství signálů akustické emise (řádově stovky pro každý vzorek) a v některých případech i k celkové destrukci vzorku, trhliny tedy prokazatelně vznikaly, ani v jednom případě nebyly zaznamenány měřitelné signály elektromagnetické emise. Lze tedy konstatovat, že při vzniku trhlin v uvedených materiálech matric měřitelná elektromagnetická emise zřejmě nevzniká. Proces vzniku trhlin v matrici tedy pravděpodobně nelze pro studované materiály považovat za jeden z mechanismů vzniku elektromagnetické emise ve zkoumaných vláknových kompozitech. Toto je poněkud překvapivý výsledek, protože se obecně dosud předpokládalo, že elektromagnetická emise vzniká při tvorbě trhlin ve všech látkách. Při dalších pracích je proto nutné se podrobněji na tuto oblast zaměřit.

8 MODELÝ VZNIKU ELEKTROMAGNETICKÉ EMISE

Použitý model vzniku EME je založen na představě, že se na stěnách trhliny objevují elektrické náboje, které vytvářejí elektrický dipól. Pokud se v tomto případě mezi deskami snímacího kondenzátoru pohybují náboje $q(t)$ a $-q(t)$ rychlostmi $\vec{v}(t)$ a $-\vec{v}(t)$, přechází diferenciální rovnice (5.17) pro napětí u měřené na výstupu snímače s uvážením (5.11) do tvaru

$$\frac{du}{dt} + \frac{u}{R_1 C'} = Bq(t)v(t), \quad (8.1)$$

kde $B = 2 \cos \alpha / (C''d)$, $C' = C_1 + C_2 / (C + C_2)$, $C'' = C + C_1 + C_1 C / C_2$, d je tloušťka vzorku a α je úhel mezi vektory \vec{E} a \vec{v} . V použitém snímači byly kapacity $C = 18$ pF, $C_1 = 18$ pF, $C_2 = 120$ pF a odpor $R_1 = 1,1$ M Ω . Potom $C' = 34$ pF a $C'' = 39$ pF. Veličina B má pak pro tloušťku vzorku $d = 10^{-2}$ m a úhel $\alpha = \pi$ hodnotu $B = 5,1 \cdot 10^{12} \text{ F}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$. Zavedeme označení pro časovou konstantu $R_1 C' = \tau$.

Snímané napětí $u(t)$ závisí na časovém průběhu $q(t)$ a na výchylce stěn $x(t)$ z původní polohy, kde $2x(t)$ je šířka trhliny. Rychlost pohybu stěn určuje rychlost pohybu náboje na stěnách. Proces tvorby trhliny má dvě fáze. V první fázi dochází k rozevírání trhliny, a tím k růstu $q(t)$ a $x(t)$. Ve druhé fázi po rozevření trhliny můžeme považovat náboj buďto konstantní, nebo exponenciálně klesající v důsledku elektrické vodivosti materiálu vzorku a rychlost stěn buďto nulovou, nebo časově proměnnou. V tomto případě můžeme předpokládat, že se jedná o pohyb stěn tlumený periodický nebo aperiodický.

8.1 MODEL A

Předpokládáme, že náboj na stěnách trhliny a rychlost pohybu stěn je konstantní. Potom má řešení diferenciální rovnice (8.1) tvar

$$u(t) = Bq v \tau \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right), \quad (8.2)$$

kde hodnota integrační konstanty byla určena z počáteční podmínky $u(0) = 0$. Skončí-li první fáze procesu v čase t_m , nabývá snímané napětí hodnoty $u(t_m) = u_m$ a rychlost $v = 0$. Řešení má potom tvar

$$u(t) = u_m e^{-\frac{t-t_m}{\tau}}. \quad (8.3)$$

Protože

$$u_m = Bq v \tau \left(1 - e^{-\frac{t_m}{\tau}} \right), \quad (8.4)$$

lze z časového průběhu měřeného napětí určit čas t_m a hodnotu součinu náboje a rychlosti stěn qv .

Na obr. 8.1 je provedeno proložení experimentálně získaného průběhu funkcemi podle modelu A a odsud určeny parametry tohoto modelu. Takto byly získány hodnoty $\tau = 39,7$ μs , $Bqv\tau = 0,0374$ V, $u_m = 0,904$ mV, $t_m = 0,97$ μs (počítáno od počátku impulzu), pro dané experimentální uspořádání je $B = 5,1 \cdot 10^{12} \text{ F}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$. Z uvedených hodnot lze určit součin náboje a rychlosti stěn $qv = 1,85 \cdot 10^{-9} \text{ C} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$.

8.2 MODEL B

Uvažujeme exponenciální závislost narůstání náboje $q(t)$ a vzdálenosti stěn $x(t)$ od rovnovážné polohy při tvorbě trhliny ve tvaru

$$q(t) = q_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_q}} \right), \quad (8.5)$$

$$x(t) = x_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_x}} \right), \quad (8.6)$$

kde τ_q a τ_x jsou časové konstanty změny náboje a vzdálenosti stěn. Potom rychlost stěn je

$$v(t) = \frac{x_0}{\tau_x} e^{-\frac{t}{\tau_x}}. \quad (8.7)$$

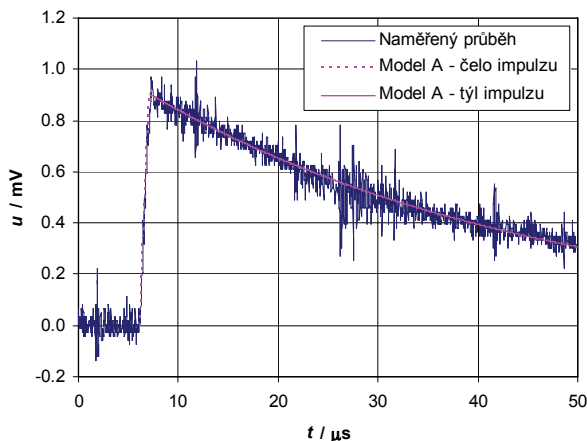
Řešení rovnice (8.1) má potom tvar

$$u(t) = \frac{Bq_0 x_0}{\tau_x} \left[\frac{1}{D} e^{-\frac{t}{\tau_x}} - \frac{1}{E} e^{-\left(\frac{1}{\tau_q} + \frac{1}{\tau_x}\right)t} + \frac{F}{ED} e^{-\frac{t}{\tau}} \right], \quad (8.8)$$

