

Obsah CD

excel\

Naměřená data impedančních trajektorií přiblížení použita v experimentální části práce.

matlab\

Jednoduchý algoritmus pro Matlab k potlačení „lift-off noise“ použitý v experimentální části práce a popsáný v příloze B.

Sw\

Autorem práce vyvinutý software pro třídící automat. Bez odpovídajícího hardware nelze funkčně použít, ale lze spustit.

video\video1.mpg

Videosekvence demonstrující simulaci „lift-off noise“ použitou v kapitole 9.4.

video\video2.mpg

Videosekvence zachycující provoz prototypu třídícího automatu. V software tohoto prototypu je v tuto chvíli implementován jen zlomek metod vyvinutých v této práci. Důvody byly uvedeny v kapitole 10. Funkce tohoto prototypu je založena na vlastní vestavěné elektronice, jejíž detaily není možné zveřejnit, je duševním vlastnictvím jiných osob. Nicméně princip použité fázové detekce přesně odpovídá principu v kapitole 8. Neposkytuje ovšem kvadraturní složku. Z metod vyvinutých touto prací je použito měření souhlasné vzdálenosti a citlivostních profilů. Ty slouží k možnosti měřit velikost vady v délkových jednotkách a eliminují různou citlivost v případě nesprávné vzdálenosti sondy od kuličky, ať už vznikla nesprávným nastavením, nebo za provozu, např. důsledkem otřesů. Na základě fáze zjištěné z citlivostního profilu je řízena fáze synchronního signálu při fázové detekci. Na obrazovce dotykového panelu je možné si všimnout ukazatele ECT měřícího velikost vady v tzv. měřítku ekvivalentní nesouhlasnosti cejchovaného v rozsahu 0 – 150 μ m. Ostatní ukazatele zobrazují údaje ze senzorů měřících optickou čistotu povrchu a míru otřesů.

disertacni_prace.pdf

Úplný text disertační práce v elektronické podobě.

Technická univerzita v Liberci

Fakulta mechatroniky a mezioborových inženýrských studií

DISERTAČNÍ PRÁCE

Defektoskopie vířivými proudy pomocí
diferenčních reflexních snímačů

2008

Jiří BAŽANT

Technická univerzita v Liberci

Fakulta mechatroniky a mezioborových inženýrských studií

Defektoskopie vířivými proudy pomocí diferenčních reflexních snímačů

Eddy Current Testing utilizing Differential Reflection Probes

Ing. Jiří BAŽANT

Studijní program: P 2612 Elektrotechnika a informatika

Studijní obor: 2612V045 Technická kybernetika

Pracoviště: Ústav řízení systémů a spolehlivosti
Fakulta mechatroniky a mezioborových inženýrských studií
Technická univerzita v Liberci
Studentská 2, 461 17 LIBEREC 1

Školitel: Doc. Ing. Ivan JAKSCH, CSc.

Abstrakt

Diferenční reflexní sonda vířivých proudů je nejcitlivějším možným provedením sondy schopným detekovat nejmenší povrchové vady ze všech typů sond vířivých proudů. Nicméně toto provedení s sebou samozřejmě přináší i řadu komplikací ve srovnání s ostatními, méně citlivými provedeními. Rozhodně jej tedy nelze obecně označit za nejlepší typ provedení. Veškeré jeho nedostatky ve srovnání s ostatními lze ovšem shrnout do jediné vlastnosti, kterou je obtížná interpretace naměřených výsledků. Ta je dána dvěma skutečnostmi. Zaprvé, diferenční konstrukce dokáže dobře interpretovat bodové vady, způsobující rychlé změny signálu, ovšem velmi špatně plošně rozsáhlé vady, způsobující pomalou změnu a tedy minimální diferenční signál. Tato skutečnost je základní vlastností tohoto provedení a nelze ji odstranit. Druhou negativní skutečností, která je touto prací řešena, je kombinace diferenčního a reflexního režimu, který prakticky znemožňuje interpretovat měřený signál jako impedanci, pomocí které je interpretován na většině ostatních provedeních, resp. rozdílovou impedanci, pomocí které je interpretován na provedení čistě diferenčním. K interpretaci pomocí impedance resp. rozdílové impedance jsou vztaženy prakticky veškeré existující teorie v defektoskopii vířivými proudy, proto aplikace těchto teorií je v případě diferenčního reflexního provedení velmi omezená.

Tato práce hledá postupy, jak signál z diferenčního reflexního provedení interpretovat plnohodnotně ve srovnání s čistě diferenčním provedením tak, aby bylo možné využít všech předností reflexního režimu, především citlivosti na povrchové vady, ale potlačený veškeré jeho nedostatky. Je zde zpracována komplexní metoda, jak měření z diferenčního reflexního provedení interpretovat jako ekvivalentní rozdílovou impedanci odpovídající čistě diferenčnímu provedení, včetně aspektů nejrůznějších provozních podmínek, kdy za určitých podmínek je tato interpretace snadnější a naopak za jiných velmi komplikovaná.

Jednou ze skutečností zajišťující vysokou citlivost tohoto provedení je jeho vysoká odolnost proti takzvanému „Lift-Off Noise“, tedy změně vzdálenosti mezi sondou a testovaným objektem během provozu. Mnohdy je tato vlastnost prezentována jako dokonalá a ne vždy je tak známo, že jistá citlivost na „Lift-Off Noise“ zde přeci jen existuje a díky častému použití této sondy k detekci těch nejmenších vad může znamenat srovnatelný problém jako u sond absolutních (nediferenčních). V této práci je detailně popsán princip citlivosti na „Lift-Off Noise“, který je u tohoto provedení odlišný než u absolutních provedení. Je zde zpracována analyticky vytvořená a odvozená metoda eliminující tuto „zbytkovou“ citlivost na „Lift-Off Noise“, která je teoreticky schopna zajistit úplnou odolnost. Tato metoda je založena na fundamentálních principech diferenční reflexní sondy a nalezena byla čistě analytickými postupy bez použití jakýchkoli empirických poznatků. Empiricky je pouze testována. V souvislosti s touto metodou potlačení citlivosti na „Lift-Off Noise“ je zde rovněž odvozen analytický způsob částečné kvantifikace rozměru vady.

Soubor nových poznatků, které tato práce přináší, je schopen zvýšit spolehlivost a citlivost defektoskopických přístrojů, které je implementují, a zjednodušit orientaci v naměřených datech.

Klíčová slova: defektoskopie, vířivé proudy, diferenční sonda, hybridní sonda, rozdílová impedance, přiblížení

Abstract

Hybrid eddy current probe working in differential and reflection mode simultaneously is the most sensitive probe to surface defects of all other modes of operation. But unlike other modes of operation that are less sensitive, this is more complicated in interpretation. So the differential reflection mode isn't the best mode in all cases. A differential signal measured in this mode is hard to interpret. This is caused for two reasons. First, the differential mode exceeds in the small spots interpretation because they cause fast signal change. But the interpretation of the defect situated on a large area is very hard to interpret because this causes very slow change then a very small differential signal. This is a fundamental feature and can't be removed any way. The second adverse reason we try to remove is the differential and reflection mode simultaneously. This disallow interpret the measured differential signal like an impedance. The impedance interpretation is used in all other modes. The pure differential mode employs the differential impedance interpretation. Because most of eddy current testing theory is based on the impedance a utilization of this theory on the differential reflection mode is limited.

This thesis try to discover a procedure capable to interpret the signal measured on the differential reflection probe the same like the pure differential probe. This procedure should exploit all advantages of the reflection mode, specially the good surface defects sensitivity, and suppress all disadvantages. In this case is here discovered a complex method enabling transformation of a directly measured signal on the differential reflection probe to an equivalent differential impedance of the pure differential probe. This method takes into account many operating conditions because under some conditions is this transformation relatively easy and under others is very complicated.

One of the features providing a high defect sensitivity of the differential reflection mode is liftoff insensitivity, so insensitivity to a change of a distance between the probe and a tested sample. This feature is often considered as an ideal feature but some liftoff sensitivity really there has been and may cause similar problem like on absolute (non-differential) probe because it is designed for adequate small defects. This thesis is detailing a principle of the liftoff sensitivity of the differential reflection mode which is other from absolute mode. As well discovers analytically formed method suppressing this residual liftoff sensitivity. This method is based strictly on a fundamental theoretic knowledge and it is able to achieve total liftoff insensitivity theoretically. In connection with this liftoff sensitivity suppressing method is here derived a method quantifying size of the defect partially.

A set of all this new findings this thesis discovers is able to improve eddy current device performance and resolution. As well makes the results better human readable.

Keywords: Non Destructive Testing, NDT, Eddy Current, Differential Probe, Hybrid Probe, Differential Impedance, Liftoff

Prohlášení

Byl jsem seznámen s tím, že na mou disertační práci se plně vztahuje zákon č. 121/2000 o právu autorském, zejména § 60 (školní dílo).

Beru na vědomí, že Technická univerzita v Liberci má právo na uzavření licenční smlouvy o užití mé práce a prohlašuji, že souhlasím s případným užitím mé disertační práce (prodej, zapůjčení apod.).

Jsem si vědom toho, že užít své disertační práci či poskytnout licenci k jejímu využití mohu jen se souhlasem Technické univerzity v Liberci, která má právo požadovat ode mne přiměřený příspěvek na úhradu nákladů, vynaložených univerzitou na vytvoření díla (až do jejich skutečné výše).

Disertační práci vypracoval samostatně s použitím uvedené literatury, pod vedením školitele.

V Liberci 12. 5. 2008

.....
Ing. Jiří Bažant

Poděkování

Úvodem této práce bych v první řadě rád poděkoval školiteli Doc. Ivanu Jakschovi za neocenitelné rady a pomoc během celého studia a především při tvorbě této práce. Za vynikající zázemí patří rovněž dík celému kolektivu oddělení měření. Velký dík patří Doc. Ivanu Doležalovi za pomoc při konstrukci elektronických přípravků a možnost využívat měřicí hardware jeho vlastní konstrukce. Pracovníkům VUTS Liberec a firmám Temos tools a.s. a Stim tools a.s. děkuji za zapůjčení nejrůznějších mechanických přípravků a měřidel, které umožnily provést řadu cenných experimentů a především děkuji Prof. Aleši Richterovi za pomoc při hledání cesty k těmto průmyslovým a výzkumným subjektům.

Za morální podporu a zázemí děkuji především rodině a všem blízkým.

Obsah

SEZNAM OBRÁZKŮ.....	10
SEZNAM POUŽITÝCH ZKRATEK.....	12
SEZNAM POUŽITÝCH SYMBOLŮ	13
REJSTŘÍK.....	17
1 ÚVOD	18
1.1 Sondy vířivých proudů	19
2 CÍLE DISERTAČNÍ PRÁCE.....	22
2.1 Současný stav.....	22
3 ZÁKLADY DEFEKTOSKOPIE VÍŘIVÝMI PROUDY	24
3.1 Základní charakteristiky signálů.....	24
3.2 Přiblížení sondy.....	25
3.3 Náhradní obvod absolutní sondy ECT, vliv jádra a stínění	27
3.4 Projevy vad.....	28
3.4.1 Fázové zpoždění vířivých proudů	29
3.4.1.1 Systematická chyba referenčního fázového směru	32
4 INTERPRETACE POMOCÍ IMPEDANCE.....	35
4.1 Analýza impedance.....	36
4.2 Reflexní provedení.....	37
4.2.1 Absolutní reflexní provedení.....	37
4.2.1.1 Impedanční rovnice dvojbranu, impedanční matice	39
4.2.1.2 Ideální vlastnosti, zanedbání některých neideálních vlastností.....	40
4.2.1.3 Nepřímé měření impedance.....	41
4.2.2 Diferenční reflexní provedení	43
4.2.2.1 Nepřímé vazby.....	44
4.2.2.2 Rozdílová impedance	45
4.2.2.3 Výpočet rozdílové impedance	46
4.2.2.4 Impedanční přizpůsobení, nulování, vyvážení.....	49
4.2.2.5 Použitelnost transformace rozdílového napětí na rozdílovou impedanci v praxi	51
4.2.2.6 Zjednodušená transformace	51
4.2.2.7 Použitelnost zjednodušené transformace rozdílového napětí na rozdílovou impedanci v praxi.....	53
4.2.2.8 Transformace impedance zátěže snímacího vinutí na budící vinutí	53
4.2.2.9 Chyby měření	55
5 SOUHLASNÁ A NESOUHLASNÁ VZDÁLENOST	63

5.1	Souhlasná vzdálenost	64
5.2	Nesouhlasná vzdálenost	66
5.3	Podmínky rozlišitelnosti vady	67
6	POTLAČENÍ VLIVU PŘIBLÍŽENÍ	68
6.1	Statická kompenzace vlivu dynamické změny souhlasné vzdálenosti, potlačení „lift-off noise“ ...	69
6.1.1	Změna citlivosti	70
6.1.2	Kompenzace změny citlivosti	71
6.2	Kompenzace vlivu nesouhlasné orientace	72
6.2.1	Shrnutí	77
6.3	Vzájemná současná kombinace dynamické změny souhlasné a nesouhlasné vzdálenosti	77
6.4	Jednoduchý model diferenční reflexní sondy	78
6.4.1	Profil citlivosti sondy	80
6.4.2	Shrnutí	80
7	NEPŘÍMÉ VAZBY	82
7.1	Diferenční reflexní sonda typu U	82
7.1.1	Přibližný náhradní magnetický obvod	83
7.1.2	Nepřímé vazby na sondě typu U	84
7.2	Nepřímé vazby na klasické diferenční reflexní sondě	85
7.3	Výhody a nevýhody klasické diferenční reflexní sondy a sondy typu U	86
7.3.1	Klasická diferenční reflexní sonda	86
7.3.2	Sonda typu U	86
8	FÁZOVÁ DETEKCE	88
8.1	Komplexní obálka signálu	88
8.1.1	Amplitudově a fázově modulovaný signál	88
8.1.2	Obálková analýza pomocí Hilbertovy transformace	88
8.2	Synchronní fázová detekce	90
8.3	Komplexní obálka rozdílového napětí	91
9	EXPERIMENTY	93
9.1	Nejdůležitější použité měřicí přístroje a prostředky	93
9.1.1	Model testovacího zařízení ložiskových kuliček	93
9.1.2	Mechanismus třídícího automatu ložiskových kuliček	94
9.1.3	DSP Lock-in amplifier EG&G INSTRUMENTS model 7265	94
9.1.4	LCR Meter HEWLETT PACKARD model 4263B	95
9.1.5	Měřicí multifunkční karta NATIONAL INSTRUMENTS PCI-6251	95
9.1.6	Diferenční reflexní sondy	95
9.1.7	Softwarové prostředky	96
9.2	Impedanční trajektorie přiblížení	97
9.2.1	Aproximace impedančních trajektorií	100
9.2.2	Profil citlivosti sondy	100

9.3	Detekce a projevy vad v různé souhlasné vzdálenosti.....	102
9.4	Potlačení vlivu dynamické změny souhlasné vzdálenosti (“lift-off noise”)	110
9.5	Zátěž snímacího vinutí.....	114
10	APLIKACE V PRAXI	119
11	ZÁVĚR.....	122
	LITERATURA.....	124
	PŘEHLED PUBLIKACÍ.....	127
	PŘÍLOHY.....	128
A	DERIVACE ÚPLNÉ TRANSFORMACE NA ROZDÍLOVOU IMPEDANCI	128
B	PŘÍKLAD APLIKACE VYBRANÝCH POZNATKŮ	129

Seznam obrázků

Obrázek 1.1: Vířivé proudy	18
Obrázek 1.2: Hustota vířivých proudů, a) nízká frekvence, b) vysoká frekvence	19
Obrázek 1.3: Uspořádání vinutí v diferenčním/reflexním režimu	20
Obrázek 3.1: Budicí a snímané veličiny sondy ECT a) absolutní, b) reflexní diferenční	24
Obrázek 3.2: Ilustrativní průběhy a) budicího a snímaného signálu, b) diferenčního signálu	25
Obrázek 3.3: Ustavení sondy a) diferenční reflexní, b) absolutní	26
Obrázek 3.4: Impedance v závislosti na velikosti vzduchové mezery	26
Obrázek 3.5: a) Rozptylový magnetický tok sondy s jádrem, b) efekt stínění, c) náhradní obvod absolutní sondy ECT	27
Obrázek 3.6: Impedance vady a) bez přítomnosti parazitního kmitání, b) s přítomností parazitního kmitání	29
Obrázek 3.7: Referenční fázový směr	31
Obrázek 3.8: Zdroje fázového zpoždění	33
Obrázek 3.9: Systematická chyba referenčního fázového směru	33
Obrázek 3.10: Nemožnost eliminace systematické chyby referenční fáze	34
Obrázek 4.1: Souvislost hystereze s impedancí zdroje buzení	35
Obrázek 4.2: Absolutní reflexní provedení ECT	38
Obrázek 4.3: Náhradní obvod absolutní reflexní ECT	38
Obrázek 4.4: Geometrie vinutí a) správná, b) chybná	40
Obrázek 4.5: Fázový posuv magnetického toku	42
Obrázek 4.6: Diferenční reflexní provedení ECT	44
Obrázek 4.7: Náhradní obvod diferenční reflexní ECT	44
Obrázek 4.8: Zobrazení rozdílové veličiny v závislosti na orientaci sondy vůči směru skenování a poloze trhliny	46
Obrázek 4.9: Optimální zapojení diferenční ECT	49
Obrázek 4.10: Měření aditivní impedance a rozdílového napětí	50
Obrázek 4.11: Rozsah platnosti transformační funkce rozdílové impedance	54
Obrázek 5.1: Relativní pohyb sondy ECT vůči vzorku	63
Obrázek 5.2: Důsledek relativního pohybu sondy ECT vůči vzorku na trajektoriích přiblížení/oddálení	65
Obrázek 6.1: Zjednodušená transformace rozdílového napětí na rozdílovou impedanci	68
Obrázek 6.2: Kompenzace nesouhlasnosti	73
Obrázek 6.3: Náhradní obvod s kompenzací nesouhlasnosti	75
Obrázek 6.4: Předpokládané spektrální rozložení rozdílové veličiny	76
Obrázek 7.1: Diferenční reflexní sonda typu U	82
Obrázek 7.2: Náhradní obvod sondy typu U	83
Obrázek 7.3: Zjednodušený náhradní magnetický obvod buzení diferenční reflexní sondy	83
Obrázek 7.4: Zjednodušený náhradní magnetický obvod buzení sondy typu U	83
Obrázek 7.5: Rozptylové magnetické pole a) diferenční reflexní sondy, b) sondy typu U	84