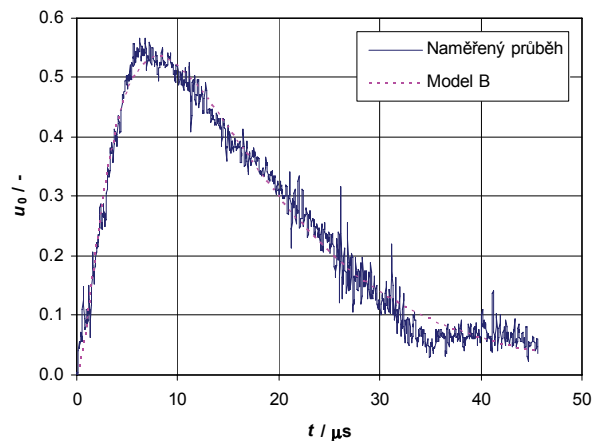
kde $D = 1/\tau - 1/\tau_x$, $E = 1/\tau - 1/\tau_x - 1/\tau_q$, $F = 1/\tau_q$.

Na obr. 8.2 je provedeno proložení experimentálně získaného průběhu funkcí podle (8.8). Odsud byly odečteny hodnoty veličin $\tau_x = 4,66 \mu\text{s}$, $\tau_q = 0,847 \mu\text{s}$ a $\tau = 12,1 \mu\text{s}$. Zde je vidět, že tento naměřený průběh velice dobře odpovídá teoreticky odvozenému vztahu (8.8).

Uvedené modely A, B předpokládají, že hodnoty $q(t)$ a $x(t)$ se po dosažení maximální hodnoty (ve 2. fázi procesu) nemění.



Obr. 8.1. Porovnání experimentálně získaného průběhu s teoretickým průběhem pro model A, extren 68.028



Obr. 8.2. Porovnání experimentálně získaného průběhu s teoretickým průběhem pro model B, extren 61.097

8.3 MODEL C

Po rozevření trhliny v čase t_m se buďto náboj $q(t)$ na stěnách a vzdálenost stěn $x(t)$ nemění (druhá fáze modelu A nebo B), nebo dochází k tlumenému pohybu stěn trhliny, případně i k relaxaci elektrického náboje v důsledku nezanedbatelné elektrické vodivosti materiálu. V případě kriticky nebo nadkriticky tlumeného pohybu stěn můžeme předpokládat

$$x(t) = x_m - x_0 (1 - e^{-\delta(t-t_m)}), \quad (8.9)$$

$$q(t) = q_m e^{-\beta(t-t_m)}, \quad (8.10)$$

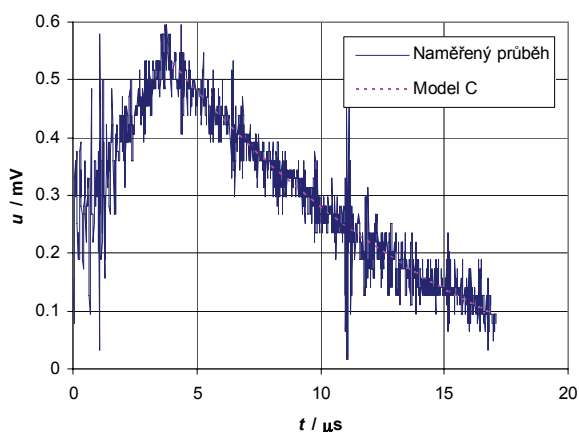
kde x_m je výchylka stěny v čase t_m , x_0 je amplituda tlumeného pohybu, δ je součinitel mechanického útlumu, $1/\beta$ je časová konstanta relaxace elektrického náboje.

Řešení rovnice (8.1) je potom

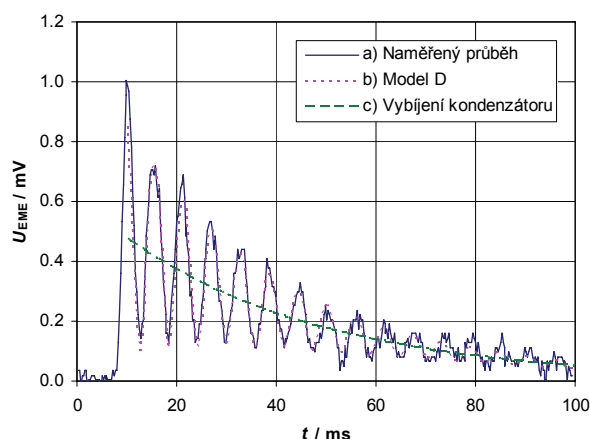
$$u(t) = A e^{-\gamma(t-t_m)} + (u_m - A) e^{-\frac{t-t_m}{\tau}}, \quad t \geq t_m, \quad (8.11)$$

kde $A = B x_0 q_m \delta \tau / (\gamma \tau - 1)$ a $\gamma = \beta + \delta$.

Graf závislosti $u(t)$ na čase je uveden na obr. 8.3 pro $\tau = 37,0 \mu\text{s}$, $1/\gamma = 17,1 \mu\text{s}$, $A = 1,17 \text{ mV}$, $u_m = 0,529 \text{ mV}$.



Obr. 8.3. Porovnání experimentálně získaného průběhu s teoretickým průběhem pro model C, extren 58.050



Obr. 8.4. Porovnání experimentálně získaného průběhu s teoretickým průběhem pro model D, extren 52.023

8.4 MODEL D

V případě podkriticky tlumeného kmitavého pohybu stěn trhliny s úhlovou frekvencí ω platí

$$x(t) = x_m + x_0 e^{-\delta(t-t_m)} \sin[\omega(t-t_m) + \varphi_0], \quad (8.12)$$

kde t_m je čas, při kterém je výchylka stěny trhliny x_m maximální, δ je součinitel mechanického útlumu.

Řešení rovnice (8.1) je potom

$$u(t) = U_0 e^{-\frac{t-t_m}{\tau}} - \frac{B b x_0 q_m e^{-\gamma(t-t_m)}}{\sqrt{\omega^2 + \omega_0^2}} \sin[\omega(t-t_m) + \varphi_0 + \varphi + \psi], \quad (8.13)$$

kde U_0 je integrační konstanta, $b = (\omega^2 + \delta^2)^{1/2}$, $\text{tg } \varphi = -\omega/\delta$, $\gamma = \beta + \delta$, $\omega_0 = \gamma - 1/\tau$, $\text{tg } \psi = \omega/\omega_0$, $1/\beta$ je časová konstanta relaxace elektrického náboje.

První člen (8.13) charakterizuje vybití kondenzátoru o kapacitě C' odporem R_1 , druhý člen je odezvou na kmitavý pohyb náboje stěn.

Na obr. 8.4 je uveden experimentálně naměřený průběh měřeného napětí EME pro extren 52.023 (křivka a). Pro tento průběh byly určeny parametry modelu D ($U_0 = 4,77 \cdot 10^{-4} \text{ V}$, $\tau = 40,1 \mu\text{s}$, $B b x_0 q_m / (\omega^2 + \omega_0^2)^{1/2} = 3,84 \cdot 10^{-4} \text{ V}$, $\gamma = 3,99 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$, $\omega = 1,09 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$, $\varphi_0 + \varphi + \psi = -1,38$) a na jejich základě vykreslena křivka b. Průběh c vyjadřuje vybití kondenzátoru při přechodovém ději.

9 LOKALIZACE VZNIKAJÍCÍCH TRHLIN

Současné měření signálů elektromagnetické a akustické emise lze využít pro lokalizaci vznikajících trhlin [46]. Zde se využívá různých rychlostí šíření elektromagnetických a mechanických vln v daném materiálu. Používané metody jsou pak založeny na měření časových zpoždění signálů AE detekovaných jednotlivými snímači za signálem EME. Ve dvojrozměrném případě tyto metody často využívají hledání průsečíků kružnic zkonstruovaných kolem snímačů AE (při znalosti okamžiku vzniku trhliny měřením signálu EME) nebo průsečíků hyperbol, jejichž ohniska jsou tvořena snímači AE (při měření pouze signálů AE) [47]. Pro aplikaci těchto metod bývá obvykle nutné znát rychlost šíření mechanického vlnění v daném materiálu. Při použití nadbytečného počtu snímačů AE se však ukazuje, že jednotlivé dvojice kružnic nebo hyperbol mají různé průsečíky, které pouze vymezují oblast pravděpodobného místa vzniku trhliny, nedávají však o tomto místě jednoznačnou informaci.

Obecně je značným problémem při lokalizaci vznikajících trhlin otázka homogenity a izotropie studovaných materiálů. Látky jako žula nebo beton, které jsou složeny z více složek, jsou v principu nehomogenní. Pokud je však velikost vzorku podstatně větší, než velikost jednotlivých zrn v materiálu, lze je při určitém zjednodušení považovat za látky homogenní a izotropní. Ještě složitější situace nastává u vláknových kompozitů, které jsou ze své podstaty anizotropní.

Dalším velkým problémem je existence více druhů mechanických vln s různými rychlostmi šíření ve vzorku, jejich odrazy na rozhraních a následná superpozice. Na to navazuje problém určení počátků detekovaných signálů. Tímto se zabývala řada studií s různými přístupy bez jednoznačně nejvýhodnějšího řešení [46]. Nejjednodušším způsobem je nastavení prahové úrovně signálu, čas jejíhož překročení je považován za okamžik příchodu signálu.

V dalším je pro zjednodušení uvažován pouze homogenní a izotropní materiál, ve kterém dochází k šíření mechanických vln pouze jednoho typu s konstantní fázovou rychlostí.

9.1 CHYBOVÉ FUNKCE

Pro odstranění nejednoznačnosti určení místa trhliny zmíněnými klasickými metodami bylo navrženo použití chybové funkce $E = E(x, y, z, v)$. Jedná se o nezápornou funkci obecně čtyř proměnných (tři souřadnic zkoumaného bodu x, y, z a rychlosti šíření mechanického vlnění v), definovanou v každém bodě měřeného vzorku. Konkrétní průběh této funkce je určen také počtem a souřadnicemi snímačů akustické emise. Hodnota funkce v daném bodě vyjadřuje kvantitativně vhodnost určení tohoto bodu jako místa vzniku trhliny. Při použití této metody je úkolem nalézt takový bod vzorku, pro který je hodnota chybové funkce E minimální. Takto získaný bod potom považujeme za místo vzniku trhliny.

Chybová funkce E je v některých případech závislá kromě souřadnic zkoumaného bodu ve vzorku také na rychlosti šíření mechanických vln v materiálu v v tomto bodě. Minimum chybové funkce je možné nalézt i v takovémto případě. Jedním z výsledků aplikace metody chybové funkce je pak i získání velikosti této rychlosti.

Metodu chybových funkcí je možné jak zkombinovat s používanými metodami založenými na triangulaci, tak i použít samostatně. Díky této metodě jsme při určování polohy trhliny schopni vždy získat jednoznačný výsledek, což při využití pouze triangulačních funkcí není vždy možné.

Byly navrženy dvě metody lokalizace založené na využití chybových funkcí [48]. Pro zjednodušení předpokládejme pouze dvojrozměrný vzorek, obě metody lze však po příslušném rozšíření aplikovat i na trojrozměrné případy. Metoda A využívá k lokalizaci současné měření jednoho signálu EME a více signálů AE, metoda B je pak založena pouze na měření signálů AE.