Obrázek 9.1: Testovací přípravek	93
Obrázek 9.2: Testovací přípravek - detail	93
Obrázek 9.3: Mechanismus třídícího automatu	94
Obrázek 9.4: Diferenční reflexní sonda vířivých proudů pro kontrolu povrchu ložiskových kuliček	96
Obrázek 9.5: Měření trajektorie přiblížení pomocí „Lock-in amplifier“	97
Obrázek 9.6: Impedanční trajektorie přiblížení – XY zobrazení	98
Obrázek 9.7: Impedanční trajektorie přiblížení – absolutní impedance	99
Obrázek 9.8: Profily citlivosti sondy	101
Obrázek 9.9: Profil odolnosti na „lift-off noise“	101
Obrázek 9.10: Přímé nezávislé měření rozdílové impedance	102
Obrázek 9.11: Vyjiskřená trhlina	103
Obrázek 9.12: Zobrazení vady v Gaussově rovině (100kHz, 200μm)	103
Obrázek 9.13: Časový průběh reálné složky (100kHz, 200μm)	104
Obrázek 9.14: Zobrazení vady v Gaussově rovině (100kHz, 300μm)	105
Obrázek 9.15: Časový průběh reálné složky (100kHz, 300μm)	105
Obrázek 9.16: Zobrazení vady v Gaussově rovině (100kHz, 400μm)	106
Obrázek 9.17: Časový průběh reálné složky (100kHz, 400μm)	106
Obrázek 9.18: Zobrazení vady v Gaussově rovině (100kHz, 150μm)	107
Obrázek 9.19: Časový průběh reálné složky (100kHz, 150μm)	107
Obrázek 9.20: Zobrazení vady v Gaussově rovině (200kHz, 150μm)	108
Obrázek 9.21: Zobrazení vady v Gaussově rovině (200kHz, 200μm)	108
Obrázek 9.22: Zobrazení vady v Gaussově rovině (200kHz, 300μm)	108
Obrázek 9.23: Zobrazení vady v Gaussově rovině (400kHz, 150μm)	109
Obrázek 9.24: Časový průběh reálné složky (200kHz, 150μm-200μm)	109
Obrázek 9.25: Časový průběh reálné složky (200kHz, 300μm-400μm)	109
Obrázek 9.26: Dynamicky se měnící souhlasná vzdálenost	111
Obrázek 9.27: Průběh souhlasné vzdálenosti a), citlivosti b) v čase	112
Obrázek 9.28: a) Rozdílová impedance, b) rozdílová impedance otočená o referenční fázový směr	112
Obrázek 9.29: Průběh ekvivalentní nesouhlasnosti	113
Obrázek 9.30: a) Průběh reálné složky impedance otočené o referenční fázový směr, b) průběh reálné složky ekvivalentní nesouhlasnosti	113
Obrázek 9.31: Spektrum reálné složky a) otočené rozdílové impedance, b) ekvivalentní nesouhlasnosti	114
Obrázek 9.32: Zapojení sondy se zátěží	115
Obrázek 9.33: Závislost impedance snímání vinutí na souhlasné vzdálenosti (impedanční trajektorie přiblížení v režimu U)	115
Obrázek 9.34: a) rozdílové napětí se zátěží, b) rozdílová impedance	117
Obrázek 9.35: Zobrazení měření se zátěží v měřítku ekvivalentní nesouhlasnosti	117
Obrázek 10.1: Reálný mechanismus třídícího automatu	119
Obrázek 10.2: Ilustrativní nákres mechanismu třídícího automatu	119
Obrázek 10.3: Relativní pohyb mezi sondou a kuličkou v různých osách	120

Seznam použitých zkratek

<i>AD, ADC</i>	<i>Analog to Digital Converter</i> – analogově číslicový převodník
<i>DI</i>	<i>Differential Input</i> – diferenciální analogový vstup
<i>DSP</i>	<i>Digital Signal Processing</i> – Číslicové zpracování signálu
<i>ECT</i>	<i>Eddy Current Testing</i> – defektoskopie vířivými proudy
<i>FFT</i>	<i>Fast Fourier Transform</i> – rychlá Fourierova transformace
<i>LCR</i>	<i>indukčnost, kapacita, odpor</i>
<i>Lift-Off</i>	přiblížení sondy vířivých proudů
<i>NDT</i>	<i>Non Destructive Testing</i> – nedestruktivní defektoskopie
<i>PCI</i>	<i>Peripheral Component Interconnect</i> – sběrnice v počítačích PC
<i>RL</i>	induktivně rezistanční obvod
<i>RLC, RCL</i>	induktivně kapacitně rezistanční obvod
<i>SE</i>	<i>Single Ended</i> – analogový vstup v režimu proti zemi
<i>TTL</i>	<i>Tranzistor to Tranzistor Logic</i> – třída logiky digitálních obvodů
<i>U shape</i>	sonda vířivých proudů v režimu U
<i>VF</i>	<i>Vysokofrekvenční</i>

Seznam použitých symbolů

Veličiny obecné teorie vířivých proudů, obecné elektrické i neelektrické veličiny

B	magnetická indukce (T)
$c, \bar{c}$	činitel vazby transformátoru (-)
$\frac{dy}{dx}, \frac{\partial y}{\partial x}$	derivace veličiny y podle x
e	Napierova konstanta $\log(e) = 1$, (-)
E	intenzita elektrického pole ($V \cdot m^{-1}$)
E_0	intenzita elektrického pole na rozhraní ($V \cdot m^{-1}$)
$E\{\}$	operátor obálky
f	frekvence (Hz)
H	intenzita magnetického pole ($A \cdot m^{-1}$)
H_0	intenzita magnetického pole na rozhraní ($A \cdot m^{-1}$)
$i, i(t)$	okamžitá hodnota elektrického proudu (A)
$I, \hat{I}$	fázor elektrického proudu (A)
j	imaginární jednotka
K, k	převod transformátoru (-)
L	indukčnost (H)
$LP\{\}$	operátor dolnoproustné filtrace
N	počet závitů vinutí
R	elektrický odpor (Ω)
R_m	magnetický odpor (H^{-1})
t	čas (s)
$u, u(t)$	okamžitá hodnota elektrického napětí (V)
$U, \hat{U}$	fázor elektrického napětí (V)
$\hat{U}_m$	magnetické napětí (A)
$\bar{v}$	obecná empiricky měřená komplexní veličina
v_p	fázová rychlost ($m \cdot s^{-1}$)
x	podpovrchová hloubka vířivých proudů (m), případně obecná veličina
X	reaktance (Ω)
$\hat{X}$	fázor obecného harmonického signálu
$Z, \bar{Z}$	elektrická impedance (Ω)
Z, M	charakteristická impedanční matice dvojbranu (Ω), (H)
Φ	magnetický indukční tok (Wb)
δ	hloubka vniku (m), relativní chyba měření (-)
η	fázová konstanta ($rad \cdot m^{-1}$)

φ	fázový posun (rad, °)
μ	magnetická permeabilita ($\text{H} \cdot \text{m}^{-1}$)
π	Ludolfovo číslo (-)
θ	fázové zpoždění viřivých proudů (rad, °)
σ	měrná elektrická vodivost ($\text{S} \cdot \text{m}^{-1}$), směrodatná odchylka.
ω	úhlová frekvence ($\text{rad} \cdot \text{s}^{-1}$)
ξ	koefficient útlumu ($\text{rad} \cdot \text{m}^{-1}$)

Obálka signálu

A	amplituda harmonického signálu
$\hat{E}(t)$	komplexní obálka signálu
$F\{\}$	operátor Fourierovy transformace
$H\{\}$	Operátor Hilbertovy transformace
$I(t)$	reálná složka komplexní obálky
$Q(t)$	kvadrurní část komplexní obálky
$x(t)$	obecný signál
$\tilde{x}(t)$	Hilbertova transformace signálu $x(t)$
$\bar{x}_a(t)$	analytický signál
$x_N(t)$	nosný harmonický signál při modulaci
$x_s(t)$	synchronní signál
$x_{sq}(t)$	kvadrurní synchronní signál
$\beta(t)$	rozbalená fáze analytického signálu (rad)
$\beta'(t)$	nerozbalená fáze analytického signálu (rad)
ω_N	úhlová frekvence nosného harmonického signálu ($\text{rad} \cdot \text{s}^{-1}$)
τ	Substituční proměnná času (s)

Náhradní obvody a teorie sond viřivých proudů

d	souhlasná vzdálenost (m)
d_1, d_2	dílčí vzdálenosti diferenční sondy od testovaného vzorku (m)
ΔD	nesouhlasná vzdálenost diferenční sondy, ekvivalentní nesouhlasnost (m)
d_M, d_0	nominální provozní vzdálenost absolutní sondy resp. nominální souhlasná vzdálenost diferenční sondy (m)
$f_{ds}(\)$	relace mezi souhlasnou vzdáleností a relativní citlivostí diferenční reflexní sondy (-)=(m)
$f_{ds}(\)$	relace mezi souhlasnou vzdáleností a aditivní impedanci (Ω)=(m)

$f_i()$	relace mezi aditivní impedancí a natočením/měřítkem Gaussovy roviny definujícím transformaci rozdílového napětí na rozdílovou impedanci (A^{-1})=(Ω)
$f_{uc}()$	relace mezi rozdílovým napětím a rozdílovou impedancí (Ω)=(V)
$f_{zd}()$	relace mezi aditivní impedancí a souhlasnou vzdáleností (m)=(Ω)
$i_e(t), i_s(t)$	okamžitý proud budicím resp. snímácím vinutím absolutní reflexní sondy (A)
$I_E, \hat{I}_E$	fázor budicího proudu (A)
$I_S, \hat{I}_S$	fázor snímaného proudu absolutní reflexní sondy (A)
$\hat{I}_{SD}$	proud snímácím vinutím diferenční reflexní sondy (A)
N_E, N_S	počet závitů budicího resp. snímácího vinutí
R_i, R_{ip}, R_{is}	vnitřní odpor zdroje buzení (Ω)
$\bar{S}_d$	relativní citlivost diferenční reflexní sondy (-)
$u_e(t), u_s(t)$	okamžité napětí na budicím resp. snímácím vinutí absolutní reflexní sondy (V)
$\hat{U}_B$	nulovací/vyvažovací napětí reflexní sondy (Ω)
$U_E, \hat{U}_E$	fázor budicího napětí (V)
$U_S, \hat{U}_S$	fázor snímaného napětí absolutní reflexní sondy (V)
$\hat{U}_{SD}$	rozdílové napětí na snímácím vinutí diferenční reflexní sondy (V)
Z_d	impedance vady (Ω)
$\bar{Z}_{EC}$	náhradní sériová impedance budicího vinutí reflexní sondy zahrnující odpor vinutí a rozptylovou impedanci (Ω)
$\bar{Z}_{ECD}$	náhradní sériová impedance subtraktivně provedeného budicího vinutí diferenční reflexní sondy v režimu U zahrnující odpor vinutí a rozptylovou impedanci (Ω)
$\bar{Z}_{ECC}, \bar{Z}_{SCC}$	impedance nepřímých vazeb diferenční reflexní sondy (Ω)
Z_I	indukovaná složka impedance (Ω)
Z_{IC}	indukovaná složka impedance jádrem (Ω)
Z_{ref}	referenční impedance absolutní sondy, impedance přibližné sondy (Ω)
$\bar{Z}_S$	zátěž snímácího vinutí (Ω)
$\bar{Z}_{SC}$	náhradní sériová impedance snímácího vinutí reflexní sondy zahrnující odpor vinutí a rozptylovou impedanci (Ω)
$\bar{Z}_{SCD}$	náhradní sériová impedance subtraktivně provedeného snímácího vinutí diferenční reflexní sondy zahrnující odpor vinutí a rozptylovou impedanci (Ω)
$\bar{Z}_{SS}$	sekundární zátěžová impedance snímácího vinutí (Ω)
$\bar{Z}_X$	impedance absolutní reflexní sondy stanovená na základě nepřímého měření veličiny na snímácím vinutí (Ω)
$\bar{Z}_{X1}$	aditivní impedance diferenční reflexní sondy, $\bar{Z}_{X1} = \bar{Z}_{X1} + \bar{Z}_{X2}$, (Ω)

$\bar{Z}_{XD}$	rozdílová impedance diferenční reflexní sondy, $\bar{Z}_{XD} = \bar{Z}_{X1} - \bar{Z}_{X2}$, (Ω)
$\bar{Z}_{XDK}$	rozdílová impedance s kompenzovaným vlivem různé citlivosti sondy v různé souhlasné vzdálenosti (Ω)
$\bar{Z}_{XE}$	úplná impedance budicího vinutí diferenční reflexní sondy (Ω)
$\bar{Z}_{X1}, \bar{Z}_{X2}$	dílčí impedance diferenční reflexní sondy (Ω)
$\mathbf{Z}_1, \mathbf{Z}_2$	impedanční matice náhradního obvodu diferenční reflexní sondy (Ω)
$\bar{Z}_r$	impedance absolutní reflexní sondy stanovená na základě nepřímého měření veličiny na snímacím vinutí ovlivněná proměnným činitelem vazby (Ω)
Φ_0	magnetický indukční tok jádrem absolutní sondy (Wb)
Φ_1	rozptylový magnetický indukční tok budicího vinutí absolutní sondy (Wb)
Φ_2	rozptylový magnetický indukční tok snímacího vinutí absolutní reflexní sondy (Wb)
Φ_3	magnetický indukční tok mimo jádro absolutní reflexní sondy (Wb)
φ_d	fáze impedance vady vůči referenčnímu fázovému směru (rad)
ω_E	úhlová frekvence budicího harmonického signálu ($\text{rad} \cdot \text{s}^{-1}$)

R_C, R_{CS}, L_A, L_{CS} prvky náhradního obvodu absolutní sondy ECT

$R_{EC}, R_{SC}, R_{CS}, L_{EA}, L_{SA}, L_{CA}, L_{CS}$ prvky náhradního obvodu absolutní reflexní sondy ECT

$\hat{I}_s', \hat{U}_s'$ fázor snímaného proudu resp. napětí v náhradním obvodu s jednotkovým převodem

$R_{SC}', L_{SA}', \bar{Z}_s', \bar{Z}_{SC}'$ prvky náhradního obvodu absolutní reflexní sondy s jednotkovým převodem

$\bar{Z}_{11}, \bar{Z}_{12}, \bar{Z}_{21}, \bar{Z}_{22}$ prvky impedanční matice dvojbranu (Ω)

$M_{11}, M_{12}, M_{21}, M_{22}$ prvky impedanční matice dvojbranu (H)

$\hat{U}_1, \hat{U}_2, \hat{I}_1, \hat{I}_2$ napětí/proud na levé/pravé straně dvojbranu (V), (A)

Rejstřík

absolutní sonda, 20, 24, 27, 36, 47

aditivní

impedance, 47, 49, 53, 60, 74, 79, 85, 92, 115
vinutí, 43, 45, 82, 84, 99

citlivost, 19, 37, 42, 46, 49, 64, 70, 77

diferenční reflexní sonda, 20, 37, 43, 78

ekvivalentní nesouhlasnost, 80, 104, 110, 113

fázová detekce, 88, 90, 110

fázové zpoždění, 29, 46, 54, 76, 96

hloubka vniku, 19, 29

hybridní sonda, 20, 122

impedance

aditivní, viz aditivní impedance

diferenční, viz rozdílová impedance

referenční, viz referenční impedance

rozdílová, viz rozdílová impedance

impedanční trajektorie, 31, 34, 80, 95, 97

interpretace, 22, 28, 35, 41, 51, 59, 69, 80

kompenzace

Lift-Off, 66, 69, 80, 102

nesouhlasné změny, 55, 72

souhlasné změny, viz kompenzace Lift-Off

změny citlivosti, viz kompenzace Lift-Off

Lift-Off, 63, 67, 86, 101

Lift-Off Noise, 69, 77, 80

nepřímé vazby, 44, 53, 82

nesouhlasná vzdálenost, 63, 66, 79, 96, 111

nesouhlasnost, viz nesouhlasná vzdálenost

nesymetrie, 25, 50, 66, 86, 103, 109

nominální vzdálenost, 70, 80

nulování, 49, 91, 103, 109, 117

obálka, 88

potlačení, viz kompenzace

Probe Wobble, 63

profil citlivosti, 80, 95, 110

provedení

absolutní, viz absolutní sonda

diferenční reflexní, viz diferenční

reflexní sonda

hybridní, viz hybridní sonda

klasické, viz U shape

reflexní, viz reflexní sonda

přiblížení, 20, 28, 40, 50, 55, 63, 78, 93

referenční fáze, 31, 80, 85, 99

referenční impedance, 29, 33

reflexní sonda, 20, 37, 55, 82

režim, viz provedení

rozdílová impedance, 20, 45, 56, 59

rozdílové napětí, 50, 65, 68, 74, 117

souhlasná vzdálenost 63, 71, 73, 96, 104

subtraktivní vinutí, 43, 82, 85

synchronní fázová detekce, viz fázová detekce

trajektorie

impedanční, viz impedanční trajektorie

přiblížení, 28, 31, 65, 80, 95, 97

transformace

na rozdílovou impedanci, 48, 51, 57, 62, 86

zjednodušená, viz zjednodušená transformace

impedance zátěže, 50

typ U, viz U shape

U shape, 82

vazby křížem, viz nepřímé vazby

vyvážení, viz nulování

vzdálenost

nesouhlasná, viz nesouhlasná vzdálenost

nominální, viz nominální vzdálenost

souhlasná, viz souhlasná vzdálenost

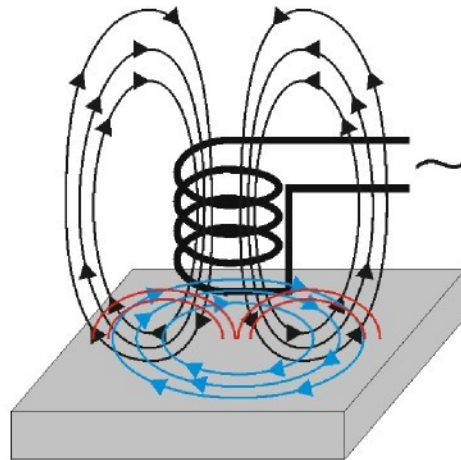
zjednodušená transformace, 51, 59

1 Úvod

Defektoskopie vířivými proudy je metoda nedestruktivního testování vad a sledování různých vlastností vodivých materiálů, nejčastěji kovů. Jde o jednu z metod pracujících na principu elektromagnetismu. S její pomocí je možné určit vodivostní vlastnosti, ověřit složení či použité metalurgické procesy (kalení, žihání), odhalit mechanické vady, měřit geometrické vlastnosti povrchu materiálu či jeho šířku atd..

Princip defektoskopie vířivými proudy, přesněji princip vzniku vířivých proudů, lze vysvětlit následujícím způsobem. Nastane-li vzájemný pohyb mezi elektricky vodivým materiálem a siločarami magnetického pole, je ve vodiči vyvolán rotující pohyb elektronů neboli indukovaný elektrický proud tekoucí v kruhových trajektoriích. Proto jsou tyto proudy nazývány vířivými proudy.

K defektoskopii je tohoto principu využito prakticky obvykle s pomocí cívky, jejíž vinutí je napájeno střídavým proudem. Tím dochází ke změně intenzity magnetického pole a tedy k pohybu siločar. Magnetické pole vyvolané průtokem proudu vinutím indukuje vířivé proudy do testovaného vzorku z vodivého materiálu umístěného v blízkosti vinutí. Indukované vířivé proudy tečou v uzavřených smyčkách, čímž vytvářejí sekundární magnetické pole v okolí testovaného vzorku. Toto magnetické pole indukuje elektrický proud do vinutí, což se projeví jako změna impedance vinutí. Uplatňuje se zde tedy vzájemná indukčnost.



Obrázek 1.1: Vířivé proudy

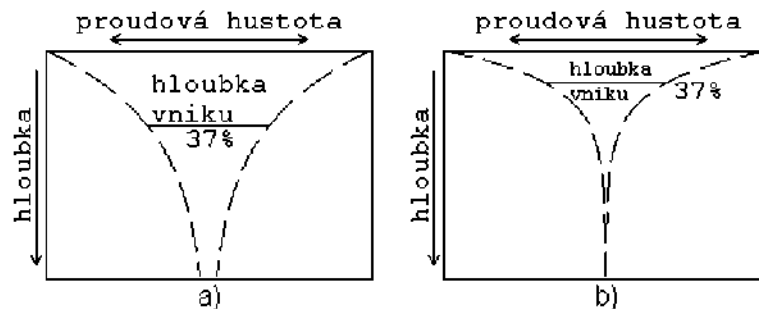
V případě vady vzorku například v podobě trhliny dojde k přerušení smyčky vířivých proudů v místě trhliny a tím ke změně sekundárního magnetického pole kolem vzorku a tedy i změně proudu indukovaného do vinutí. Tento stav je detekován změnou impedance vinutí oproti vzorku bez trhliny.