9.2 METODA LOKALIZACE A

Tato metoda je založena na současném měření jedním snímačem EME a několika snímači AE. Při znalosti času t_m , za který dospěje akustická vlna od místa trhliny k m -tému snímači AE a rychlosti akustických vln v materiálu v , lze určit vzdálenost trhliny od tohoto snímače AE jako

$$d_m = vt_m. \quad (9.1)$$

Poměr vzdáleností trhliny od m -tého a n -tého snímače potom bude

$$k_{m,n} = \frac{d_m}{d_n} = \frac{vt_m}{vt_n} = \frac{t_m}{t_n}. \quad (9.2)$$

Je vidět, že hledaný poměr vzdáleností je v případě homogenního a izotropního materiálu roven poměru časů, za které dospěje vlnění k jednotlivým snímačům. Pro určení tohoto poměru tedy není nutné znát rychlost šíření akustických vln v v materiálu.

Při použití uvedené metody vycházíme z předpokladu, že místem vzniku trhliny je takový bod ve vzorku, pro který poměr vzdáleností od každé dvojice snímačů AE m a n co nejlépe vyhovuje příslušnému poměru $k_{m,n}$ podle vztahu (9.2). Pro libovolný bod o souřadnicích $[x, y]$ určíme jeho vzdálenost od m -tého snímače AE o souřadnicích $[x_m, y_m]$ jako

$$l_m(x, y) = \sqrt{(x - x_m)^2 + (y - y_m)^2}. \quad (9.3)$$

Obdobně určíme vzdálenost l_n od n -tého snímače AE.

Poměr vzdáleností daného elementu od obou snímačů potom bude

$$p_{m,n}(x, y) = \frac{l_m(x, y)}{l_n(x, y)} = \frac{\sqrt{(x - x_m)^2 + (y - y_m)^2}}{\sqrt{(x - x_n)^2 + (y - y_n)^2}}. \quad (9.4)$$

V ideálním případě by mělo být nalezeno takové místo ve vzorku $[x_0, y_0]$, aby pro libovolnou dvojici snímačů m a n platilo

$$p_{m,n}(x_0, y_0) = k_{m,n}. \quad (9.5)$$

Protože toto není v praxi nikdy přesně splněno, musíme stanovit určité kritérium vhodnosti výběru daného místa jako místa vzniku trhliny. Tímto kritériem je chybová funkce, jejíž minimum hledáme.

Pro zvolený bod vzorku $[x, y]$ a danou dvojici snímačů AE m, n je hodnota chybová funkce $E_{m,n}(x, y)$ definována

$$E_{m,n}(x, y) = 0 \quad \text{pro } k_{m,n} = p_{m,n}(x, y), \quad (9.6)$$

$$E_{m,n}(x, y) = \left(\frac{k_{m,n}}{p_{m,n}(x, y)} - 1 \right)^2 \quad \text{pro } k_{m,n} > p_{m,n}(x, y), \quad (9.7)$$

$$E_{m,n}(x, y) = \left(\frac{p_{m,n}(x, y)}{k_{m,n}} - 1 \right)^2 \quad \text{pro } k_{m,n} < p_{m,n}(x, y). \quad (9.8)$$

Celková chybová funkce pro všechny dvojice snímačů AE bude

$$E(x, y) = \sum_{m,n} E_{m,n}(x, y). \quad (9.9)$$

Při praktické realizaci popsané metody jde tedy o nalezení bodu ve vzorku, pro který je hodnota chybové funkce minimální. K tomu je možné využít numerické metody výpočtu. Tento bod je pak považován za nejpravděpodobnější místo vzniku trhliny.

Po nalezení místa vzniku trhliny můžeme dále pomocí vztahu (9.1) určit pro každý snímač AE rychlost šíření akustické vlny v materiálu v . Protože se budou hodnoty rychlosti pro jednotlivé snímače lišit, určíme výslednou rychlost jako jejich aritmetický průměr.

9.3 METODA LOKALIZACE B

Využití této metody je založeno na současném měření více snímači AE bez znalosti okamžiku vzniku trhliny, není tedy třeba měřit signál EME. Z toho důvodu neznáme časy, které potřebuje akustická vlna pro uražení dráhy mezi místem vzniku trhliny a daným snímačem AE. Jedinými veličinami, které jsme schopni vyhodnotit, jsou rozdíly časů, s jakými dorazí čelo vlny k jednotlivým snímačům AE.

Pro dvojici snímačů m a n je tento experimentálně zjištěný rozdíl časů určen jako

$$t_{m,n} = t_m - t_n, \quad (9.10)$$

kde t_m a t_n jsou časy, ve kterých dorazilo čelo vlny k m -tému a n -tému snímači.

Analogicky s metodou A předpokládáme, že místem vzniku trhliny je bod vzorku, pro který rozdíl časů pro každou dvojici snímačů m a n co nejlépe vyhovuje experimentálně zjištěnému rozdílu $t_{m,n}$ podle vztahu (9.10).

Předpokládejme homogenní a izotropní prostředí a platnost vztahu (9.1). Pro libovolný bod o souřadnicích $[x, y]$ určíme čas u_m , za jaký by dospěla akustická vlna k m -tému snímači AE o souřadnicích $[x_m, y_m]$ jako

$$u_m(x, y) = \frac{1}{v} \sqrt{(x - x_m)^2 + (y - y_m)^2}, \quad (9.11)$$

kde v je fázová rychlost akustické vlny. Protože obecně předpokládáme, že rychlost neznáme, stává se v tomto případě další proměnnou.

Obdobně určíme čas u_n , za který by dospěla vlna k n -tému snímači AE.

Rozdíl časů detekce signálu AE na obou snímačích potom bude

$$u_{m,n}(x, y) = u_m(x, y) - u_n(x, y) = \frac{1}{v} \left(\sqrt{(x - x_m)^2 + (y - y_m)^2} - \sqrt{(x - x_n)^2 + (y - y_n)^2} \right). \quad (9.12)$$

V ideálním případě bychom našli takové místo ve vzorku o souřadnicích $[x_0, y_0]$, aby pro libovolnou dvojici snímačů m a n platilo

$$u_{m,n}(x_0, y_0) = t_{m,n}. \quad (9.13)$$

Protože toto nebývá nikdy splněno, definujeme opět chybovou funkci, jejíž hodnota kvantitativně určuje vhodnost určení daného bodu o souřadnicích $[x, y]$ jako místa vzniku trhliny. Pro danou dvojici snímačů AE m a n je potom hodnota chybová funkce $E_{m,n}(x, y, v)$ definována jako

$$E_{m,n}(x, y, v) = \left(u_{m,n}(x, y, v) - t_{m,n} \right)^2. \quad (9.14)$$

Celková chybová funkce pro všechny dvojice snímačů AE bude

$$E(x, y, v) = \sum_{m,n} E_{m,n}(v, y, v). \quad (9.15)$$

Při praktickém výpočtu je opět třeba pomocí vhodné numerické metody najít minimální hodnotu chybové funkce. Protože se v tomto případě jedná již o funkci tří proměnných, je v bodě minima chybové funkce nalezen nejen pravděpodobný bod vzniku trhliny, ale také fázová rychlost akustické vlny.

9.4 EXPERIMENTÁLNÍ OVĚŘENÍ METOD LOKALIZACE

Ověření stávajících i nově navržených metod je velmi problematické. Mikrotrhliny v materiálech se jinými metodami velmi špatně detekují. Z toho důvodu byly vytvořeny experimentální vzorky umožňující simulaci vzniku trhliny v přesně definovaném místě. Na těchto vzorcích jsme ověřovali, s jakou mírou přesnosti simulovanou trhlinu daná metoda lokalizovala.

První typ experimentálního vzorku byl vytvořen jako sádrový odlitek o rozměrech $(50 \times 50 \times 95) \text{ mm}^3$, uvnitř kterého byl v úrovni středu čelní stěny ve vzdálenosti 20 mm od povrchu vzorku zalit budič z piezokeramického materiálu o průměru 10 mm a tloušťce 1 mm. Druhý vzorek o rozměrech $(100 \times 100 \times 400) \text{ mm}^3$ byl vyroben z cementové malty, budič byl umístěn do geometrického středu vzorku. Po přivedení skokového napětí na piezoelektrický budič dojde k jeho deformaci, čímž je ve vzorku generována mechanická vlna, která se šíří k jednotlivým snímačům AE. Za okamžik vzniku trhliny pak považujeme čas skokové změny budičího napětí.

Při použití snímačů AE dochází k časovému zpoždění detekovaného elektrického signálu na výstupu vůči mechanickému vzruchu, který dospěje na povrch snímače. Toto zpoždění bylo předem vyhodnoceno měřeními na akusticky vázané dvojici snímačů. Při určování času příchodu akustického signálu do místa snímače pak byla prováděna korekce na toto zpoždění. V experimentálních datech použitých pro ověření metod lokalizace bylo tedy zpoždění v jednotlivých snímačích eliminováno.

Metody lokalizace byly ověřovány pro dvojrozměrný případ, pro první vzorek byly použity tři snímače AE umístěné v jedné rovině na třech sousedních stěnách vzorku. Bodu umístění destičky byly přiřazeny souřadnice $[0 \text{ mm}, 0 \text{ mm}]$, jednotlivé snímače AE jsou pak umístěny v bodech $S_1[25 \text{ mm}, 0 \text{ mm}]$, $S_2[0 \text{ mm}, 25 \text{ mm}]$, $S_3[-25 \text{ mm}, 0 \text{ mm}]$.

Tab. 9.1 ukazuje výsledky lokalizace simulované trhliny pomocí popsaných metod A a B. Pro kontrolu byla doplněna metoda využívající hledání průsečíků hyperbol a dvě modifikované metody využívající hledání průsečíků kružnic. U každé metody je uvedena i vzdálenost Δd nalezeného bodu od předpokládaného bodu umístění piezokeramické destičky. Lze konstatovat, že navržené metody A a B dávají výsledky srovnatelné s klasickými metodami. U těchto metod jsou navíc uvedeny i získané fázové rychlosti v . Hodnota fázové rychlosti získaná další experimentální metodou na základě měření časového zpoždění při průchodu akustické vlny vzorkem byla 1923 m.s^{-1} .

Metoda lokalizace	x / mm	y / mm	$\Delta d / \text{mm}$	$v / \text{m.s}^{-1}$
Metoda hyperbol	-2,4	-3,3	4,1	–
Metoda kružnic doplněná o metodu nejmenších čtverců	-2,4	-0,3	2,4	–
Metoda kružnic doplněná o váhování	-2,7	-0,3	2,7	–
Metoda A	-2,8	-3,7	4,6	2177
Metoda B	-2,1	-2,8	3,5	1662

Tab. 9.1. Výsledky jednotlivých metod lokalizace pro první typ experimentálního vzorku

Výhodou navržených metod je poměrně jednoduchá aplikace, a to jak ve dvojrozměrném, tak i ve trojrozměrném případě. Minimální počet snímačů AE je zde stejný jako v případě klasických triangulačních metod. Při použití vyššího počtu snímačů nedochází ke zvýšení složitosti řešených rovnic. Výsledkem jsou jednoznačné souřadnice hledaného bodu, což platí i pro případ použití nadbytečného počtu snímačů AE.

10 ZÁVĚR

Předložená práce se věnuje studiu jevu elektromagnetické emise v moderních kompozitních materiálech pro konstrukční účely, především pak ve vláknových polymerních kompozitech. Ačkoli se jedná o velmi perspektivní metodu pro sledování průběhu porušení v materiálech, dosud bylo její aplikaci na zmíněné kompozitní materiály věnováno poměrně málo pozornosti. Jedním z důvodů, který brání rozšíření této metody je skutečnost, že zatím není dostatečně přesně popsán mechanismus vzniku EME, a je tak obtížné interpretovat experimentálně získané výsledky. Dalším důvodem je nutnost měřit velmi slabé signály, což je obtížné především v reálném prostředí při praktických aplikacích. Proto dosud hlavní využití této metody zůstává v laboratořích v oblasti základního výzkumu při popisu procesů probíhajících v látkách v důsledku vnějšího působení.