Smyčky vířivých proudů obvykle tečou v rovině rovnoběžné se závity vinutí i povrchem testovaného vzorku. Nejvyšší hustota vířivých proudů je na povrchu a s hloubkou exponenciálně klesá. Toto se nazývá povrchový jev „skin effect“. Velikost poklesu hustoty proudů v závislosti na podpovrchové hloubce je charakterizována hloubkou vniku δ , [1], [2].

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi \cdot f \cdot \mu \cdot \sigma}}, \quad (1.1)$$

kde δ je hloubka vniku (m),
 f je frekvence střídavého proudu, kterým je napájeno vinutí (Hz),
 μ je magnetická permeabilita materiálu testovaného vzorku ($\text{H} \cdot \text{m}^{-1}$),
 σ je měrná vodivost ($\text{S} \cdot \text{m}^{-1}$).

V hloubce odpovídající hloubce vniku činí hustota vířivých proudů $1/e$ (37%) hustoty na povrchu.



Obrázek 1.2: Hustota vířivých proudů, a) nízká frekvence, b) vysoká frekvence

Jelikož citlivost defektoskopie vířivými proudy závisí na proudové hustotě v místě vady, je důležité znát hloubku vniku. Obecně by mělo být zajištěno, aby hloubka vniku byla vyšší než hloubka do které je třeba detekovat vadu. Hloubka vniku však nemá význam definitivní limitní hloubky, tj. velkou vadu je možné detekovat i ve větší hloubce. Naopak, jedná-li se o měření vodivosti nebo magnetických vlastností materiálu, je třeba zajistit hloubku vniku ne větší než $1/3$ tloušťky testovaného materiálu, aby měření nebylo ovlivněno změnou tloušťky materiálu. Prakticky lze hloubku vniku ovlivnit pouze volbou frekvence.

Je třeba upřesnit, že citlivost na vady v různých hloubkách nezávisí pouze na hloubce vniku. Tj. i při dvojnásobné hloubce vniku bude citlivost na stejně velké vady ve dvojnásobné hloubce nižší. Jediný způsob dosažení vyšší hloubky vniku je snížení frekvence buzení. Nižší frekvence znamená nižší gradient magnetického pole, tedy i nižší relativní hustotu vířivých proudů v místě vady, indukce vířivých proudů je rozložena do většího objemu materiálu. Přerušením smyčky vířivých proudů důsledkem vady dojde k přerušení relativně menších proudů vůči celkovému množství indukovaných proudů. Zvýšením hloubky vniku tedy dojde ke zvýšení schopnosti detekovat vady ve vyšších hloubkách, ale zároveň k celkovému snížení citlivosti.

Přibližně lze tvrdit, že zvýšením hloubky vniku proti libovolné současné hloubce vniku dojde ke zvýšení citlivosti v hloubce větší, než je současná hloubka vniku, ale ke snížení citlivosti v menší hloubce.

1.1 Sondy vířivých proudů

Sondy vířivých proudů obecně pracují na výše uvedeném principu. V blízkosti testovaného vzorku vybudí magnetické pole a ve stejném nebo blízkém místě detekují indukované magnetické pole vzorkem. Mohou ovšem pracovat v různých režimech lišících se počtem vinutí, jejich zapojením a uspořádáním. Zde jsou ve stručnosti shrnuty základní režimy.

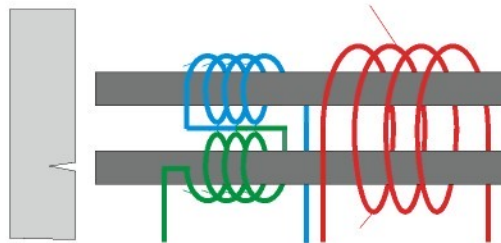
Absolutní sondy jsou obvykle tvořeny jediným vinutím, které budí magnetické pole a zároveň snímá sekundární magnetické pole vybuzeané vířivými proudy. Svým principem tedy přesně odpovídají obecnému principu z předchozího textu a obrázku 1.1. Změna magnetického pole se projeví jako změna impedance vinutí. Měřicí zařízení tak obvykle napájí vinutí snímače střídavým konstantním proudem resp. napětím a měří napětí na svorkách vinutí resp. proud vinutím, případně může být impedančně přizpůsobeno. Téměř vždy však vyhodnocuje impedanci vinutí, [1], [2], [27], [11]. Jde tedy v podstatě o měřič impedance. Tyto sondy jsou vhodné pro měření vodivosti, tloušťky materiálu, vzdálenosti a trhlin.

Diferenční sondy jsou realizovány pomocí dvou vinutí ve fázi či protifázi. V případě, že se obě vinutí nachází nad nedefektní částí testovaného materiálu, rozdílový signál je nulový. Nachází-li se jedno z vinutí např. nad trhlinou, vznikne nenulový rozdílový signál, resp. rozdílová impedance, jelikož v případě diferenční sondy je nejčastěji vyhodnocován právě rozdíl mezi impedancemi obou vinutí, [2], [7], [16], [22], [19], [24], [25], [26], [27], [28], [36]. Aby nebylo nutné vyhodnocovat impedance každého z vinutí nezávisle za pomoci dvou „měřičů“ impedance, je používáno nejruznějších přibližných metod, analogových nebo číslicových. Nejčastěji můstkových převodníků rozdílové impedance [36]. V práci [19] se Nguyen s kol. na Washington State University zabývají možností číslicového výpočtu této rozdílové impedance bez použití uvedeného převodníku či jiné analogové můstkové metody. Nezávislé vyhodnocování obou impedancí je kromě ekonomické stránky většinou znemožněno sériovým zapojením obou vinutí uvnitř sondy bez vyvedení středu, tj. taková sonda využívá dvou vodičového zapojení.

Diferenční provedení je na rozdíl od absolutního mnohem méně ovlivňováno změnou vzdálenosti od testovaného vzorku, tzv. přiblížením, [1], [2], [27].

Reflexní sondy využívají dvou vinutí, z nichž jedno budí magnetické pole a druhé snímá změny magnetického pole. Snímací vinutí může být velmi malé, tedy citlivé na velmi malé vady, [1]. Jde v podstatě o transformátor. U těchto typů sond je standardně vyhodnocováno napětí na snímacím vinutí, [2].

Hybridní sondy jsou konstruovány kombinací předchozích metod. Jako příklad je uveden diferenční reflexní snímač. Budící vinutí, na obrázku 1.3 označené červeně, je navinuto kolem dvou jader. Snímací vinutí jsou v tomto případě 2 a jsou navinuta každé zvlášť okolo jednoho jádra v opačném směru. Snímací vinutí jsou zapojena sériově. V případě ideálně symetrického snímače bude signál nulový, pokud se obě jádra budou nacházet nad nedefektní oblastí testovaného vzorku. Tento typ snímače je vůbec nejcitlivějším snímačem na povrchové trhliny. Konstrukce s feritovými jádry je jednou z možných variant, snímač může samozřejmě pracovat i bez použití jader.



Obrázek 1.3: Uspořádání vinutí v diferenčním/reflexním režimu

Závity mohou být navinuty kolem feritových jader. Jde o feromagnetický materiál. Magnetický tok je tak usměrněn do hrotu sondy, která je díky tomu citlivější.

U diferenční reflexní sondy je vyhodnocován rozdíl napětí mezi dvojicí snímacích vinutí, [2], [25]. Stejně jako u čistě diferenčního provedení, je i zde mnohem menší ovlivnění přiblížením než u absolutního provedení nebo u čistě reflexního provedení.

2 Cíle disertační práce

Cíle disertační práce byly iniciovány vývojem třídícího automatu ložiskových kuliček, který probíhal ve spolupráci s firmou Temos tools a.s. a firmou Stim tools a.s., a na němž se autor podílel. Tento třídící automat využívá ke kontrole kvality ložiskových kuliček diferenční reflexní snímač vířivých proudů. Nejdůležitějším požadavkem byla samozřejmě spolehlivost, přesnost a schopnost odhalit co možná nejmenší vady. Během vývoje bylo zjištěno, že splnění těchto požadavků je značně limitováno jednak obtížným porozuměním a interpretací naměřených výsledků, což je problém, který je i literaturou uváděn jako hlavní nevýhoda tohoto snímače. Za příčinu limitující uvedené požadavky byl rovněž konstatován jistý pohyb, který během kontroly vykonávala testovaná ložisková kulička a který způsoboval změnu vzájemné polohy mezi sondou a testovanou kuličkou. Tato problematika je anglickou literaturou označována jako tzv. „lift-off noise“ a tzv. „probe wobble“. Do češtiny přeloženo, šum způsobený přibližováním a oddalováním sondy a kývání sondy.

Cílem disertační práce proto je především zabývat se interpretací snímaného signálu z diferenční reflexní sondy a způsoby jak i v případě, že je tato sonda vystavena zmíněným nežádoucím efektům, rozpoznat vadu s co možná největší přesností a spolehlivostí, ideálně se stejnou spolehlivostí, které je dosahováno bez přítomnosti nežádoucího pohybu.

Protože u ložiskových kuliček je nejdůležitější především kvalita povrchu a protože i tento typ sondy je určen především na povrchové vady, zaměřit se především na optimalizaci pro povrchové vady.

2.1 Současný stav

Obtížná interpretace měřeného signálu z diferenčního reflexního provedení lze shrnout do dvou faktorů. První je dán diferenční konstrukcí a je tudíž společný i pro čistě diferenční provedení, které dokáže dobře interpretovat bodové vady, jsou-li mnohem menší než snímaná plocha pod jednotlivými vinutími. Velmi špatně však interpretuje plošně rozsáhlé vady větší než snímaná plocha, které způsobují pomalou změnu a tedy minimální diferenční signál, [1], [26]. V takovém případě je navíc diferenční sonda silně závislá na orientaci vůči vadě, [2]. Tato skutečnost vychází z principu diferenčního provedení a odborná literatura neuvádí prakticky žádný pokus tento problém obecně řešit.

Druhý faktor vychází naopak z reflexní konstrukce, která znemožňuje rozdílový signál interpretovat jako rozdílovou impedanci. To je velký problém, protože za pomoci impedanční interpretace je definována většina teorií v defektoskopii vířivými proudy. Odbornou literaturou je tato skutečnost považována za fakt a podobně, jako předchozí obtížná interpretace plošně rozsáhlých vad, není řešen. Patrně nejexplicitněji tento problém formulují spolupracovníci ze Stanfordské univerzity a institutu National Bureau of Standards v Coloradu v své práci [25], nepřichází ovšem s řešením interpretace rozdílového signálu z diferenční reflexní sondy jako rozdílové impedance. Později hlavní dva spoluautoři [25] přichází v publikaci [6] se zajímavou teorií, která na náhradním obvodu diferenční reflexní sondy ukazuje, že možnost vyjádření rozdílové impedance podobným způsobem jako u čistě diferenční sondy existuje. Prakticky použitelná metoda, která by umožnila tuto rozdílovou impedanci vypočítat z rozdílu napětí snímacích vinutí zde nalezena není. Přesto jde patrně o nej kvalitnější práci zabývající se touto problematikou a pro nás je výchozím bodem.

Diferenční konstrukce, ať již diferenční reflexní nebo čistě diferenční, je minimálně závislá na přiblížení sondy, „lift-off“ nebo „lift-off noise“. Z pohledu závislosti na přiblížení není mezi diferenční reflexní a čistě diferenční sondou velký rozdíl. Někdy je sice tato závislost označována za nulovou, nicméně tak tomu není. Je vynakládána nemalá snaha o její další potlačení. Práce [22] se

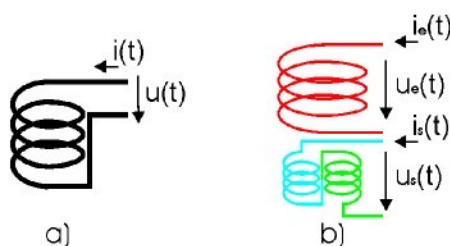
zabývá konstrukční optimalizací diferenční reflexní sondy ve speciálním pulzně buzeném režimu. K dosažení ještě větší odolnosti vůči přiblížení je zde použita další dvojice snímacích referenčních vinutí. Podobně pak i práce [23]. Nguyen [19] uvádí jako jeden z důvodů snahy o co nejpřesnější vyjádření rozdílové impedance na čistě diferenčním provedení právě omezení vlivu přiblížení, i to je tedy jednoznačně důvodem pro snahu o její co nejpřesnější vyjádření na provedení diferenčním reflexním.

Konkrétními a nejdůležitějšími cíly tedy jsou tyto. Nalézt prakticky jednoduše použitelnou metodu, která dokáže u diferenční reflexní sondy provádět defektoskopii analýzou rozdílové impedance stejně jako u čistě diferenční sondy a nalézt postup, který umožní ještě více potlačit závislost této sondy na přiblížení pomocí následného zpracování signálu, nikoli konstrukčními úpravami sondy. Pokusit se zlepšit obecnou interpretovatelnost měřeného rozdílového signálu z diferenční sondy.

3 Základy defektoskopie vířivými proudy

3.1 Základní charakteristiky signálů

V této kapitole budou popsány ty nejdůležitější signály, se kterými se lze v defektoskopii vířivými proudy setkat a které budou využívány téměř v celé práci. Budou popsány jejich vlastnosti a některé obecné postupy a procesy používané při jejich zpracování. Speciálně zde budou popsány procesy pro reflexní diferenční provedení, kterých bude pro aplikaci testování ložiskových kuliček používáno. Rovněž ale i absolutní provedení jakožto nejjednodušší možné provedení sody ECT (eddy current testing). Na signálech a procesech tohoto provedení lze nalézt řadu analogií s diferenčním reflexním, především pak shoda s budícím vinutím.



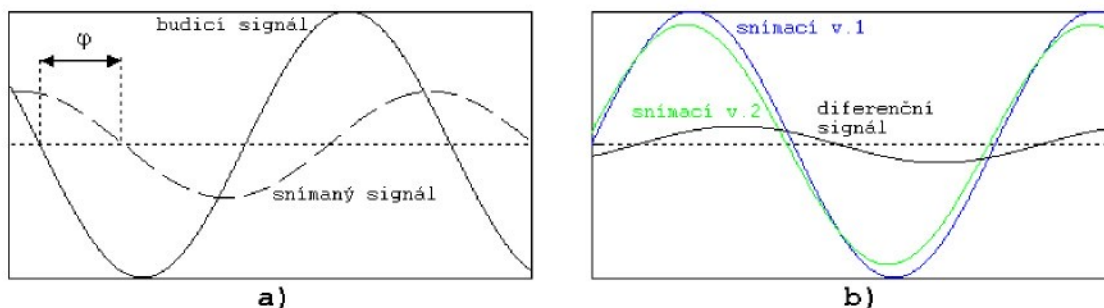
Obrázek 3.1: Budící a snímané veličiny sondy ECT a) absolutní, b) reflexní diferenční

$i(t)$	proud vinutím absolutní sondy
$u(t)$	napětí na vinutí absolutní sondy (jedna z těchto veličin je budící signál, druhá snímaný signál)
$i_e(t), u_e(t)$	proud, napětí budícího vinutí reflexní diferenční sondy
$i_s(t), u_s(t)$	proud, napětí snímacího vinutí reflexní diferenční sondy

První signál ze dvou, se kterými se lze setkat bezprostředně na sondě ECT, je budící signál. Fyzikálně se jedná o napětí nebo proud, jímž je napájeno budící vinutí. Obecně se předpokládá, že průběh budícího signálu je totožný s průběhem jedné z těchto veličin, resp. průběh této veličiny je považován za budící signál.

V této práci bude ve všech případech uvažován a používán výhradně budící signál harmonického průběhu. V praxi se lze ovšem setkat i se speciálními aplikacemi využívajícími jiných průběhů, jako jsou multifrekvenční, impulsní nebo plynule přeladované metody. V těchto případech budící signál obsahuje vždy více frekvencí a to zpravidla z důvodu dosažení vysoké citlivosti na velmi malé povrchové vady díky vyšším obsaženými frekvencím a rovněž vysoké citlivosti na hluboké podpovrchové vady díky nižším frekvencím. Testovací zařízení je ovšem podstatně složitější a obvykle celkově méně citlivé než zařízení pracující v daném okamžiku s pouze jedinou frekvencí.

Snímaný signál je signál měřený bezprostředně na sondě ECT, na základě jehož analýzy je prováděno rozhodování o výskytu vady. U absolutní sondy je to proud vinutím resp. napětí na vinutí. Vinutí může být zapojeno i do speciálního můstku pro impedanční přizpůsobení. V praxi je to dokonce ta nejčastější varianta. Zde ovšem nebude tato problematika zpracována, neboť absolutní sonda je zde uváděna pouze pro svoji analogii s budícím vinutím diferenční reflexní sondy. U reflexní sondy je snímaným signálem proud nebo napětí na zatíženém či nezatíženém snímacím vinutí. Zátěž může být odporového nebo induktivního charakteru. Optimální je ovšem impedance zátěže shodná s impedancí snímacího vinutí. Zátěží může být např. primární vinutí vysokofrekvenčního transformátoru s vhodným transformačním poměrem, který zajistí zesílení nízké úrovně diferenčního signálu.



Obrázek 3.2: Ilustrativní průběhy a) budicího a snímaného signálu, b) diferenčního signálu

φ vzájemný fázový posuv mezi budícím a snímaným signálem (rad)

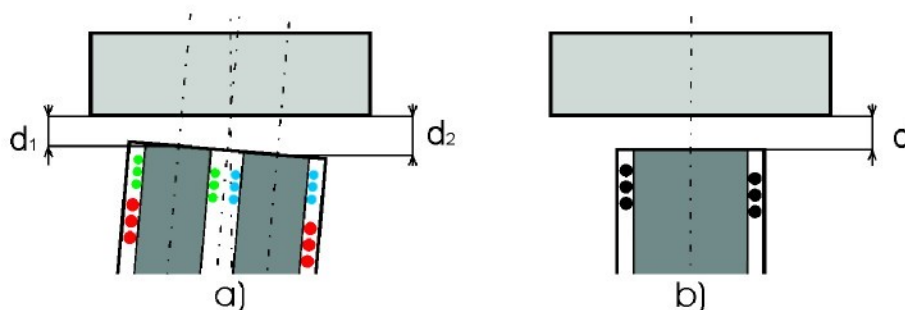
V klidovém stavu, tj. v poloze sondy umístěné volně ve vzduchu nebo v blízkosti testovaného vzorku bez vzájemného pohybu, bude snímaný signál harmonického průběhu s konstantní amplitudou a konstantním fázovým posuvem vůči budicímu signálu, viz. obrázek 3.2a. U absolutní sondy lze obecně očekávat fázový posuv o něco menší než $\pi/2$ díky induktivnímu charakteru vinutí. Velikost amplitudy pak bude u všech sond stejného konstrukčního provedení a za stejných podmínek shodná. Fázový posuv i amplituda v tomto případě závisí výhradně na impedanci vinutí a jejich rozptylu tak rovněž odpovídá rozptylu impedance vinutí, která je obvykle u konkrétního typu sondy velmi malá.

U reflexní diferenční sondy je odhad v amplitudy a fáze snímaného signálu obtížný. V případě ideálního provedení bychom v klidu neměřili žádný signál. Ve skutečnosti tomu tak kvůli nesymetrickému provedení dvojice snímacích vinutí nebude. V klidovém stavu je na obou snímacích vinutích indukováno harmonické napětí. Každé ze snímacích vinutí je v podstatě sekundárním vinutím transformátoru. Amplitudy napětí i fázové posuvy vůči budicímu signálu jsou na obou vinutích velmi blízké. Malé rozdíly jsou způsobeny výrobními rozptyly parametrů vinutí. Snímaný diferenční signál je dán součtem resp. rozdílem průběhů napětí na těchto vinutích. V klidovém stavu tak bude samozřejmě amplituda i fáze snímaného diferenčního signálu v čase rovněž konstantní. Jejich skutečné hodnoty však nelze předem nijak určit ani odhadnout, protože zcela závisí na aktuální odchylce parametrů vinutí v rámci výrobních rozptylů.