Výhodou metody EME je skutečnost, že měřitelné signály se objevují již na samém počátku rozvoje porušení ještě ve stádiu, než dojde k měřitelným změnám makroskopicky měřitelných mechanických veličin. Proto je tato metoda vhodná k predikci makroskopického porušení sledovaných struktur. Jako velmi užitečné se jeví aplikace metody EME na nekovové kompozitní materiály, které jsou jednak transparentní pro elektromagnetické vlny v oblasti frekvencí sledovaných signálů a jednak se ukazuje, že právě porušení na rozhraní mezi jednotlivými fázemi v materiálu se stává významným zdrojem EME.

V rámci předložené práce byl prezentován navržený elektrický model vznikajících trhlin v kompozitních materiálech založený na vzniku časově proměnného elektrického dipólu tvořeného stěnami trhliny. Na základě tohoto modelu byly odvozeny vztahy pro základní veličiny generovaného elektromagnetického pole. Byly popsány základní typy snímačů EME, kapacitní a indukční a odvozeny vztahy pro transformaci primárních parametrů trhliny na měřené veličiny. Dále byla rozpracována metodika určování primárních parametrů trhliny na základě měřeného průběhu napětí na výstupu kapacitního snímače s uvážením reálných parametrů měřicího obvodu. Tato metoda ve formě vyhodnocení časového průběhu elektrického dipólového momentu byla následně aplikována na experimentálně získané průběhy.

V experimentální oblasti byly prezentovány sestavená měřicí aparatura, vytvořená metodika měření a vyhodnocení a výsledky aplikace jednotlivých měřicích metod. Korelace měřených signálů EME s pracovním diagramem zatěžovaného vzorku dokazuje, že je možné využívat EME k predikci selhání vzorku. Bylo provedeno studium lomové plochy vzorků a identifikovány dominantní lomové mechanismy. Následným sledováním EME speciálně připravených vzorků z jednotlivých složek kompozitních materiálů bylo zjištěno, že EME je u sledovaných kompozitních materiálů s vysokou pravděpodobností generována v souvislosti s procesy při lomu vláken a trhliny vznikající v matici se na EME nepodílejí.

Na základě měřených časových průběhů signálů EME byly navrženy čtyři modely pro vývoj primárních parametrů trhliny v průběhu jejího vzniku. Bylo ověřeno, že tyto modely dokážou postihnout všechny základní typy detekovaných signálů.

Současné měření signálů EME a AE umožňuje lokalizovat vznikající trhliny. Byly navrženy a ověřeny dvě nové metody využívající minimalizace vhodně zvolených chybových funkcí.

V současné době popsané výzkumy v oblasti EME velmi intenzivně pokračují ve spolupráce s dalšími pracovišti na Stavební fakultě VUT v Brně, kde řešíme společný projekt GAČR GA P104/11/0734 „Využití elektromagnetické a akustické emise ve výzkumu moderních kompozitních materiálů pro konstrukční aplikace“. Zde se zabýváme jak popsányými vláknovými kompozity, tak i dalšími materiály, jako je např. beton.

Další práce ve výzkumu jevu EME a možností jeho využití pro diagnostiku mechanicky zatěžovaných materiálů by měly být vedeny ve dvou hlavních oblastech. První oblastí je rozpracování modelu vzniku EME, a tím rozšíření možností při interpretaci měřených dat pro účely podrobného popisu mikrofyzikálních procesů provázejících rozvoj porušení v materiálu. Druhou oblastí je pak využití tohoto jevu pro diagnostiku konkrétních prvků v aplikační sféře.

POUŽITÁ LITERATURA

- [1] DICKINSON, J.T.; PARK, M.K.; DONALDSON, E.E and JENSEN, L.C. Fracto-emission accompanying adhesive failure. *Journal of Vacuum Science and Technology*. 1982. 20(3). p. 436–439. ISSN 0022-5355.
- [2] DICKINSON, J.T.; DONALDSON, E.E. and PARK, M.K. The emission of electrons and positive ions from fracture of materials. *Journal of Materials Science*. 1981. 16(10). p. 2897–2908. ISSN 0022-2461.
- [3] DICKINSON, J.T.; JAHAN-LATIBARI, A. and JENSEN, L.C. Electron emission and acoustic emission from the fracture of graphite/epoxy composites. *Journal of Materials Science*. 1985. 20(1). p. 229–236. ISSN 0022-2461.
- [4] DICKINSON, J.T.; JAHAN-LATIBARI, A. and JENSEN, L.C. Fracto-emission from fiber-reinforced composites and adhesive failure. *Abstracts of papers of the American Chemical Society*. 1983. 185 (Mar) 90-POLY.
- [5] LICHTENBERGER, M. Underground measurements of electromagnetic radiation related to stress-induced fractures in the Odenwald Mountains (Germany). *Pure Appl. Geophys.* 2006. 163(8). p. 1661–1677.
- [6] OGAWA, T; OIKE, K and MIURA, T. Electromagnetic radiations from rocks. *J. Geophys. Res.* 1985. 90(d4). p. 6245–6249.
- [7] YAMADA, I; MASUDA, K.; MIZUTANI, H. Electromagnetic and Acoustic Emission Associated with Rock Fracture. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. 1989. Vol. 57. p. 157–168.
- [8] RABINOVITCH, A; BAHAT, D and FRID, V. Emission of electromagnetic radiation by rock fracturing. *Z. Geol. Wiss.* 1996. 24(3–4). p. 361–368.
- [9] KOKTAVÝ, P.; PAVELKA, J.; ŠIKULA, J. Characterization of acoustic and electromagnetic emission sources. *Measurement Science and Technology*. 2004. 15(1). p. 973–977. ISSN 0957-0233.
- [10] KOKTAVY, P. Experimental study of electromagnetic emission signals generated by crack generation in composite materials. *Meas. Sci. Technol.* 2009. 20(1). 015704 (8pp).
- [11] MAVROMATOU, C; HADJICONTIS, V; NINOS, D; MASTROGIANNIS, D; HADJICONTIS, E AND EFTAXIAS, K. Understanding the fracture phenomena in inhomogeneous rock samples and ionic crystals, by monitoring the electromagnetic emission during their deformation. *Phys. Chem. Earth*. 2004. Vol. 29. p. 353–357.
- [12] GORDEEV, V.F. et al. Electromagnetic Emission of Dielectric Materials due to the Static and Dynamic Loading. *Journ. Tech. Phys. Apr.* 1994. 64(4). p. 57–67.
- [13] KOKTAVÝ, P.; KOKTAVÝ, B. Study of the Development of Cracks Accompanying Mechanical Loading of Solids. *Transactions on Transport Sciences*. 2010. 3(1). p. 1–8. ISSN 1802-971X.
- [14] KOKTAVÝ, P.; TRČKA, T.; KOKTAVÝ, B. Noise diagnostics of advanced composite materials for structural applications. In *ICNF2011: 2011 21st International Conference on Noise and Fluctuations*. 1. Toronto, Kanada, IEEE. 2011. p. 88–91. ISBN 978-1-4577-0191-7.
- [15] JOFFE, A. and ZECHNOWITZER, E. Die elektrische Leitfähigkeit im Einkristall und in Kristallaggregaten. *Zeitschrift für Physik A: Hadrons and Nuclei*. 1926. 35(6). p. 446–448. ISSN 0939-7922.
- [16] GYULAI, Z. and HARTLY, D. Elektrische Leitfähigkeit verformter Steinsalzkrystalle. *Zeitschrift für Physik A: Hadrons and Nuclei*. 1928. 51(5–6). p. 378–387. ISSN 0939-7922.
- [17] STEPANOW, A.W. Über den Mechanismus der plastischen Deformation. *Zeitschrift für Physik A: Hadrons and Nuclei*. 1933. 81(7–8). p. 560–564. ISSN 0939-7922.
- [18] URUSOVSKAYA, A.A. Electric effects associated with plastic deformation of ionic crystals. *Soviet Physics Uspekhi*. 1969. 11(5). p. 631–643. ISSN 0038-5670.
- [19] CAFFYN, J.E. and GOODFELLOW, T.L. The Movement of Charged Dislocations in Sodium Chloride. *Proceedings of the Physical Society*. 1962. 79(6). p. 1285–1288. ISSN 0370-1328.
- [20] GOLD, R.M.; MARKOV, G.P.; MOGILA, P.G. and SAMOKHVALOV, M.A. Impulse electromagnetic radiation of minerals and rocks. *Izvestia Akademii Nauk SSSR. Fizika Zemli*. 1975. Vol. 7, p. 109–111 (in Russian).
- [21] BAHAT, D.; RABINOVITCH, A. and FRID, V. *Tensile fracturing in rocks: tectonofractographic and electromagnetic radiation methods*. New York: Springer, c2005, xiv, 569 p. ISBN 35-402-1456-9.
- [22] FRID, V. Rockburst hazard forecast by electromagnetic radiation excited by rock fracture. *Rock Mechanics and Rock Engineering*. 1997. 30(4). p. 229–236. ISSN 0723-2632.
- [23] KNILL, J.L.; FRANKLIN, J.A and MALONE, A.W. A Study of Acoustic Emission from Stressed Rock. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.* Jan. 1968. 5(1). p. 87–88.
- [24] FRID, V.; BAHAT, D.; GOLDBAUM, J.; RABINOVITCH, A. Experimental and theoretical investigations of electromagnetic radiation induced by rock fracture. *Israel Journal of Earth Sciences*. 2000. 49(1). p. 9–19. ISSN 0021-2164.