Jelikož existence nenulového snímaného signálu u volně umístěné diferenční reflexní sondy je výhradně důsledkem nesymetrie jejich vinutí, bude tento signál označován jako **nesymetrický signál**. U jednotlivých kusů diferenčních reflexních sond stejného typu se tak jeho amplituda bude pohybovat v rozsahu od 0 až do maximální přípustné tolerance výrobních rozptylů. Fázový posuv nesymetrického signálu vůči budicímu se bude pohybovat v rozsahu $0 - 2\pi$.

3.2 Přiblížení sondy

Dynamickým procesem, který ještě bezprostředně nesouvisí s hledáním vady, je přiblížení sondy ECT do správné polohy vůči testovanému objektu. Aby mohla být defektoskopie funkční, musí být sonda ustavena v přesně definované poloze. V okamžiku ustavování sondy vůči testovanému objektu, např. během výměny již otestovaného objektu za nový, seřizování sondy, apod., může docházet ke změnám snímaného signálu. Analýza těchto změn tak může pomoci při ověřování správnosti polohy sondy. Na základě průběhu snímaného signálu není ovšem možné určit geometrickou polohu ve všech stupních volnosti, pouze v některých a to v závislosti na konstrukčním provedení sondy. Navíc obvykle pouze ve velmi omezeném rozsahu.

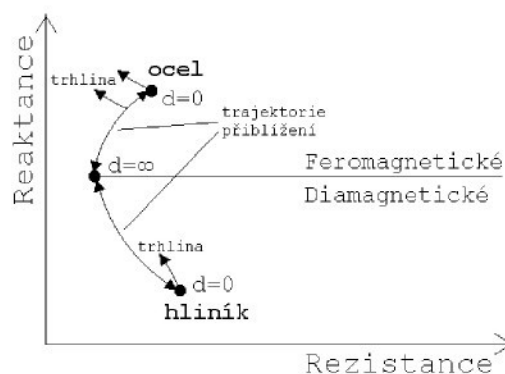


Obrázek 3.3: Ustavení sondy a) diferenční reflexní, b) absolutní

Velikost vzduchové mezery, resp. vzdálenost mezi sondou a testovaným vodivým objektem ovlivní impedanci vinutí. Se zmenšující se vzduchovou mezerou se zvyšuje velikost indukovaných vířivých proudů. Energetické ztráty, testovaný objekt se průtokem proudu ohřívá, se projeví zvýšením rezistance vinutí. Intenzita magnetického pole na rozhraní vodivého materiálu a vzduchu je fázově posunuta oproti stavu bez přiblíženého vodivého objektu ve stejném bodě.

Vířivé proudy vytvářejí sekundární magnetické pole opačného směru, které zmenšuje celkovou velikost magnetického pole. V případě diamagnetických materiálů se tedy snižuje induktivní reaktance. V případě feromagnetických materiálů se naopak zvyšuje díky vysoké permeabilitě. Siločáry magnetického pole se uzavírají částečně přes testovaný objekt z feromagnetického materiálu, který má mnohem větší magnetickou vodivost než vzduch, což vede k celkovému zvýšení magnetického toku. Nárůst magnetického toku z této příčny je mnohem vyšší, než jeho pokles důsledkem opačně působícího magnetického pole vytvořeného vířivými proudy.

Změnu impedance je možné využít ke zjištění skutečné velikosti vzduchové mezery. U diferenční reflexní sondy ovšem za cenu nutnosti měření impedance budícího vinutí, která nemá z hlediska defektoskopie další význam.

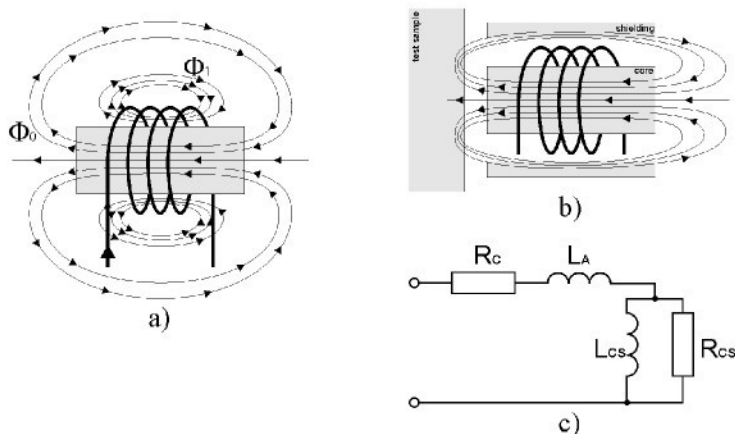


Obrázek 3.4: Impedance v závislosti na velikosti vzduchové mezery

Obrázek obsahuje trajektorie v rovině komplexní impedance v závislosti na velikosti vzduchové mezery mezi sondou a testovaným objektem, záměrně bez měřítek. Impedance označená $d = \infty$ odpovídá impedanci sondy umístěné volně ve vzduchu. Při umístění vodivého materiálu do blízkosti sondy se impedance změní ve směru trajektorie. V případě feromagnetického materiálu absolutní hodnota impedance roste s přiblížováním sondy.

Signál na diferenčním snímacím vinutí je silně ovlivňován natočením sondy dle obrázku 3.3a, resp. rozdílnou velikostí vzduchových mezer. Obecné teoretické stanovení závislosti diferenčního signálu na velikosti vzduchových mezer je obtížné. Přibližně lze ovšem vycházet ze stejných skutečností jako pro impedanci absolutní sondy. Plochou vinutí s menší vzduchovou mezerou bude protékat větší magnetický tok. Zároveň může dojít ke změně vzájemné fáze mezi magnetickými toky jednotlivých snímacích vinutí.

3.3 Náhradní obvod absolutní sondy ECT, vliv jádra a stínění



Obrázek 3.5: a) Rozptylový magnetický tok sondy s jádrem, b) efekt stínění, c) náhradní obvod absolutní sondy ECT

kde	Φ_0 (Wb)	je magnetický indukční tok jádrem sondy,
	Φ_I (Wb)	je rozptylový magnetický indukční tok mimo jádro sondy,
	R_C (Ω)	je odpor vinutí,
	L_A (H)	je indukčnost způsobená magnetickým tokem Φ_I ,
	L_{CS} (H)	je indukčnost způsobená magnetickým tokem Φ_0 ,
	R_{CS} (Ω)	je náhradní odpor odpovídající ztrátám vířivými proudy.

Feritové jádro má velkou relativní permeabilitu a velmi malou měrnou vodivost. Magnetický tok se díky vysoké relativní permeabilitě uzavírá především jádrem místo vzduchem a je tak koncentrován ve středu sondy. Většina magnetického toku vyvolaného vinutím se tak může uzavřít testovaným vzorkem a rovněž vířivé proudy v testovaném vzorku jsou koncentrovány v okolí středu sondy. Díky malé měrné vodivosti jádra jsou malé ztráty vířivými proudy, nicméně nějaké ztráty zde nastávají. Sonda s feritovým jádrem je citlivější a méně závislá na velikosti vzduchové mezery, natočení či otřesech.

Stínění sondy je magnetické nebo nemagnetické. Magnetické stínění je tvořeno tenkým feritovým prstencem. Magnetický tok se uzavírá především prstencem místo rozptýlení kolem prstence. Magnetické stínění není stíněním v pravém slova smyslu. Ačkoli je díky svému prstencovému tvaru za stínění obvykle označováno, svojí funkcí odpovídá spíše „vnějšímu“ jádru. Zvyšuje velikost magnetického toku uzavíraného testovaným vzorkem a snižuje jeho rozptyl, čímž zvyšuje koncentraci vířivých proudů v okolí středu sondy podobně jako jádro. Nezabraňuje však ovlivnění vnějším magnetickým polem nebo ovlivnění generováním vířivých proudů do nežádoucích vodivých částí sondy nebo vzorku. V druhém případě ovlivnění velmi snižuje.

Nemagnetické stínění je tvořeno prstencem z materiálu s relativní permeabilitou blízkou 1 a s velmi velkou vodivostí, nejčastěji z mědi. Část magnetického toku, který se uzavírá prstencem, způsobuje konstantní ztráty vířivými proudy ve stínění místo ztrát v od středu vzdálenějších místech testovaného vzorku, které nejsou konstantní. Oba typy stínění tak zajišťují zmenšení rozptylu magnetického toku a tím zúžení koncentrace vířivých proudů kolem středu sondy.

Jádro i oba typy stínění způsobují ztráty vířivými proudy, které se projeví v podobě rezistanční složky impedance. Skutečnost, že rezistanční složka není způsobena pouze vířivými proudy v testovaném vzorku, ale i v sondě, hraje důležitou roli při interpretaci projevů vad, především pak fázového zpoždění. Koncentrace vířivých proudů do středu sondy je podmínkou pro správnou interpretaci fázového zpoždění, resp. určení referenčního fázového směru, který se může pro vzdálenější místa od středu mírně lišit. Úroveň koncentrace do středu může ovlivňovat tvar trajektorie přiblížení.

Φ_0 má význam magnetického toku, který se bude uzavírat testovaným vzorkem v případě nulové vzduchové mezery, zatímco Φ_I se testovaným vzorkem v žádném případě uzavřít nemůže. Náhradní schéma je zjednodušeno s předpokladem, že veškerý magnetický tok jádrem se uzavírá čelem jádra, resp. styčnou plochou mezi jádrem a testovaným vzorkem. Ve skutečnosti se může jistá složka Φ_I uzavírat feritovým jádrem případně stíněním sondy, čímž vzniknou další ztráty vířivými proudy. Složka impedance indukovaná magnetickým tokem Φ_I může být nahrazena paralelní kombinací L_A a náhradního odporu odpovídající těmto ztrátám. V následujícím textu nebude tento odpor uvažován. Pro danou frekvenci buzení je konstantní a lze jej tak zahrnout v R_C .

Okamžitá velikost impedance sondy je tvořena odporem vinutí a impedancí indukovanou magnetickým tokem vyvolaným vinutím, která bude označována jako indukovaná složka impedance, pro kterou platí $Z_I = j \cdot X_{L_A} + (j \cdot X_{L_{CS}} \parallel R_{CS})$. Složka impedance indukovaná magnetickým tokem jádrem, resp. magnetickým tokem uzavírajícím se čelem jádra, bude označována jako složka impedance indukovaná jádrem, pro kterou platí $Z_{IC} = j \cdot X_{L_{CS}} \parallel R_{CS}$. Do změny Z_{IC} se promítnou projevy vad, změna velikosti vzduchové mezery, apod..

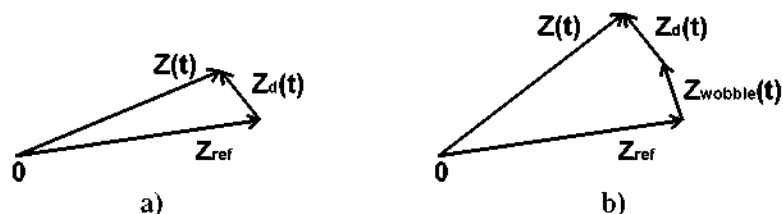
Náhradní obvod na obrázku 3.5c nelze zaměňovat s náhradním obvodem uzavřeného magnetického obvodu. Význam náhradního obvodu je v rozdělení impedance na složku nezávislou na výskytu vady a variabilní složku závislou na projevu vady Z_{IC} . Vzhledem k tomu, že se jedná o otevřený magnetický obvod, činná složka Z_{IC} zahrnuje ztráty v testovaném vzorku, jádře, případně stínění. Není zřejmé, zda je výhodnější Z_{IC} nahrazovat paralelní či sériovou kombinací činného odporu a reaktance. Případný výskyt vady se pravděpodobně projeví změnou činného odporu i reaktance v obu kombinacích. Ani v případě trhliny, jejímž primárním důsledkem je snížení ztrát vířivými proudy, nelze očekávat projev v podobě výhradní změny činného odporu.

3.4 Projevy vad

V této kapitole budou popsány principy, jakými se vady v materiálu promítnou do změn snímaného signálu. Především pak trhliny v materiálu, i když detekovat je možné nejrozličnější typy vad. Geometrické, jako jsou nerovnosti, které se projeví podobně jako změna velikosti vzduchové mezery nebo naklonění sondy. Nehomogenita materiálu, která se projeví změnou relativní permeability a vodivosti.

Trhlina v materiálu má za následek přerušeni smyčky vířivých proudů v dané hloubce. Smyčka se uzavírá přes delší trasu, což vede k celkovému snížení vířivých proudů. V impedanční rovině se to projeví nárůstem reaktanční složky, klesla velikost opačně působícího pole, a rovněž poklesem rezistanční složky, snížily se ztráty. Platí obecně pro feromagnetické i diamagnetické materiály.

Impedance sondy v předepsané vzdálenosti nad nedefektním materiálem je považována za referenční. Referenční impedance je bod trajektorie na obrázku 3.4. mezi $d = \infty$ a $d = 0$. Změnu impedance v důsledku vady lze tak vyjádřit jako vektor vady. Velikost vektoru obecně roste s velikostí vady a klesá s hloubkou vady. Fázi vektoru vady lze určit z fázového zpoždění vířivých proudů.



Obrázek 3.6: Impedance vady a) bez přítomnosti parazitního kmitání, b) s přítomností parazitního kmitání

kde Z_{ref} je referenční impedance, Z je okamžitá impedance,
 Z_d je impedance vady, Z_{wobble} je impedance kmitání.

Přítomnost vady je určována analýzou rozdílové impedance mezi referenční a okamžitou impedancí. V ideálním případě, kdy nedochází k parazitnímu kmitání, tedy změně velikosti vzduchové mezery, je Z_d rovno rozdílové impedanci. Je-li defektoskopie zatížena parazitním kmitáním, toto kmitání se promítá do změn okamžité impedance jako vektor Z_{wobble} . V následujícím textu nebude přítomnost Z_{wobble} uvažována.

3.4.1 Fázové zpoždění vířivých proudů

Fázové zpoždění vířivých proudů je jev, díky kterému lze získat informaci o hloubce, ve které se vada nachází. Jelikož malá povrchová vada může mít shodný projev v magnitudě impedance jako větší vada ve větší hloubce, informace o hloubce vady je důležitá pro určení velikosti vady.

Fázové zpoždění je rozdíl fází vířivých proudů, intenzit magnetického i elektrického pole na povrchu a v určité hloubce pod povrchem. Pro fázové zpoždění platí

$$\theta = \frac{x}{\delta} \quad (3.1)$$

kde θ (rad) je fázové zpoždění vířivých proudů,
 x (m) je podpovrchová hloubka,
 δ (m) je hloubka vniku.

Detekovaná fáze vektoru vady v impedanční rovině odpovídá dvojnásobku fázového zpoždění vypočteného podle (3.1), neboť fázové zpoždění se uplatňuje rovněž při indukci sekundárního magnetického pole vířivými proudy jako odezva na vadu. Zřejmé je to z vlnových rovnic.

$$H(x) \cdot e^{j\omega t} = H_0 \cdot e^{-\xi \cdot x} \cdot e^{-j(\omega t - \eta \cdot x)} \quad (3.2)$$

$$E(x) \cdot e^{j\omega t} = E_0 \cdot e^{-\xi \cdot x} \cdot e^{-j(\omega t - \eta \cdot x)} \quad (3.3)$$

kde $H(x)$, ($A \cdot m^{-1}$) je intenzita magnetického pole v hloubce x ,
 $E(x)$ ($V \cdot m^{-1}$) je intenzita elektrického pole v hloubce x ,
 H_0, E_0 jsou intenzity magnetického a elektrického pole na rozhraní,
 ξ (rad/m) je koeficient útlumu,
 η (rad/m) je fázová konstanta.

Pro koeficient útlumu i fázovou konstantu platí

$$\xi = \eta = \sqrt{\frac{\omega \cdot \mu \cdot \sigma}{2}}. \quad (3.4)$$

Vlnové rovnice (3.2), (3.3) platí pro harmonické vlnění dopadající na rovinnou plochu vodivého neohraničeného tělesa. Lze z nich odvodit vztahy pro hloubku vniku (1.1) i pro fázové zpoždění (3.1), intenzita pole na povrchu testovaného vzorku je intenzitou na rozhraní. Při dopadu vlny na jakoukoli nehomogenitu materiálu, např. vodivostní, nebo trhlínu (rozhraní vakuum a vodivá plocha, nebo vzduch a vodivá plocha) dojde k odrazu. Odražená vlna se šíří opačným směrem zpět k povrchu stejnou fázovou rychlostí jako vlna vyvolaná vnějším magnetickým polem. Pro fázovou rychlost v_p (m/s) platí

$$v_p = \sqrt{\frac{4\pi \cdot f}{\sigma \cdot \mu}}. \quad (3.5)$$

Fázová rychlost popisuje rychlost šíření plochy se stejnou fází. Rychlost šíření informace resp. obálky signálu je popsána grupovou rychlostí.

Fázové zpoždění odezvy na podpovrchovou vadu v intenzitě magnetického pole na povrchu testovaného vzorku proti intenzitě magnetického pole v hloubce vady odpovídá θ . Fázové zpoždění odezvy vůči sondou vyvolanému magnetickému poli na povrchu tak odpovídá dvojnásobku fázového zpoždění vypočteného podle (3.1).

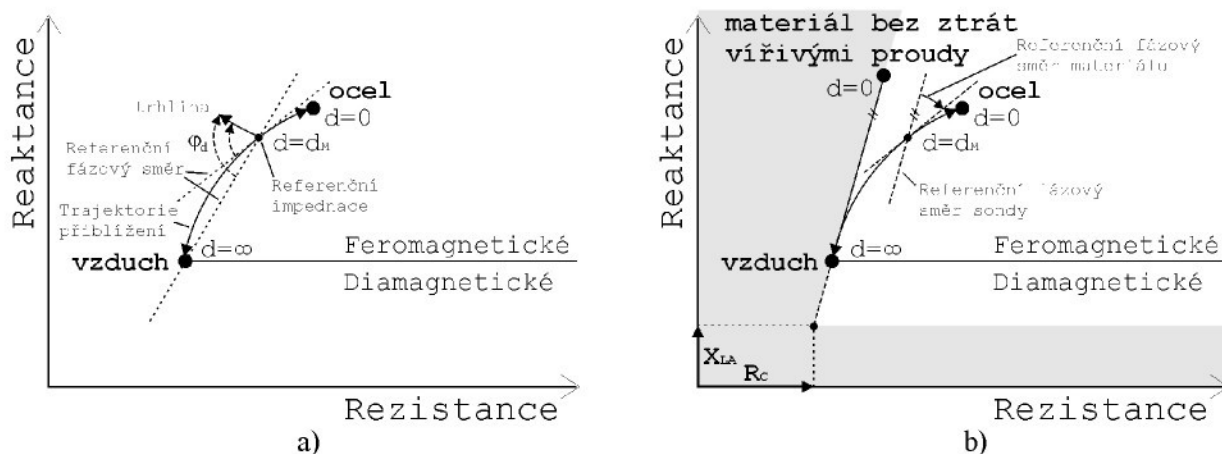
Fázové zpoždění odezvy v důsledku vady s významnějším rozměrem ve směru normály k povrchu bude odpovídat váženému průměru fázových zpoždění v různých hloubkách v intervalu, ve kterém se vada nachází.