- [25] KRUMBHOLZ, M. *Electromagnetic radiation as a tool to determine actual crustal stresses: applications and limitations*. Göttingen, 2010. Disertační práce. Georg-August-Universität zu Göttingen, Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultäten. Vedoucí práce Prof. Dr. Sharon Webb.
- [26] SHIBKOV, A.A. and KAZAKOV, A.A. Electromagnetic emission under uniaxial compression of ice: III. Dynamics and statistics of dislocation avalanches and cracks. *Crystallography Reports*. 2009. 54(2). p. 299–305. ISSN 1063-7745.
- [27] MISRA, A.; PRASAD, R.C.; CHAUHAN, V.S. and SRILAKSHMI, B. A theoretical model for the electromagnetic radiation emission during plastic deformation and crack propagation in metallic materials. *International Journal of Fracture*. 2007. 145(2). p. 99–121. ISSN 0376-9429.
- [28] FREUND, F. Charge generation and propagation in igneous rocks. *Journal of Geodynamics*. 2002. 33(4–5). p. 543–570. ISSN 0264-3707.
- [29] CHATIAŠVILI, N.G. Vozmožnye mehanizmy elektromagnitnovo izlučeniya pri razrušeniji kristalov i gornych porod. *Geofizičeskij žurnal*. 1988. Vol. 10, p. 45–53.
- [30] CHATIAŠVILI, G. Elektromagnitnoje izlučeniye pri deformacii i razrušeniji gornych porod i kristalov. *AN Gruzii, Inst. geofiziki*. 1991. "Mecniereba" Tbilisi.
- [31] ŠIKULA, J.; KOKTAVÝ, B.; VAŠINA, P.; WEBER, Z.; KOŘENSKÁ, M.; LOKAJÍČEK, T. Electromagnetic and Acoustic Emission from Solids. In *Proc. of 22nd European Conference on Acoustic Emission Testing*. 1996. Aberdeen, UK.
- [32] LOKAJÍČEK, T.; ŠIKULA, J. Acoustic Emission and Electromagnetic Effects in Rocks. *Progress in Acoustic Emission VIII*. 1996. p. 311–314.
- [33] GERSHENZON, N.; GOKHBERG, M; MORGUNOV, V. Sources of electromagnetic emissions preceding seismic events. *Izv. Earth Phys.* 1987. (23). p. 96–101.
- [34] VRBKA, J. *Mechanika kompozitů*. Brno: Ústav mechaniky těles, mechatroniky a biomechaniky, Fakulta strojního inženýrství VUT v Brně. 2008. 94 p.
- [35] ČECH, V. Povrchové úpravy vláken pro polymerní kompozity. *MM Průmyslové spektrum*. 2006. 2006(4). p. 66–68. ISSN: 1211- 6653.
- [36] JANČÁŘ, J. *Úvod do materiálového inženýrství polymerních kompozitů*. 1. vyd. Brno: Vysoké učení technické v Brně. 2003. 194 p. ISBN 80-214-2443-5.
- [37] JANOVEC, J.; J. CEJP and J. STEIDL. *Perspektivní materiály*. Praha: Vydavatelství ČVUT v Praze. 2008. 138 p. skripta.
- [38] ZHANG, Z. and RICHARDSON, M. Chapter 20: Nondestructive testing of composite materials. BOUDENNE, A. *Handbook of multiphase polymer systems*. Hoboken, NJ: Wiley. 2012. p. 777–796. ISBN 978-1-119-97203-7.
- [39] GRIFFITH, D.J. Introduction to Electrodynamics. 3rd edition. Prentice Hall. 1999.
- [40] SHOCKLEY, W. Currents to Conductors Induced by a Moving Point Charge. *Journal of Applied Physics*. October 1938. Vol. 9. p. 635–636.
- [41] RAMO, S. Currents Induced by Electron Motion. *Proc. IRE*. 1939. Vol. 27. p. 584–585.
- [42] GUNN, J.B. A General Expression for Electrostatic Induction and its Application to Semiconductor Devices. *Solid State Electron*. 1964. Vol. 7. p. 739–742.
- [43] PEDERSEN, A; GRICHTON, G.C. and MC ALLISTER, I.W. The Theory and Measurement of Partial Discharge Transients. *IEEE T. Electr. Insul.* 1991. 26(3). p. 487–497.
- [44] KOKTAVÝ, P.; KOKTAVÝ, B. Detekce signálů elektromagnetické emise generovaných při tvorbě trhlin v pevných látkách. In *Defektoskopie 2006*. Praha, Brno University of Technology. 2006. p. 117–124. ISBN 80-214-3290-X.
- [45] PREFA KOMPOZITY, a. s. Technologie [online]. [cit. 2011-08-15]. Dostupné z: <http://www.prefa-kompozity.cz/technologie>.
- [46] KREIDL, M.; ŠMÍD, R. *Technická diagnostika - senzory, metody, analýza signálu*. 1. vyd. Praha: BEN. 2006. 406 p. ISBN: 80-7300-158-6.
- [47] MAJZNER, J.; SEDLAK, P.; ŠIKULA, J.; HEFNER, S.; LOKAJICEK, T. Cracks localization by electromagnetic and acoustic emission. In *NDT in Progress, IIIrd international workshop of NDT experts Proceedings*. Brno, Brno University of Technology. 2005. p. 211–214. ISBN 80-241-2996-8.
- [48] KOKTAVÝ, P.; KOKTAVÝ, B.; GRMELA, L.; BURDĚJ, V. Lokalizace trhlin vznikajících při mechanickém zatěžování pevných látek. In *Defektoskopie 2008*. Brno, Česká společnost pro nedestruktivní testování. 2008. p. 95–102. ISBN 978-80-214-3759-3.

ABSTRACT

The phenomenon of electromagnetic emission (EME) from solids is based on the generation of an electromagnetic field accompanying the mechanical excitation of the solids. This phenomenon may be triggered, for example, by external pressure, tensile force, bending, shearing, shocks, drilling, scratching, crushing, material fibre cutting, etc. At present, EME can be observed virtually in all media, not only in solids, but also in liquids, gases, geological and biological objects.

EME arising during crack creation carries information about the damage history and nature. This is why EME and AE are convenient tools for diagnosing mechanically loaded materials in the building industry, in mechanical engineering, material engineering etc. In the past, great attention was paid to the application of EME from rocks and minerals being exposed to mechanical loading both in connection with earthquake and volcanic activity prediction and in the rock mechanics. The application of EME to studying the behaviour of polymer-fibre based material exposed to mechanical loading has recently been very rarely covered in the literature, although this is an advanced structural material, featuring a high application potential first of all in civil and mechanical engineering branches.

Although there are a number of experimental papers dealing with various EME aspects, the physical origin of this phenomenon is not sufficiently known for the time being. There are several models which are based on the hypothesis that the mechanical strain-induced crack generation results in a non-uniform distribution of charge carriers.

As a time varying electromagnetic field is arising during the crack generation, a time variation of the crack total electric dipole moment must take place in this case. For this reason, examination of the effect of mechanical stress on the electric dipole characteristics and their correlation with mechanical characteristics of thus generated cracks in a solid is of primary importance. This information can be obtained from the generated electromagnetic field, characterized by means of the electric field intensity vector, \vec{E} , and magnetic induction vector, \vec{B} , which are picked up by capacitance or inductance sensors. Description of both types of sensors is presented. The capacitance sensor is conveniently designed in the form of a plate capacitor, whose dielectric is the material under investigation for our measurements. A differential equation is derived and solved to describe the transformation of the field parameters into an electric signal, provided capacitive sensors are used.

An automated measuring apparatus is used for signal data acquisition, saving and processing. Experimental results are obtained by measuring of a polymer-fibre based composite material called Extren. The dominant fracture mechanisms in measured composite materials are studied to find sources of electromagnetic emission. It is verified that the measurement of EME can be used to predict the failure of samples. The results are analyzed in both the time and frequency domain to the effect of yielding information needed to characterize the crack generation process, evaluate some of crack basic parameters and locate the cracks.

Four models are proposed for the development of primary crack parameters during crack creation. These models are able to cover all basic types of detected signals.