Komplikovanou otázkou je interpretace fáze vektoru vady, tedy stanovení fáze vektoru v impedanční rovině ze známého fázové zpoždění a naopak. Fázové zpoždění popisuje fázový posuv mezi celkovým magnetickým polem na povrchu vzorku a odezvou na vadu, která je na toto pole superponována. V impedanční rovině má tedy fázové zpoždění význam vzájemně svíraného úhlu mezi vektorem vady a složkou vektoru impedance indukovanou tímto polem. Určit tuto složku, resp. její směr, je obtížné. Za předpokladu absolutně nulové vzduchové mezery, kdy se celý magnetický tok Φ_0 uzavírá testovaným vzorkem, lze vycházet z celkové impedance indukované jádrem Z_{IC} , nikoli z celkové impedance zahrnujícího i odpor vinutí a reaktanci X_{L_A} . Prakticky toho nelze příliš využít ani v aplikacích, při kterých jsou jádra sondy v kontaktu s testovaným vzorkem, protože strmost závislosti impedance na velikosti vzduchové mezery roste se zmenšující se vzduchovou mezerou. Změřit impedanci při $d=0$ lze jen velmi nepřesně. Pro $d>0$ se testovaným vzorkem uzavírá pouze část magnetického Φ_0 , tedy Z_{IC} je indukována z části magnetickým tokem vzorkem a z části vzduchem.

V případě sondy s ideálními magnetickými vlastnostmi, tj. v jádrech, stínění či jiných částech sondy nenastávají žádné ztráty, a vzorku z materiálu ve kterém nenastávají rovněž žádné ztráty, by pro

fázi vektoru platilo $\varphi_d = 2 \cdot \theta + \pi/2$. Rezistanční složka by byla tvořena pouze stejnosměrným ohmickým odporem vinutí a indukovaná složka čistě reaktanční. To je ale pouze hypotetická situace, protože u takového materiálu by vada v jakékoli reálné hloubce vyvolala odezvu s nulovou magnitudou nebo nulovým fázovým zpožděním.

V reálném případě je fáze vektoru vady ovlivněna ztrátami v testovaném vzorku a sondě. Vliv těchto ztrát je možné interpretovat pomocí referenčního fázového směru, který zahrnuje jak ztráty v sondě tak vzorku. Vektor vady svírá s referenčním fázovým směrem úhel odpovídající $2 \cdot \theta$. Referenční fáze musí co nejpřesněji korespondovat s fází složky impedance indukované magnetickým polem na povrchu testovaného vzorku. Prakticky lze referenční fázi určit nejsnáze z trajektorie přiblížení. Impedanční rovina je pak často zobrazována potočená tak, aby směr trajektorie přiblížení byl přibližně horizontální. Při tomto zobrazení je $\varphi_d = 2 \cdot \theta$. Určení samotného referenčního fázového směru však není jednoznačné, protože tvar trajektorie přiblížení není obvykle lineární. Na obrázku 3.7a. jsou naznačeny dva možné způsoby určení referenčního fázového směru včetně rozdílných výsledků, kterých se tím docílí. Jednoznačně nelze tvrdit, který způsob stanovení je přesnější. Pokud je cílem se z referenčního fázového směru dozvědět něco o vlastnostech materiálu, je patrně lepší vycházet ze směru stanoveného spojnici referenční impedance a impedance oddálené sondy. Pro stanovení hloubky vady je nejčastěji doporučován tečný směr v místě referenční impedance. Nicméně je zmiňována i možnost, že správný referenční směr se může nacházet mezi směry stanovenými ze spojnice bodů impedance oddálené sondy a referenční impedance a tečným směrem v místě referenční impedance, [1].



Obrázek 3.7: Referenční fázový směr

a) stanovení z impedanční trajektorie přiblížení k testovanému vzorku, b) referenční fázový směr sondy a materiálu

kde φ_d je fáze vektoru vady vůči referenčnímu fázovému směru,
 d_M je velikost vzduchové mezery mezi sondou a vzorkem během testování vzorku,
 R_C je stejnosměrný ohmický odpor vinutí.

Referenční fázový směr je dán kombinací použité sondy a materiálu testovaného vzorku a zároveň je do určité míry závislý na velikosti vzduchové mezery, která je ovšem obvykle pro konkrétní typ sondy předepsána. Je možné jej tedy určovat online při každém přiblížení sondy, ne vždy je to ale možné, nebo znát jeho hodnotu pro konkrétní kombinaci. Je ale možné jej také rozdělit zvlášť na referenční fázový směr sondy, který zahrnuje pouze ztráty uvnitř sondy, a referenční fázový směr materiálu zahrnující pouze ztráty v testovaném vzorku. Souhrnná referenční fáze je dána součtem

dílčích. Referenční fázi sondy lze interpretovat jako trajektorii přiblížení materiálu s velmi velkou relativní permeabilitou a velmi malými ztrátami, řádově menšími než v jádře a stínění. Ani tato trajektorie nemusí být lineární, její tvar je závislý na konstrukci sondy. Obecně je nelinearita trajektorie přiblížení způsobena změnou tvaru siločar magnetického pole při přibližování. To vede ke změně procentuálního podílu magnetického toku uzavírajícího se jednotlivými částmi sondy (stínění, jádro, vzduch) nebo ke změně délky trasy magnetického toku vodivými částmi (vzorek, stínění, jádro).

Impedanční trajektorie získaná přiblížením vzorku z feromagnetického materiálu s velmi malými ztrátami ohraničuje provozní prostor sondy v impedanční rovině. Prostor vpravo od této trajektorie je provozní prostor sondy, bílá plocha na obrázku 3.7b. Impedance se bude během testování pohybovat v tomto prostoru. Prostor vlevo, šedá plocha na obrázku 3.7b, je zakázaný. Impedance by se během testování neměla nacházet v tomto prostoru. Výjimkou mohou být pouze výrazné tvarové vady, nebo výrazně nelineární trajektorie.

Pokud by byla trajektorie získána přiblížením hypotetického vzorku s nulovými ztrátami, byla by rezistanční složka v libovolném bodě tvořena pouze stejnosměrným odporem vinutí a ztrátami v sondě samotné. Je-li trajektorie dostatečně lineární, referenční fázový směr sondy určený z této trajektorie je přesný pro libovolný testovaný materiál a je možné jej uvádět jako parametr sondy. Naopak pro velmi nelineární trajektorii je určenou referenční fází sondy možné používat pouze pro materiály s podobným μ (platí pro feromagnetické materiály). Vzhledem k obtížnosti stanovení referenční fáze ze silně nelineární trajektorie, je vhodné ji v takovém případě určit raději empiricky na základě provedených měření s různými vzorky s přesně definovanými vadami.

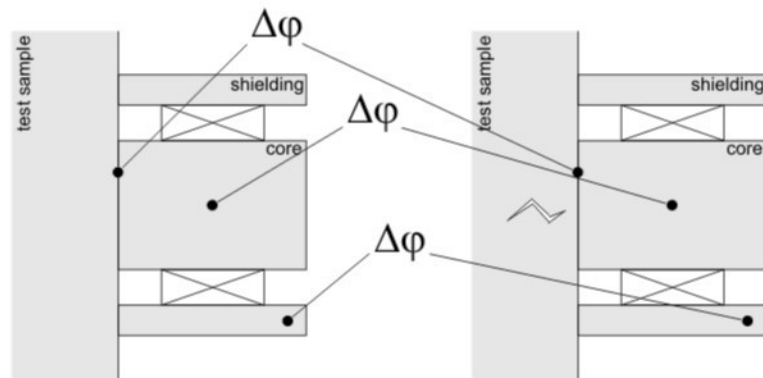
Pozn. Linearitou či nelinearitou trajektorie přiblížení je označován její tvar v impedanční rovině shodný či různý od úsečky, nikoli závislost impedance resp. magnitudy impedance na velikosti vzduchové mezery, která je nelineární vždy.

3.4.1.1 Systematická chyba referenčního fázového směru

Při stanovování fázového zpoždění z fáze vektoru impedance vady pomocí referenčního fázového směru dochází k systematické chybě. Jak bylo uvedeno v předchozím textu, referenční fázový směr svírá s vektorem vady úhel $2 \cdot \theta$. Takto definovaný referenční fázový směr není během testování konstantní, ale mění se v závislosti na výskytu vady. Nejedná se o změnu v důsledku chvění sondy, kdy dochází rovněž k jeho změně a tím odpovídající chybě, nyní jsou uvažovány zcela ideální podmínky. Referenční fázový směr koresponduje s fází vířivých proudů na povrchu testovaného vzorku vůči budicímu proudu. Při výskytu vady dochází k fázovému posuvu vířivých proudů na povrchu, protože odezva na vadu je na magnetické pole na povrchu superponována. Tím dochází ke změně fáze magnetického i elektrického pole a tedy i referenčního směru, který je dán aktuálními podmínkami v okamžiku výskytu vady. Nejlépe je to patrné na příkladu hypotetické situace absolutně nulové vzduchové mezery, ideálního jádra, stínění a těsně navinutého vinutí, kdy se veškerý magnetický tok Φ_0 uzavírá testovaným vzorkem a Φ_f , tedy i L_A , jsou nulové. Podobný příklad byl již diskutován v předchozím textu. V takovém případě bude změna fáze magnetického pole na povrchu testovaného vzorku vyvolaná výskytem vady odpovídat změně fáze v libovolné části jádra, stínění i celé sondy, viz obrázek 3.8. Měřená indukovaná složka impedance tak bude korespondovat s magnetickým polem na povrchu vzorku.

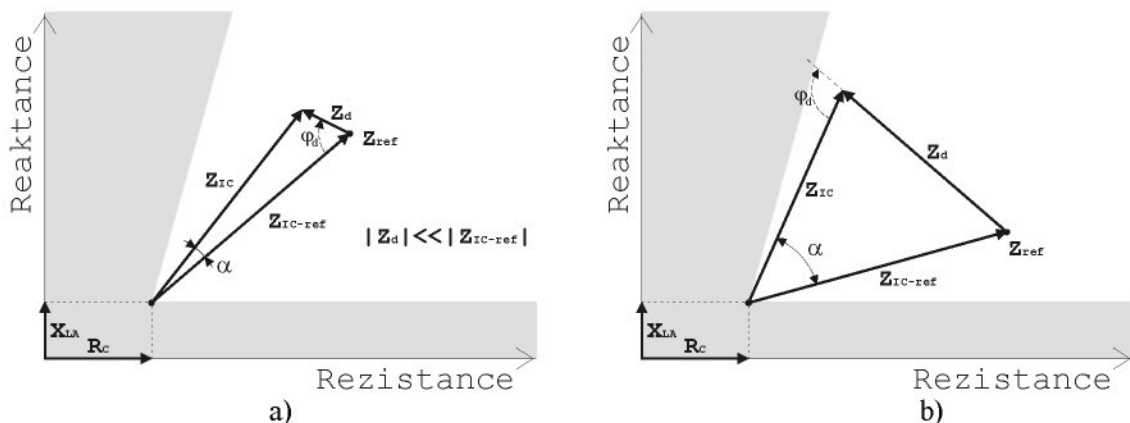
Na obrázku 3.8 jsou naznačeny základní běžné části, které jsou reálně příčinou fázového zpoždění. To není zdaleka vyvoláno pouze testovaným vzorkem. Změnu tohoto fázového zpoždění však může vyvolat pouze vada vzorku, přiblížení nebo oddálení. Změna fázového zpoždění způsobí změnu fázorů elektrických i magnetických veličin ve všech částech sondy s tím, že rozdíl mezi těmito fázory před a po změně bude svou fází odpovídat dvojnásobku fázového zpoždění v hloubce výskytu vady.

Samozřejmě měřeno vůči referenčnímu fázovému směru stanoveného pro danou veličinu v daném místě. Nicméně v hypotetickém ideálním případě nepředpokládajícím rozptylové pole, který zde je diskutován, a naopak předpokládající, že veškerý magnetický tok se uzavírá vždy všemi částmi sondy v plné výši, bychom dosáhli identických změn/přírůstků fáze $\Delta\varphi$ libovolných magnetických i elektrických veličin.



Obrázek 3.8: Zdroje fázového zpoždění

kde $\Delta\varphi$ změna fáze libovolné veličiny magnetického pole vyvolaná vadou,



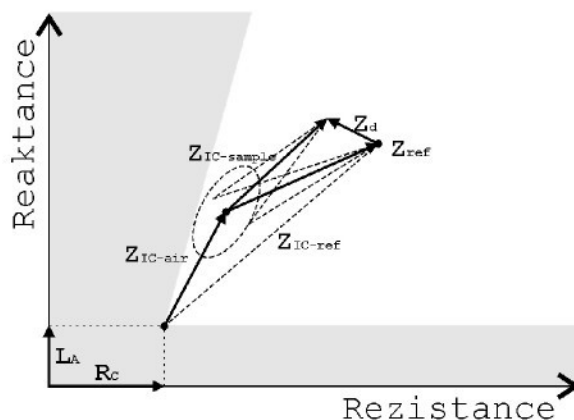
Obrázek 3.9: Systematická chyba referenčního fázového směru

- a) zanedbatelná systematická chyba
- b) eliminace systematické chyby

V takovém případě by referenční směr v každém okamžiku odpovídal fázi aktuálně měřené impedance Z_{IC} . Pokud by byl ovšem stanoven pevně za podmínek bez přítomnosti vady, odpovídal by fázi jádrem indukované složky referenční impedance $Z_{IC-ref} = Z_{ref} - R_C - jX_{LA}$. Chyba stanovení φ_d , která by tím vznikla, by byla zanedbatelně malá, pokud by velikost vektoru impedance vady byla mnohem menší než velikost Z_{IC} . Systematická chyba způsobená nesprávným referenčním fázovým směrem by odpovídala úhlu α . V případě modulu impedance vady řádově srovnatelného s modulem Z_{IC} by bylo ke stanovení φ_d zapotřebí použít správný referenční směr odpovídající fázi Z_{IC} , který by se v čase měnil v závislosti na změně fáze povrchových vířivých proudů vůči budicímu proudu.

Na uvedeném teoretickém případě je stanovení správného referenčního směru velmi snadné, resp. stejně snadné, jako jeho chybné stanovení. Na první pohled tak není důvod zanášení systematické

chyby zřejmý. V reálných podmínkách referenční fázový směr neodpovídá Z_{IC} a nelze jej ani nijak jinak určit na základě statického měření. Určován je nečastěji přibližně z impedanční trajektorie přiblížení, čímž může vzniknout jistá statická chyba. Ale i v případě jeho zcela přesného stanovení, dochází k systematické chybě určování hloubky vady při předpokladu vzájemné fáze mezi vektorem vady a referenčním směrem $2 \cdot \theta$. Na rozdíl od hypotetického příkladu neexistuje žádný obecný způsob eliminace této systematické chyby. Správně je úhel $2 \cdot \theta$ svírán mezi vektorem vady Z_d a impedancí korespondující s magnetickým polem na povrchu vzorku $Z_{IC-sample}$. Celková indukovaná složka impedance je tvořena součtem složek impedance indukované magnetickým tokem uzavírajícím se testovaným vzorkem $Z_{IC-sample}$ a impedance indukované magnetickým tokem uzavírajícím se mimo testovaný vzorek Z_{IC-air} . Tyto dvě složky nelze prakticky žádným způsobem separovat. I tento pohled je do značné míry idealizovaný, nicméně přesně charakterizuje podstatu vzniku systematické chyby.



Obrázek 3.10: Nemožnost eliminace systematické chyby referenční fáze

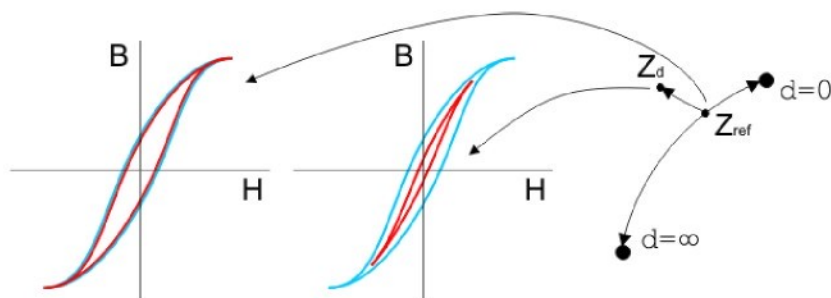
Pro většinu aplikací je stanovení fázového zpoždění pomocí referenčního fázového směru postačující. Zmíněná systematická chyba je díky řádově menší velikosti impedance vady vůči celkové indukované složce impedance zanedbatelná. V případě aplikací, které nesplňují tuto podmínku, je vhodné hledat způsob potlačení efektu systematické chyby.

4 Interpretace pomocí impedance

V předchozím textu bylo popsáno chování sondy ECT ve všech běžných provozních situacích pomocí impedance vinutí. Impedanční popis je jednoznačně určující pro absolutní provedení, jehož vlastnosti definuje nezávisle na typu a impedanci buzení. Ve skutečnosti však chování reálné sondy typem a impedancí použitého zdroje buzení ovlivněno být může, konkrétně v důsledku hystereze materiálu použitým na sondě i vzorku.

Jelikož impedance vinutí není měřena přímo, v praxi proto nemusí být vždy vyhodnocována právě impedance vinutí. Mnohdy je vyhodnocování realizováno pouze analýzou přímo měřené veličiny. Pokud je jako buzení použit zdroj konstantního proudu, monitorovanou a tedy i přímo měřenou veličinou je napětí na vinutí. V případě, že impedance zdroje je navíc dostatečně velká, vlastnosti zdroje se blíží ideálním, jedná se nejjednodušší možnou variantu, protože monitorovaná veličina přímo koresponduje s impedancí. Vzhledem k problematické konstrukci vhodných proudových budicích zdrojů je mnohem častěji používáno napěťových budicích zdrojů. V takovém případě je monitorován proud vinutím korespondující s převrácenou hodnotou impedance vinutí. Vyhodnocení lze provést přímou analýzou monitorované veličiny, tedy proudu, nebo impedance získané elementární transformací. Rovněž elementární transformací lze získat údaj o impedanci s použitím budicího zdroje s vnitřním odporem různým od ideálního. Postup transformace je uveden v následující podkapitole.

Za předpokladu, že by žádný materiál použitý v magnetickém obvodu sondy ani materiál vzorku nevykazoval feromagnetickou hysterezi ani nelinearitu, získané výsledky pro různé typy budicích zdrojů a různé velikosti jejich vnitřních odporů, ale za stejných podmínek, by byly zcela identické. Za přítomnosti feromagnetického materiálu se ovšem získané výsledky mohou lišit. Důvodem je skutečnost, že se pro různé zdroje buzení budeme pohybovat po odlišné hysterezní smyčce a to i v případě, že tyto zdroje budou nastaveny tak, aby do impedance Z_{REF} , tj. impedance v předepsané provozní vzdálenosti, dodávaly shodný proud. Při jakékoli změně impedance v důsledku vady nebo změny polohy může dojít k odlišné změně magnetického toku. Typicky při nárůstu absolutní hodnoty impedance bude velikost magnetického toku pro proudové buzení celkově vyšší než pro napěťové buzení a analogicky tomu bude i pro různé velikosti vnitřních odporů.



Obrázek 4.1: Souvislost hystereze s impedancí zdroje buzení

Na obrázku je příklad použití dvou zdrojů buzení s různými vnitřními odpory konfigurovanými tak, aby do referenční impedance dodávaly shodný proud (vlevo). Při odchýlení od referenční impedance může dojít k rozdílným změnám intenzity magnetického pole (vpravo).

Typ zvoleného buzení pro absolutní ECT závisí především na konstrukční jednoduchosti, nebo v případě velkého vlivu hystereze a nelinearity, na rozdílnost výsledků i na možnosti jeho potlačení. Výsledky jsou tímto efektem ovlivněny nežádoucím způsobem vždy, míra nežádoucího ovlivnění však může být pro různé hodnoty vnitřních odporů různá. Obecně však lze jednoduchou úvahou dojít

k závěru, že vhodnější je buzení s malým vnitřním odporem. Při zmenšení velikosti vzduchové mezery dojde ke zvýšení intenzity pole v testovaném materiálu a zároveň ke zvýšení impedance vinutí sondy. Při použití zdroje buzení s vnitřním odporem menším než je impedance vinutí, dojde ke snížení budicího proudu, tj. nárůst intenzity pole v materiálu tím bude snížen. Nikdy však nelze dosáhnout situace, že by s přibližováním sondy intenzita buzení nerostla.

I přes tyto skutečnosti je impedance nejvíce konstantní a nejlépe interpretovatelnou veličinou a nejlepší způsob provádění defektoskopie vířivými proudy je analýzou impedance.

4.1 Analýza impedance

Komplexní impedance je definována $\bar{Z} = \hat{U}/\hat{I}$. Tento vztah není ovšem příliš praktický pro implementaci zpracování signálů. Z hlediska zpracování signálu je vhodnější nahradit

$$\hat{U} = E\{u(t)\}, \text{ resp. } \hat{I} = E\{i(t)\},$$

kde $u(t)$, resp. $i(t)$ jsou časové harmonické průběhy napětí, resp. proudu,
 $E\{\}$ je operátor obálky (viz. kap. 8.1).

S nahrazením je možné uvádět

$$\bar{Z} = \frac{E\{u(t)\}}{E\{i(t)\}}. \quad (4.1)$$

Jak bylo uvedeno dříve, monitorována je obvykle pouze jediná veličina, resp. její časový harmonický průběh. Tato veličina bude dále označována jako monitorovaná veličina. Plnohodnotné monitorování dvou veličin nemá téměř žádný význam kromě zvýšení celkové konstrukční náročnosti. Budicí veličina je konstantní a její fáze je považována za referenční, imaginární složka jejího fázoru je nulová. Impedance vinutí je pro různé varianty zdroje buzení dána následujícími vztahy.

$$\bar{Z}_{coil} = \begin{cases} E\{u_{mon}(t)\}/\hat{I}_{exc} & a) \\ \frac{R_{ip} \cdot E\{u_{mon}(t)\}}{\hat{I}_{exc} \cdot R_{ip} - E\{u_{mon}(t)\}} & b) \\ \hat{U}_{exc} / E\{i_{mon}(t)\} & c) \\ \hat{U}_{exc} / E\{i_{mon}(t)\} - R_{is} & d) \end{cases}, \quad (4.2)$$

kde R_{ip} je vnitřní paralelní odpor proudové zdroje,

R_{is} je vnitřní sériový odpor napětového zdroje.

Dolní index *mon* označuje monitorovanou veličinu, tedy veličinu, jejíž časový průběh je vzorkován analogově číslicovým převodníkem, jedná-li se o číslicové zpracování. Indexem *exc* je označena budicí veličina, jejíž fázor je konstantní a její časový průběh tedy znám. a) je transformační vztah pro proudové buzení s vnitřním odporem řádově vyšším než odpor vinutí. b) pro proudové buzení s zanedbatelným vnitřním odporem. c) pro napětové buzení se zanedbatelným vnitřním odporem. d) pro napětové buzení s zanedbatelným vnitřním odporem. Jak bylo zmíněno, nejjednodušší variantou je a), mezi obálkou a impedancí existuje přímá úměra. V ostatních případech se operátor obálky vyskytuje ve jmenovateli.

Těmito způsoby je ovšem možné snimaný signál interpretovat jako impedanci pouze na absolutním provedení sondy. Zde impedanční interpretace signálu nepředstavuje nic jiného než přímé měření impedance.

4.2 Reflexní provedení

Impedanční popis z předchozího textu definuje obecné vlastnosti defektoskopie vířivými proudy bez ohledu na provedení sondy. Pro absolutní provedení je jeho interpretace velmi snadná. Interpretace pro reflexní a obzvláště diferenční reflexní provedení je podstatně komplikovanější. Mnohdy je tak přímo vyhodnocován signál získaný ze snímacího vinutí bez jeho plného hlubšího porozumění a interpretace. I přímou časovou nebo frekvenční analýzou lze samozřejmě přítomnost vady detekovat, případně ji klasifikovat. „Čitelnost“ přímého signálu je ovšem v tomto případě obvykle menší než „čitelnost“ komplexní impedance vinutí absolutního provedení. Nejsou tak využity všechny informace, které jsou v signálu obsaženy, nebo jsou využity s menší přesností. Výjimkou jsou pouze některé speciální situace, kdy jsou sondy provozovány za obtížně dosažitelných podmínek, buzení ideálním proudovým zdrojem, apod.

V následujícím textu je popsáno chování reflexní a diferenční reflexní sondy. Téměř výhradně je využíváno předchozích poznatků definovaných pomocí komplexní impedance. Popis chování v rovině komplexní impedance je transformován tak, aby jej bylo možné aplikovat na reflexní provedení. V porovnání s absolutním provedením se reflexním provedením literatura věnuje jen velmi malou měrou. Tento postup tak umožňuje do jisté míry aplikovat informace a poznatky platné pro absolutní provedení.

Prvním krokem je nalezení způsobu, jak přímo měřený signál transformovat, matematicky přepočítat takovým způsobem, aby přepočtený transformovaný signál bylo možné interpretovat pokud možno stejným nebo podobným způsobem jako komplexní impedanci vinutí absolutního provedení. To je u diferenčního reflexního provedení do jisté míry pouze idealistické přání. Zcela identické interpretace u tohoto provedení dosáhnout samozřejmě nelze, což je již intuitivně zřejmé při prvním pohledu na její konstrukci nebo zobrazení v komplexní rovině. Dalšími kroky proto jsou hledání způsobů jak případné rozdíly v interpretaci překonat či zmírnit, např. zavedením měření dalších veličin. Mnoho z těchto aspektů je silně závislých na aplikaci a lze je odhalit pouze experimentálně, proto některé tyto kroky jsou zpracovány až v dalších kapitolách této práce. Všechny tyto kroky jsou směřovány k dosažení maximální citlivosti a přesnosti ve výsledku.

Průběh signálu na snímacím vinutí je jednoznačně určen magnetickým tokem vinutím. Pro libovolný bod trajektorie komplexní impedance lze stanovit odpovídající magnetický tok vinutím, který je různý pro různé impedance zdroje budícího signálu.

V uzavřených magnetických obvodech, kde nedochází k rozptylu magnetického pole, je magnetický tok dán integrálem indukovaného napětí, tedy o 90° opožděn za indukovaným napětím. Platí

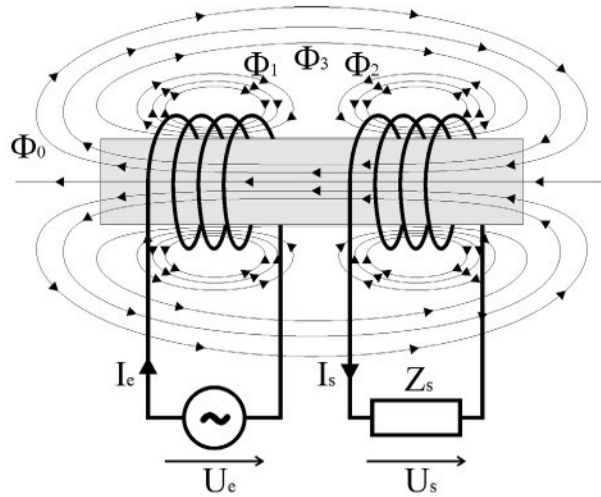
$$u(t) = -R \cdot i(t) + k \cdot \frac{d\Phi(t)}{dt}, \quad (4.3)$$

kde $u(t)$ je napětí na svorkách vinutí,
 $R \cdot i(t)$ je úbytek napětí na stejnosměrném ohmickém odporu vinutí,
 $\Phi(t)$ je magnetický tok uzavřeným obvodem procházející průřezem vinutí,
 k je převod.

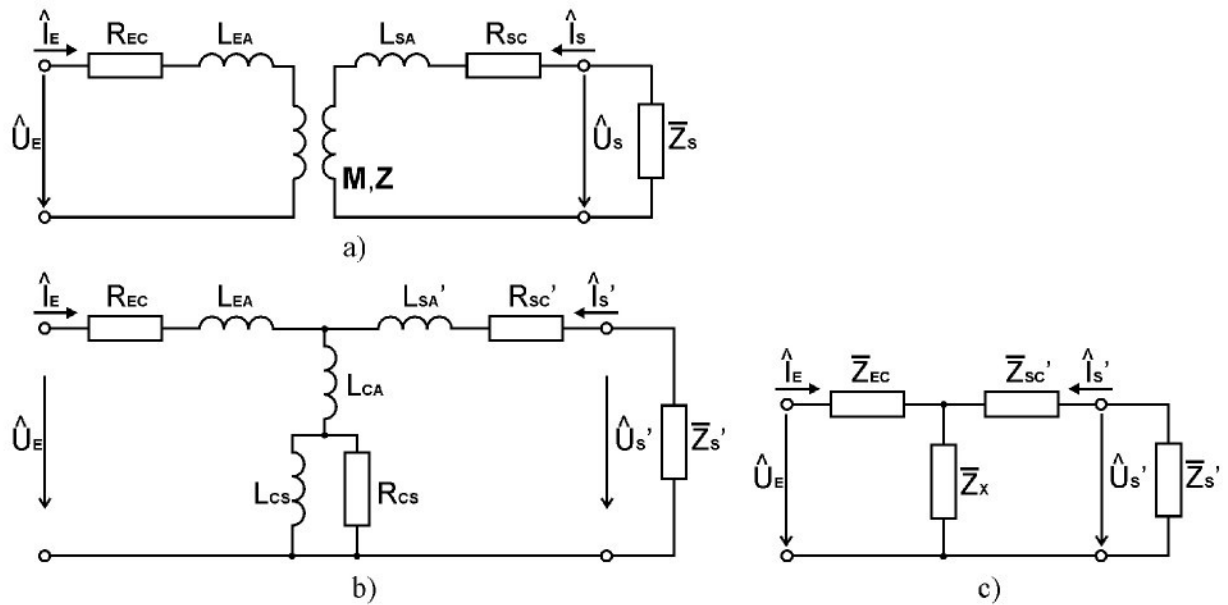
4.2.1 Absolutní reflexní provedení

Ačkoli výsledkem má být transformační postup pro diferenční reflexní provedení, nejprve bude popsán vztah mezi komplexní impedancí a snímaným signálem absolutní reflexní sondy. Náhradní obvod diferenčního provedení je dále vytvořen spojením dvojice náhradních obvodů absolutního provedení. Velká část problematiky je tak podstatně snáze definovatelná na jednodušším konstrukčním

provedení s pomocí jednoduššího náhradního obvodu a následně analogicky aplikovatelná na složitější provedení. Při postupu od náhradního obvodu absolutní sondy přes náhradní obvod absolutní reflexní až po diferenční reflexní sondu je zřejmé, že impedanci, kterou se u reflexních provedení snažíme nepřímým způsobem změřit, je stejná impedance, kterou jsme na absolutním provedení schopni měřit přímo a tedy, že na ní jsou aplikovatelné veškeré předchozí teoretické poznatky.



Obrázek 4.2: Absolutní reflexní provedení ECT



Obrázek 4.3: Náhradní obvod absolutní reflexní ECT

a) galvanicky oddělený, b) s jednotkovým převodem a společnou zemí, c) zjednodušený

Levá větev na obrázku 4.3 představuje náhradní obvod budicího vinutí, pravá větev odpovídá snímacímu vinutí. R_{EC} a R_{SC} jsou stejnosměrné odpory vinutí. L_{EA} resp. L_{SA} je indukčnost důsledkem magnetického toku Φ_1 resp. Φ_2 . L_{CA} je indukčnost důsledkem magnetického toku Φ_3 . L_{CS} je indukčnost důsledkem Φ_0 , tedy magnetického toku uzavírajícího se jádrem i testovaným vzorkem. R_{CS} je náhradní odpor odpovídající ztrátám vířivými proudy. Z matematického hlediska jsou všechny 3 náhradní obvody identické. Nicméně pouze obvod a) lze použít jako dílčí prvek náhradního obvodu diferenční

reflexní ECT díky galvanickému oddělení. Mezi diskrétními prvky obvodu b) a separovanými magnetickými toky na obrázku 4.2 lze snadno nalézt ekvivalenci. Obvod c) zjednoduší matematické vztahy.

Na obrázku 4.3a je vazba mezi budicím a snímacím vinutím popsána vzájemnou indukčností M , resp. impedanční maticí dvojbranu Z . Za předpokladu, že obě vinutí mají různý počet závitů, ale splňují požadavky na geometrii vinutí, tj. v magnetickém obvodu sdílí shodný prostor, mají stejnou délku a jsou navinuta těsně a rovnoměrně na sobě, lze vazbu mezi nimi charakterizovat převodem $K = N_E/N_S$, kde N_E resp. N_S je počet závitů budicího resp. snímacího vinutí. Tento předpoklad zároveň zaručuje, že převod je konstantní, závislý pouze na poměru počtu závitů, ale nikoli na vnějších vlivech. V opačném případě, pokud by vinutí měla různou délku, různý poloměr závitů, nebo byla axiálně vůči sobě posunuta, by změna tvaru magnetického pole při výskytu vady či změně vzdálenosti od vzorku způsobila změnu převodu. Tento efekt lze nazvat chybou geometrie vinutí. Při zanedbání ztrát vířivými proudy lze přenos popsat vzájemnou indukčností

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} L_X & L_X \cdot K^{-1} \\ L_X \cdot K^{-1} & L_X \cdot K^{-2} \end{bmatrix}, \quad (4.4)$$

kde L_X je indukčnost odpovídající imaginární složce $\bar{Z}_X$, tj. $L_X = \text{im}(\bar{Z}_X)/\omega$. Pro ekvivalenci s absolutním provedením a skutečností, že magnetické pole je vytvářeno budicím vinutím, je za referenční považováno právě budicí vinutí. Na snímacím vinutí bude tak impedance $\bar{Z}_X$ transformována převodem K . Snímací vinutí rovněž vytváří vlastní magnetické pole a ovlivňuje tak celkové, pokud jím protéká proud. Tento vliv je ovšem nežádoucí, jak bude zřejmé z následujících transformačních vztahů, a proto je velikost proudu snímacím vinutím I_S minimalizována způsobem zapojení, viz. kap. „Impedanční přizpůsobení, nulování, vyvážení“. Obecně lze předpokládat, že nejlepší „čitelnosti“ signálu ze snímacího vinutí lze dosáhnout, lze-li jej interpretovat stejným způsobem jako impedanci absolutního provedení. Teoreticky by bylo možné měřit a vyhodnocovat impedanci budicího vinutí přímo. Pokud by snímací vinutí nebylo zatížené, výsledky by byly shodné s absolutním provedením. Zátěž by však výsledky ovlivnila právě magnetickým polem vytvářeným snímacím vinutím.

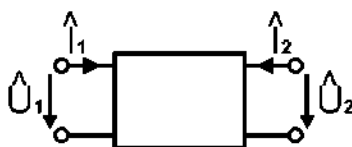
Při uvažování ztrát vířivými proudy je přenos popsán impedanční maticí dvojbranu

$$\mathbf{Z} = \begin{bmatrix} \bar{Z}_X & \bar{Z}_X \cdot K^{-1} \\ \bar{Z}_X \cdot K^{-1} & \bar{Z}_X \cdot K^{-2} \end{bmatrix}, \quad (4.5)$$

kde $\bar{Z}_X$ je identické se středním prvkem náhradního obvodu vyjádřeného pomocí T článku na obrázku 4.3c.

4.2.1.1 Impedanční rovnice dvojbranu, impedanční matice

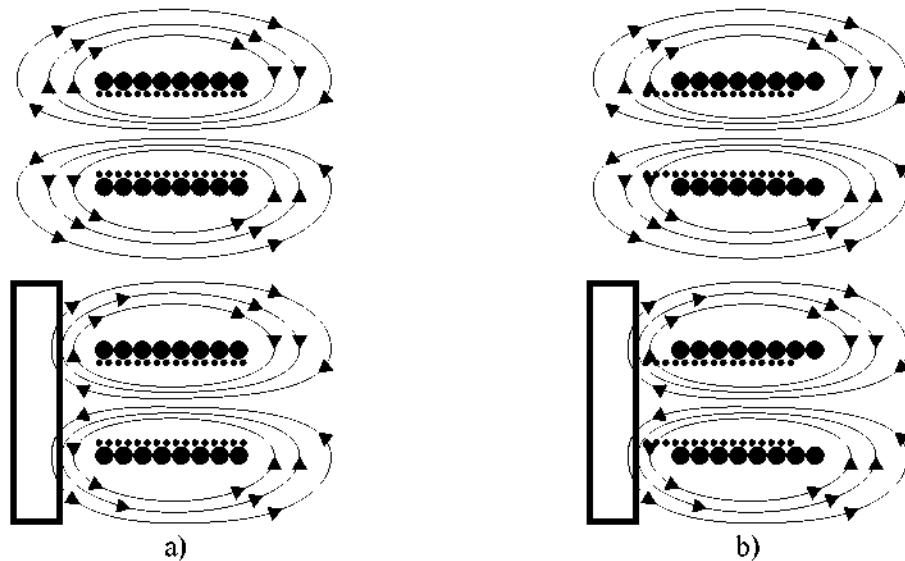
Impedanční matice dvojbranu zde dodržuje vždy tuto konvenci.



$$\begin{bmatrix} \hat{U}_1 \\ \hat{U}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{Z}_{11} & \bar{Z}_{12} \\ \bar{Z}_{21} & \bar{Z}_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \hat{I}_1 \\ \hat{I}_2 \end{bmatrix} \quad (4.6)$$

4.2.1.2 Ideální vlastnosti, zanedbání některých neideálních vlastností

Sonda ECT není sice uzavřeným magnetickým obvodem. Budicí i snímací vinutí absolutní reflexní sondy jsou navinuta na stejném jádře, jedná-li se o provedení s jádrem, a obvykle těsně na sobě. Magnetický tok oběma vinutí lze považovat za shodný, L_{EA} a L_{SA} jsou zanedbatelné. Za shodný jej lze považovat i v provedení bez jádra, jsou-li splněny výše uvedené podmínky pro určení konstantního převodu, nebo L_{EA} a L_{SA} nezanedbatelné, ale konstantní nezávislé na vnějších vlivech. Díky tomu lze uvažovat vzájemné indukčnosti $M_{12} = M_{21} = \sqrt{M_{11} \cdot M_{22}}$ resp. vzájemné impedance $\bar{Z}_{12} = \bar{Z}_{21} = \sqrt{\bar{Z}_{11} \cdot \bar{Z}_{22}}$. V opačném případě $\bar{Z}_{12} = \bar{Z}_{21} = c \cdot \sqrt{\bar{Z}_{11} \cdot \bar{Z}_{22}}$, kde činitel vazby c se může měnit v závislosti na změně tvaru magnetického pole, jsou-li vinutí lokalizována v prostoru sondy, kde ke změně tvaru pole dochází. Efekt je potlačován přítomností jádra a stínění. Tento efekt může být nejvýraznější při přiblížení nebo oddálení vzorku, kdy je změna tvaru siločar největší.



Obrázek 4.4: Geometrie vinutí a) správná, b) chybná

Na obrázku je pro ilustraci naznačena jedna z možných chyb geometrie vinutí, kterých může být celá řada, tak jak byly uvedeny v předchozím textu, i řada dalších. Jejich důsledek je ale podobný.

Je-li geometrie vinutí správná, tak jak je tomu na obrázku a), jakákoli vnější změna se projeví výhradně změnou $\bar{Z}_X$. Koeficient c bude konstantní, blízký 1, a poměr vlastních impedancí bude konstantní, $\bar{Z}_{22} = \bar{Z}_{11} \cdot K^{-2}$ resp. $\bar{Z}_Y = \bar{Z}_X$. U chybné geometrie vinutí se navíc bude měnit koeficient c . Rovněž se bude měnit poměr mezi vlastními impedancemi budicího a snímacího vinutí $\bar{c}'$, který bude blízký 1, $\bar{Z}_Y = \bar{Z}_X \cdot \bar{c}'$. Běžně je změna koeficientu c a $\bar{c}'$ velmi malá. Impedanční matice potom bude

$$\mathbf{Z} = \begin{vmatrix} \bar{Z}_X(t) & c(t) \cdot \sqrt{\bar{Z}_X(t) \cdot \bar{Z}_Y(t)} \cdot K^{-1} \\ c(t) \cdot \sqrt{\bar{Z}_X(t) \cdot \bar{Z}_Y(t)} \cdot K^{-1} & \bar{Z}_Y(t) \cdot K^{-2} \end{vmatrix}. \quad (4.7)$$

V náhradním obvodu s jednotkovým převodem na obrázku 4.3b jsou veškeré veličiny transformovány převodem K ,

$$L_{SA}' = L_{SA} \cdot K^2, \quad R_{SC}' = R_{SC} \cdot K^2, \quad \bar{Z}_S' = \bar{Z}_S \cdot K^2,$$

$$\hat{U}_S' = \hat{U}_S \cdot K, \quad \hat{I}_S' = \hat{I}_S \cdot K^{-1}.$$

Separace magnetického toku na obr. 4.2 na $\Phi_0 - \Phi_3$ má jediný význam a to rozdělení prvků tohoto náhradního obvodu na konstantní (R_{EC} , R_{SC} , L_{EA} , L_{SA} , L_{CA}) a variabilní v závislosti na případné vadě (L_{CS} , R_{CS}). Obdobně jako u náhradního obvodu absolutní ECT i zde Φ_0 představuje složku, která se v případě nulové vzduchové mezery celá uzavře testovaným vzorkem.

Náhradní diskrétní prvky zjednodušeného náhradního obvodu odpovídají

$$\bar{Z}_{EC} = R_{EC} + X_{L_{EA}} \cdot j, \quad \bar{Z}_X = X_{L_{CA}} \cdot j + (X_{L_{CS}} \cdot j) \parallel R_{CS}, \quad \bar{Z}_{SC}' = R_{SC}' + L_{SA}' \cdot \omega \cdot j,$$

$$\bar{Z}_{SC} = \bar{Z}_{SC}' \cdot K^{-2}.$$

4.2.1.3 Nepřímé měření impedance

Elementárním případem je proudové buzení a otevřené snímací vinutí. Pro proudový zdroj buzení s vnitřním odporem $R_{ip} = \infty$ lze magnetický tok z komplexní impedance určit snadno, postup je naznačen na obr. 4.5a. Magnetický tok je úměrný indukované složce impedance. Díky nulové zátěži snímacího vinutí není sonda tímto vinutím nijak ovlivněna. Fázor napětí na snímacím vinutí lze přímo interpretovat stejným způsobem jako impedanci vinutí absolutní ECT. Např. dle obrázku 3.7b s drobnými rozdíly, nebude zahrnut odpor vinutí R_C a místo L_A bude L_{CA} . Transformační vztah je pro tento případ následující

$$\bar{Z}_X(t) = \hat{U}_S'(t) / \hat{I}_E \quad \text{resp.} \quad \bar{Z}_X(t) = \hat{U}_S(t) \cdot K / \hat{I}_E \quad \text{resp.} \quad \bar{Z}_X(t) = E\{u_s(t)\} \cdot K / I_E,$$

$$\text{pro } R_i = \infty \text{ a } \bar{Z}_S = \infty.$$

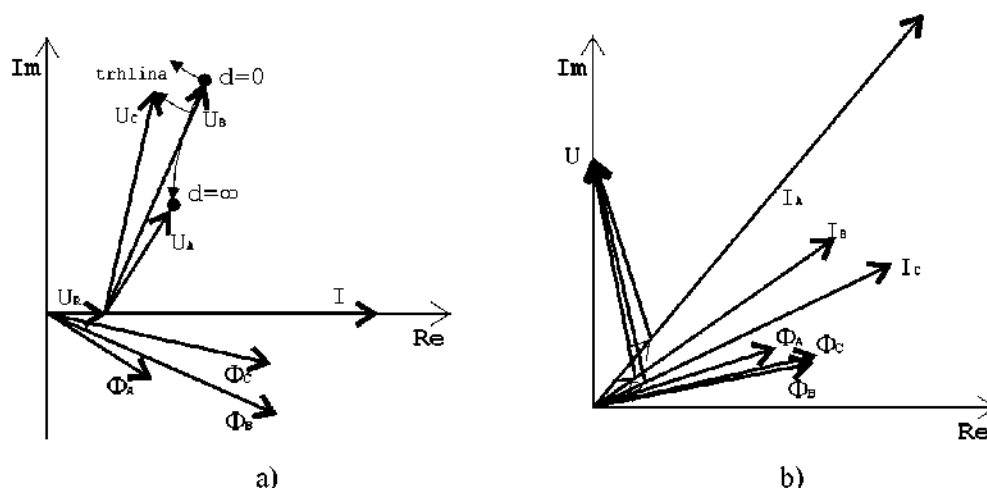
Vztah samozřejmě teoreticky platí pro libovolný vnitřní odpor zdroje buzení, z hlediska praktické realizace však jiná veličina než napětí na snímacím vinutí není monitorována. Pro proudové buzení s reálným vnitřním odporem a zatíženým snímacím vinutím je transformační vztah impedance

$$\bar{Z}_X(t) = \frac{(R_{ip} + \bar{Z}_{EC}) \cdot (\bar{Z}_S' + \bar{Z}_{SC}') \cdot \hat{U}_S'(t)}{\hat{I}_E \cdot R_{ip} \cdot \bar{Z}_S' - (R_{ip} + \bar{Z}_{EC} + \bar{Z}_S' + \bar{Z}_{SC}') \cdot \hat{U}_S'(t)}, \quad \text{resp.} \quad (4.8)$$

$$\bar{Z}_X(t) = \frac{(R_{ip} + \bar{Z}_{EC}) \cdot (\bar{Z}_S + \bar{Z}_{SC}) \cdot \hat{U}_S(t) \cdot K^2}{\hat{I}_E \cdot R_{ip} \cdot \bar{Z}_S \cdot K - (R_{ip} + \bar{Z}_{EC} + (\bar{Z}_S + \bar{Z}_{SC}) \cdot K^2) \cdot \hat{U}_S(t)}. \quad (4.9)$$

Z trajektorií v rovině komplexní impedance absolutní sondy resp. budícího vinutí reflexní sondy lze určit změny magnetického toku indukujícího napětí do snímacího vinutí. Na obr. 4.5a. jsou

naznačeny velikosti magnetického toku pro sondu buzenou proudovým zdrojem, které je možné z komplexní impedance určit přímo. Na obr. 4.5b. potom transformované pro sondu buzenou napětovým zdrojem se zachováním ostatních shodných podmínek. Je zřejmé, že chování reflexní sondy je silně závislé na impedanci a typu zdroje buzení. Změnou impedance zdroje buzení dojde ke změně vzájemných rozdílů velikosti a fáze magnetického toku pro různé stavy a tím může dojít i ke změně schopnosti rozlišení těchto stavů.



Obrázek 4.5: Fázový posuv magnetického toku

a) pro zdroj buzení s vnitřním odporem $R_i = \infty$, b) pro zdroj buzení s vnitřním odporem $R_i = 0$

kde U_R je úbytek napětí na stejnosměrném ohmickém odporu vinutí,
 U_A, U_B, U_C jsou indukovaná napětí pro sondu ve vzduchu, nad materiálem, nad defektem,
 Φ_A, Φ_B, Φ_C jsou magnetického toky vinutím,
 I_A, I_B, I_C jsou proudy vinutím pro napětový zdroj buzení.

Obrázek 4.5. naznačuje způsob grafického určení charakteru chování reflexní sondy z impedančních trajektorií pro různé stavy. Lze z něj určit fázory napětí indukovaného do snímacího vinutí. Na obr. 4.5b. nejsou fázory indukovaného napětí a fázory úbytku napětí označeny z prostorových důvodů.

Jak je zřejmé z náhradního obvodu i předchozího obrázku, buzení s malým vnitřním odporem zde není prakticky použitelné. Při použití buzení s nulovým vnitřním odporem se případná změna $\bar{Z}_X$ projeví do snímaného napětí pouze úbytkem na stejnosměrném odporu budicího vinutí, případně L_{EA} , obecně tedy $\bar{Z}_{EC}$, které představuje výhradně parazitní vlastnosti vinutí, v ideálním případě nulové. Citlivost sondy by v takovém případě byla velice nízká a paradoxně, čím kvalitnější by sonda byla, tím nižší by byla její citlivost. Pokud by i přesto byla citlivost sondy dostatečná, signál ze snímacího vinutí by bylo jen obtížně možné interpretovat jako impedanci, protože řada parazitních vlivů, které jsou jinak zanedbatelné, by se nyní mohla stát dominantními. Nejvýrazněji by se mohl projevit efekt chyby geometrie vinutí, kdy by změna koeficientu c ovlivnila snímané napětí více, než samotná změna impedance. Tato závislost v žádném případě neodpovídá impedančnímu popisu. Nelze na ni uplatnit pravidla fázového zpoždění apod.. Zjednodušeně řečeno, vada by při defektoskopii způsobila určitý „zákmit“ v obálce snímaného napětí, který by bylo možné detekovat, ne ho ale předem odhadnout, nebo se z něj něco o vadě dozvědět. Napětí na snímacím vinutí s napětovým buzením a bez uvažování parazitních vlivů je

$$\hat{U}_s(t) = \frac{K \cdot \hat{U}_E \cdot \bar{Z}_S \cdot \bar{Z}_X(t)}{(K^2 \cdot (\bar{Z}_S + \bar{Z}_{SC}) + R_{is} + \bar{Z}_{EC}) \cdot \bar{Z}_X(t) + K^2 \cdot (R_{is} + \bar{Z}_{EC}) \cdot (\bar{Z}_S + \bar{Z}_{SC})} \quad (4.10)$$

Jedná se o vyjádření snímaného napětí pomocí náhradního obvodu na obrázku 4.3a s impedanční maticí (4.6) neuvažující parazitní vlivy chybné geometrie vinutí. Teoreticky pro nulový vnitřní odpor napěťového zdroje buzení, nulovou nezávislou impedanci budícího vinutí a nezatížení snímací vinutí je toto napětí

$$\lim_{R_b \rightarrow 0, \bar{Z}_{EC} \rightarrow 0, \bar{Z}_S \rightarrow \infty} (\hat{U}_s(t)) = \bar{U}_E / K, \quad (4.11)$$

tedy konstantní, nezávislé na změně impedance $\bar{Z}_X$. Za takovýchto teoretických podmínek by nebylo možné defektoskopii vůbec provádět. Ve skutečnosti situace zcela nulové impedance $\bar{Z}_{EC}$, tedy impedance zahrnující stejnosměrný odpor vinutí a nezávislou induktanci, nastat nemůže. Její velikost však může být řádově menší než $\bar{Z}_X$ a závislost snímaného napětí na parazitních vlivech tak může přesáhnou korektní závislost na změně $\bar{Z}_X$, tedy takovou, ze které lze $\bar{Z}_X$ určit. Pokud by bylo napětí na snímacím vinutí náhradního obvodu na obrázku 4.3a vyjádřeno s použitím impedanční matice (4.7) uvažující parazitní vlivy chybné geometrie vinutí, v teoretických limitních podmínkách by bylo

$$\lim_{R_b \rightarrow 0, \bar{Z}_{EC} \rightarrow 0, \bar{Z}_S \rightarrow \infty} (\hat{U}_s(t)) = c(t) \cdot \sqrt{c'(t)} \cdot \bar{U}_E / K, \quad (4.12)$$

tedy závislé výhradně na parazitních vlivech. Zátěž snímacího vinutí by sice zapříčinila určitou závislost vztahu na impedanci $\bar{Z}_X$ nebo přesněji, při vypuštění limity $\bar{Z}_S$ se blíží k nekonečnu by impedance $\bar{Z}_X$ ve vztahu figurovala, nejednalo by se ovšem o korektní závislost, ze které by bylo možné prakticky aktuální hodnotu $\bar{Z}_X$ určit.

Prakticky to tedy znamená, že buzení musí mít dostatečně velký vnitřní odpor, nebo musí být velký odpor budícího vinutí. Potom transformační vztah impedance pro napěťové buzení s reálným vnitřním odporem a zatížené snímací vinutí získaný vyjádřením $\bar{Z}_X$ v (4.10) na levou stranu je

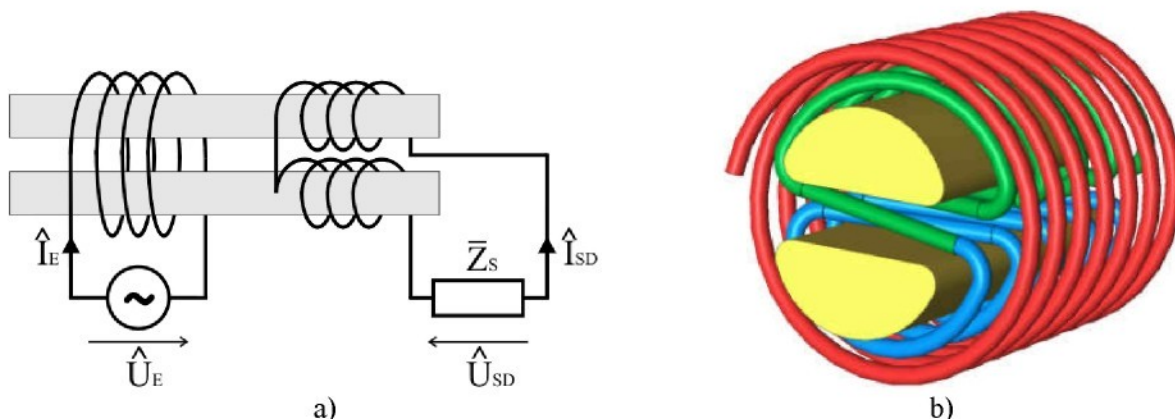
$$\bar{Z}_X(t) = \frac{(R_{is} + \bar{Z}_{EC}) \cdot (\bar{Z}_S + \bar{Z}_{SC}) \cdot \hat{U}_s(t) \cdot K^2}{\hat{U}_E \cdot \bar{Z}_S \cdot K - (R_{is} + \bar{Z}_{EC}) \cdot (\bar{Z}_S + \bar{Z}_{SC}) \cdot K^2} \cdot \hat{U}_s(t), \quad (4.13)$$

platí pouze za předpokladu $|R_{is} + \bar{Z}_{EC}|$ je dostatečně velká.

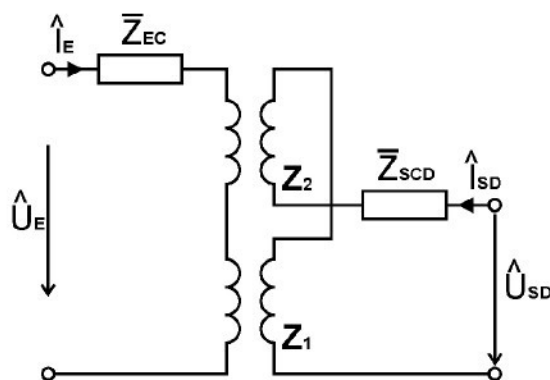
4.2.2 Diferenční reflexní provedení

Vinutí tohoto provedení mohou být uspořádána různými způsoby. Pravděpodobně nejběžnější uspořádání je kruhové budící vinutí okolo dvojice subtraktivně zapojených snímacích vinutí ve tvaru D. Toto uspořádání je naznačeno na obrázku 4.6b. Tvar D zaručuje, že dvojice snímacích vinutí vyplňuje svými zavity shodný průřez s budícím vinutím. Společně s již dříve uvedenými požadavky na geometrii reflexních vinutí zaručuje, že signál ze snímacího vinutí bude možné interpretovat dle impedančního popisu. Toto provedení je vůbec nejcitlivější na detekci povrchových vad. Druhou možností je provedení se čtveřicí vinutí. Dvojice budících vinutí je zapojena aditivně, dvojice snímacích je zapojena subtraktivně. Z teoretického pohledu budou funkčně obě varianty zcela identické za předpokladu, že provedení snímacích vinutí zůstane zcela shodné, každé z dvojice budících vinutí zachová shodný počet závitů a délku s jediným snímacím vinutím, ale jejich průřez

bude poloviční. Za těchto předpokladů lze náhradní obvod vytvořit vzájemným propojením dvojice náhradních obvodů reflexní ECT.



Obrázek 4.6: Diferenční reflexní provedení ECT



Obrázek 4.7: Náhradní obvod diferenční reflexní ECT

Tento náhradní obvod je vytvořen podobným způsobem, který použili Auld a Moulder [6]. Kromě naznačení možnosti řešit problém těchto typů sond pomocí dvojbranů neuvádí žádný způsob jak prakticky analyzovat rozdílovou impedanci na základě měření rozdílového napětí na snímacích svorkách.

Pozn. V následujícím textu je náhradní obvod uvažován s použitím neideálního napěťového nebo proudového budicího zdroje s vnitřním odporem, který není v obrázku 4.7 zakreslen.

4.2.2.1 Nepřímé vazby

Náhradní obvod diferenční reflexní ECT získaný aditivně subtraktivním zapojením náhradních obvodů absolutní reflexní ECT na první pohled uvažuje pouze přímé vazby mezi oběma páry „náhradní budicí vinutí – náhradní snímací vinutí“, a zcela zanedbává zbývající nepřímé vazby „křížem“ mezi páry

„budicí vinutí 1 - budicí vinutí 2,,

„snímací vinutí 1 - snímací vinutí 2,,

„budicí vinutí 1 - snímací vinutí 2,,

„snímací vinutí 1 - budicí vinutí 2,,

Tyto vazby by byly explicitně pozorovány, pokud by náhradní vinutí byla oddělena a vyvedena na osm svorek místo současných čtyř. Skutečnost, že tato vinutí oddělena nejsou, naopak jsou zapojena aditivně resp. subtraktivně, dovoluje zahrnout většinu účinků těchto vazeb do sériových impedancí $\bar{Z}_{EC}$ a $\bar{Z}_{SCD}$. Náhradní obvod tyto vazby tedy v žádném případě nezanedbává, nicméně předpokládá symetrii těchto vazeb. Jediný účinek, který není náhradním obvodem uvažován, tzv. „překrytí prostorů citlivých na defekt“ popsané dále, je pokládáno za vlastnost diferenční reflexní sondy.

Náhradní sériové impedance $\bar{Z}_{EC}$ a $\bar{Z}_{SCD}$ tak zahrnují jednak reálné ohmické odpory vinutí, rozptylové induktivní reaktance resp. rozptylové impedance, neboť i ty mohou obsahovat reálnou složku důsledkem ztrát vířivými proudy a náhradní impedance ekvivalentní účinkům nepřímých vazeb „křížem“.

$$\bar{Z}_{EC} = R_{EC} + \bar{Z}_{EL} + \bar{Z}_{ECC},$$

$$\bar{Z}_{SCD} = R_{SC} + \bar{Z}_{SL} + \bar{Z}_{SCC}.$$

Nepříjemnou vlastností nepřímých vazeb křížem, tedy i jejich ekvivalentních impedancí $\bar{Z}_{ECC}$, $\bar{Z}_{SCC}$, je, že nejsou konstantní. Jsou velmi závislé na vzdálenosti mezi sondou a vzorkem. To jsou samozřejmě i vazby přímé, představované impedancemi $\bar{Z}_{X1}$, $\bar{Z}_{X2}$, které jsou ovšem pro nás hledanými veličinami, resp. hledáný je jejich rozdíl, rozdílová impedance. Jejich závislost tak v tuto chvíli není důležitá, protože rozdílová impedance bude sama výsledkem nepřímého měření. Závislosti nepřímých vazeb na vzdálenosti je prakticky nemožné určit exaktními analytickými metodami, ale pouze empiricky. Pro veškeré následující úvahy proto proměnné impedance $\bar{Z}_{ECC}$, $\bar{Z}_{SCC}$ nebudou uvažovány. Jejich reálnými závislostmi se budeme zabývat až v závěru za pomoci empirických dat a v kapitole 7.

Veškerá následující analytická řešení přistupující k sériovým impedancím jako ke konstantním veličinám odpovídají reálné konstrukci diferenční reflexní sondy tvořené čtveřicí vinutí, jejíž oba páry „budicí vinutí – snímací vinutí,, jsou natolik distancovány, že jiné než přímé vazby se zde neuplatňují.

4.2.2.2 Rozdílová impedance

Matice imedančních rovnic dvojbranu Z_1 a Z_2 jsou definovány identicky jako matice (4.5), dle konvence (4.6),

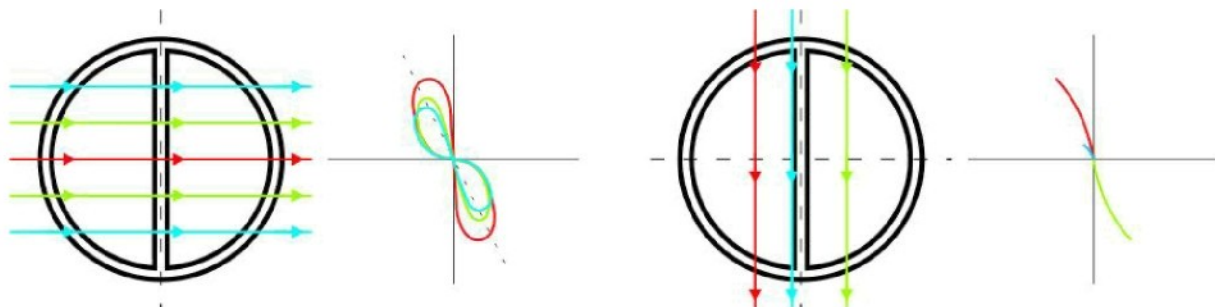
$$Z_1 = \begin{bmatrix} \bar{Z}_{X1} & \bar{Z}_{X1} \cdot K^{-1} \\ \bar{Z}_{X1} \cdot K^{-1} & \bar{Z}_{X1} \cdot K^{-2} \end{bmatrix}, \text{ analogicky } Z_2. \quad (4.14)$$

Jedinou variantou umožňující zcela nezávislou interpretaci napětí snímacího vinutí jako impedance je ideální proudové buzení s otevřeným snímacím vinutím. Impedance, přesněji rozdílová impedance, je interpretována

$$\bar{Z}_{XD}(t) = \bar{Z}_{X1}(t) - \bar{Z}_{X2}(t) = \hat{U}_{SD}(t) \cdot K / \hat{I}_E. \quad (4.15)$$

Pokud by neexistovala žádná jiná vazba mimo přímé, rozdílová impedance by zcela odpovídala trajektoriím absolutní impedance (např. na obrázku 3.7) v případě, že by se vada nacházela výhradně pod snímacím vinutím č.1, zatímco snímací vinutí č.2 by se nacházelo nad nedefektním povrchem. Dílčí impedance $\bar{Z}_{X2}$ by byla rovna referenční impedanci, tedy rozdílová impedance by byla přesně rovna impedanci vady $\bar{Z}_D$. Naopak by fáze impedance byla otočena o 180° . Existence vazeb „křížem“ však způsobuje, že vada pod jedním snímacím vinutím menší měrou ovlivňuje druhé snímací vinutí, na kterém je v jejím důsledku indukováno napětí otočené o 180° . Absolutní hodnota výsledné rozdílové impedance je tak snížena, její fáze může být ovlivněna. Prostory v nichž jsou jednotlivá snímací vinutí citlivá na defekt se překrývají. Vinutí vzdálenější od defektu je méně citlivé, vykazuje ovšem větší fázové zpoždění. Tím dochází k pootočení fáze rozdílové impedance. Důsledkem toho je vada zobrazena v podobě smyčky, je-li sonda orientována mezerou mezi D vinutími kolmo vůči směru skenování. Při podélné orientaci je zobrazení podobné jako u absolutního provedení, odchylka fáze v závislosti na poloze vady od středu sody je ale větší než u absolutního provedení. Nevýhodu této orientace je nulová citlivost ve střední části sondy.

Tento popsany účinek nepřímých vazeb bude respektován jako nedílná vlastnost tohoto provedení a nebude vynakládána žádná snaha o jeho potlačení.



Obrázek 4.8: Zobrazení rozdílové veličiny v závislosti na orientaci sondy vůči směru skenování a poloze trhliny

I při kolmé orientaci na obrázku vlevo je průběh smyček závislý na poloze vady od středu sondy, ale méně než při orientaci podélné. Rozdíly mezi kolmou a podélnou orientací platí obecně pro snímání rozdílový signál, nejen pro rozdílovou impedanci.

4.2.2.3 Výpočet rozdílové impedance

Nezávislé vyjádření rozdílové impedance pro jinou situaci než ideální proudové buzení a nezátížené snímací vinutí není možné. Analyticky vyjádřené napětí pravé strany náhradního obvodu s reálným proudovým buzením $\hat{I}_E$ s vnitřním paralelním odporem R_{ip} na levé straně a snímacím vinutím zatíženým impedancí $\bar{Z}_S$ je

$$\hat{U}_{SD}(t) = \frac{K \cdot \hat{I}_E \cdot R_{ip} \cdot \bar{Z}_S \cdot (\bar{Z}_{X1}(t) - \bar{Z}_{X2}(t))}{K^2 \cdot (R_{ip} + \bar{Z}_{EC}) \cdot (\bar{Z}_S + \bar{Z}_{SCD}) + (K^2 \cdot (\bar{Z}_S + \bar{Z}_{SCD}) + R_{ip} + \bar{Z}_{EC}) \cdot (\bar{Z}_{X1}(t) + \bar{Z}_{X2}(t)) + 4 \cdot \bar{Z}_{X1}(t) \cdot \bar{Z}_{X2}(t)} \quad (4.16)$$

Obdobně pro reálné napěťové buzení $\hat{U}_E$ s vnitřním sériovým odporem R_{is} na levé straně náhradního obvodu je napětí na snímacím vinutí

$$\hat{U}_{SD}(t) = \frac{K \cdot \hat{U}_E \cdot \bar{Z}_S \cdot (\bar{Z}_{X1}(t) - \bar{Z}_{X2}(t))}{K^2 \cdot (R_{is} + \bar{Z}_{EC}) \cdot (\bar{Z}_S + \bar{Z}_{SCD}) + (K^2 \cdot (\bar{Z}_S + \bar{Z}_{SCD}) + R_{is} + \bar{Z}_{EC}) \cdot (\bar{Z}_{X1}(t) + \bar{Z}_{X2}(t)) + 4 \cdot \bar{Z}_{X1}(t) \cdot \bar{Z}_{X2}(t)} \quad (4.17)$$

Tyto rovnice vyjadřují napětí na svorkách pravé strany náhradního obvodu na obrázku 4.7. V obou případech je na levé straně náhradního obvodu uvažován obecný proudový resp. napěťový zdroj s vnitřním paralelním resp. sériovým odporem a na pravé straně jsou svorky zatíženy komplexní impedancí. Tyto prvky ovšem nejsou na obrázku nakresleny, jelikož nejsou součástí náhradního obvodu.

V obou případech není možné nezávislé explicitní vyjádření rozdílové impedance na levou stranu. Při substituování členu $(\bar{Z}_{X1}(t) - \bar{Z}_{X2}(t))$ ve jmenovateli symbolem rozdílové impedance $\bar{Z}_{XD}$, lze tuto vyjádřit na levou stranu částečně. Pro proudové buzení

$$\bar{Z}_{XD}(t) = \frac{K^2 \cdot (R_{is} + \bar{Z}_{EC}) \cdot (\bar{Z}_S + \bar{Z}_{SCD}) + (R_{is} + \bar{Z}_{EC} + K^2 \cdot (\bar{Z}_S + \bar{Z}_{SCD})) \cdot (\bar{Z}_{X1}(t) + \bar{Z}_{X2}(t)) + 4 \cdot \bar{Z}_{X1}(t) \cdot \bar{Z}_{X2}(t)}{K \cdot R_{is} \cdot \bar{Z}_S \cdot \hat{I}_E} \cdot \hat{U}_{SD}(t) \quad (4.18)$$

a pro napěťové buzení

$$\bar{Z}_{XD}(t) = \frac{K^2 \cdot (R_{is} + \bar{Z}_{EC}) \cdot (\bar{Z}_S + \bar{Z}_{SCD}) + (R_{is} + \bar{Z}_{EC} + K^2 \cdot (\bar{Z}_S + \bar{Z}_{SCD})) \cdot (\bar{Z}_{X1}(t) + \bar{Z}_{X2}(t)) + 4 \cdot \bar{Z}_{X1}(t) \cdot \bar{Z}_{X2}(t)}{K \cdot \bar{Z}_S \cdot \hat{U}_E} \cdot \hat{U}_{SD}(t) \quad (4.19)$$

Nejedná se ovšem o nezávislé explicitní vyjádření, na pravé straně figurují obě dílčí impedance $\bar{Z}_{X1}$, $\bar{Z}_{X2}$. Teoreticky je možné rozdílovou impedanci pomocí uvedených vztahů určit při znalosti tzv. aditivní impedance

$$\bar{Z}_{XA} = \bar{Z}_{X1} + \bar{Z}_{X2}, \quad (4.20)$$

což není nic jiného než prostá impedance budícího vinutí bez odporu vinutí a rozptylové indukčnosti. Nicméně i kdyby jeho impedance byla měřena způsobem jako u absolutní sondy, pro implementaci je tento vztah prakticky nepoužitelný. Nelze jej jednoduše analyticky vyjádřit explicitní racionální nebo racionálně lomenou formou $\bar{Z}_{XD} = f(\bar{Z}_{XA}, \hat{U}_{SD})$, ale pouze $\bar{Z}_{XD} = f(\bar{Z}_{X1}, \bar{Z}_{X2}, \hat{U}_{SD})$, což ho činí numericky výpočetně náročným. Bylo by nutné opakované numerické řešení soustavy dvou rovnic s frekvencí odpovídající vzorkovací frekvenci zpracování signálu. Je rovněž možné soustavu rovnic (4.20) a (4.19) nebo (4.18) vyřešit analyticky a rozdílovou impedanci vyjádřit formou $\bar{Z}_{XD} = f(\bar{Z}_{XA}, \hat{U}_{SD})$. Nejedná se ovšem o racionální nebo racionálně lomenou funkci. Pro rozsáhlost výsledného výrazu je rovnice (4.18) resp. (4.19) uvažována ve zjednodušeném tvaru s pomocnými proměnnými

$$\bar{Z}_{X1} - \bar{Z}_{X2} = (a_1 + a_2 \cdot (\bar{Z}_{X1} + \bar{Z}_{X2}) + a_3 \cdot \bar{Z}_{X1} \cdot \bar{Z}_{X2}) \cdot a_4, \quad (4.21)$$

kde pomocné proměnné odpovídají členům v rovnicích (4.18) resp. (4.19). Například pro napěťové buzení

$$a_1 = K^2 \cdot (R_{is} + \bar{Z}_{EC}) \cdot (\bar{Z}_S + \bar{Z}_{SCD}), \quad a_2 = R_{is} + \bar{Z}_{EC} + K^2 \cdot (\bar{Z}_S + \bar{Z}_{SCD}), \quad a_3 = 4,$$

$$a_4 = \hat{U}_{SD} \cdot (K \cdot \bar{Z}_S \cdot \hat{U}_E)^{-1}.$$

Matematicky má soustava rovnic (4.20) a (4.21) dvě řešení.

$$\bar{Z}_{X1} = (-b_1 + b_2 - 2) \cdot b_3 \quad \text{a} \quad \bar{Z}_{X2} = (b_1 + b_2 + 2) \cdot b_3$$

nebo

$$\bar{Z}_{X1} = (b_1 + b_2 - 2) \cdot b_3 \quad \text{a} \quad \bar{Z}_{X2} = (-b_1 + b_2 + 2) \cdot b_3,$$

kde pomocné substituční proměnné použité ve výsledku řešení rovnic opět kvůli velké rozsáhlosti vztahů jsou

$$b_1 = \sqrt{a_3 \cdot (a_4)^2 \cdot (4 \cdot a_1 + 4 \cdot a_2 \cdot \bar{Z}_{XA} + a_3 \cdot \bar{Z}_{XA}^2) + 4}, \quad b_2 = a_3 \cdot a_4 \cdot \bar{Z}_{XA}, \quad b_3 = (2 \cdot a_3 \cdot a_4)^{-1}.$$

Vzájemným odečtením jednotlivých řešení pro $\bar{Z}_{X1}$ a $\bar{Z}_{X2}$ získáme dvě možná vyjádření rozdílové impedance v explicitním tvaru $\bar{Z}_{XD} = f(\bar{Z}_{XA}, \hat{U}_{SD})$.

$$\bar{Z}_{XD} = \bar{Z}_{X1} - \bar{Z}_{X2} = -2 \cdot (b_1 + 2) \cdot b_3 \quad \text{nebo} \quad (4.22)$$

$$\bar{Z}_{XD} = \bar{Z}_{X1} - \bar{Z}_{X2} = 2 \cdot (b_1 - 2) \cdot b_3. \quad (4.23)$$

Určit, které z nich je správné nejen jako matematické řešení rovnic, ale skutečně odpovídá náhradnímu obvodu, je možné pravděpodobně různými způsoby. Zde bylo správné řešení určeno rovností v limitních podmínkách nezátíženého snímacího vinutí. Limitu (4.19) pro $\bar{Z}_S$ blížící se nekonečnu lze vyjádřit explicitní formou (4.26), vyjádření uvedeno v následující kapitole, a tedy porovnat s limitami výše uvedené dvojice řešení.

$$\lim_{\bar{Z}_S \rightarrow \infty} \left({}^{(4.22)}\bar{Z}_{XD} \right) \neq \lim_{\bar{Z}_S \rightarrow \infty} \left({}^{(4.19)}\bar{Z}_{XD} \right) \quad \lim_{\bar{Z}_S \rightarrow \infty} \left({}^{(4.23)}\bar{Z}_{XD} \right) = \lim_{\bar{Z}_S \rightarrow \infty} \left({}^{(4.19)}\bar{Z}_{XD} \right)$$

Z porovnání je zřejmé, že správné řešení odpovídající náhradnímu obvodu je druhé řešení. Výpočet rozdílové impedance na základě známého napětí snímacího vinutí a aditivní impedance je možný následujícím způsobem.

$$\bar{Z}_{XD}(t) = \bar{Z}_{X1} - \bar{Z}_{X2} = 2 \cdot (b_1 - 2) \cdot b_3 = \text{po dosazení pomocných proměnných } b_1, b_3, a_1, a_2, a_3$$

$$K \cdot \left(\sqrt{\frac{K^2 \cdot (4 \cdot R_u \cdot \hat{U}_{SD}^2 \cdot (\bar{Z}_S + \bar{Z}_{SD}) + \hat{U}_E^2 \cdot \bar{Z}_S^2 + 4 \cdot \hat{U}_{SD}^2 \cdot (\bar{Z}_{XA} + \bar{Z}_{EC}) \cdot (\bar{Z}_S + \bar{Z}_{SD})) + 4 \cdot (R_u + \bar{Z}_{XA} + \bar{Z}_{EC}) \cdot \hat{U}_{SD}^2 \cdot \bar{Z}_{XA} - 1}{K^2 \cdot \hat{U}_E^2 \cdot \bar{Z}_S^2}} \right) \cdot \hat{U}_E \cdot \bar{Z}_S$$

$$2 \cdot \hat{U}_{SD} \quad (4.24)$$

Pro zachování platnosti rovnice v komplexním oboru není možné ji dále zjednodušit. Obecně při veškerých prováděných úpravách bylo nutné brát velký zřetel na prováděné úpravy a operace z hlediska jejich korektnosti v komplexním oboru. Pokud bychom se omezili pouze na reálný obor, je možné rovnici upravit na následující formu.

$$Z_{XD_not_complex_valid}(t) = \frac{\sqrt{4 \cdot U_{SD}(t)^2 \cdot (K^2 \cdot (Z_S + Z_{SD}) + Z_{XA}(t)) \cdot (R_u + Z_{EC} + Z_{XA}(t)) + (K \cdot U_E \cdot Z_S)^2} - K \cdot U_E \cdot Z_S}{2 \cdot U_{SD}(t)} \quad (4.25)$$

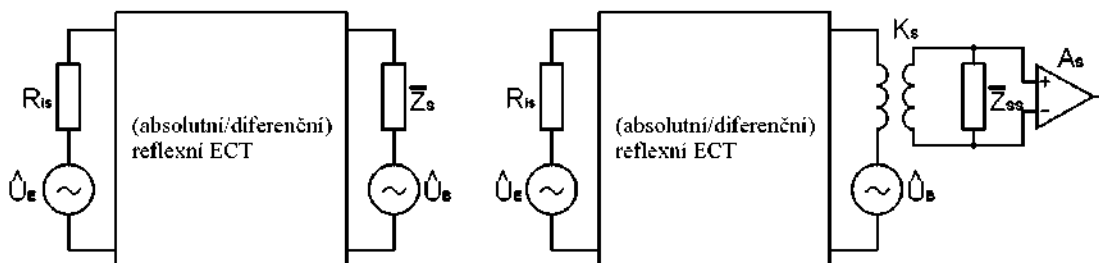
Rovnice je maximálně zjednodušena co do rozsáhlosti i pro případné následující operace aplikací úprav s ohledem na platnost v reálném oboru, nicméně pro přímé stanovení rozdílové impedance použitelná není. Lze ji použít k některým dalším výpočtům.

Transformace rozdílového napětí na rozdílovou impedanci podle tohoto transformačního vztahu představuje jistá negativa. Asi nejzásadnějším je nutnost měření dvou nezávislých veličin. Z toho se odvíjí další negativum. Jelikož měření každé z těchto veličin bude jistě zatíženo nějakou chybou měření, lze očekávat, že celková relativní chyba rozdílové impedance stanovené tímto způsobem bude vyšší než dílčí relativní chyba měření rozdílového napětí, jehož analýzou je defektoskopie realizována konvenčně. Do třetice transformace zvyšuje vypočtení nároky.

Transformace na rozdílovou impedanci a její analýza je alternativou k přímé analýze rozdílového napětí a zcela určitě není tato alternativa vhodná pro každou aplikaci.

4.2.2.4 Impedanční přizpůsobení, nulování, vyvážení

Na následujících obrázcích je naznačeno optimální zapojení snímacího a budicího vinutí reflexní sondy s použitím napětového buzení vycházející z předchozích uvedených poznatků. Sonda je znázorněna schematicky pouze jako blok, levá strana představuje budicí vinutí, pravá snímací.



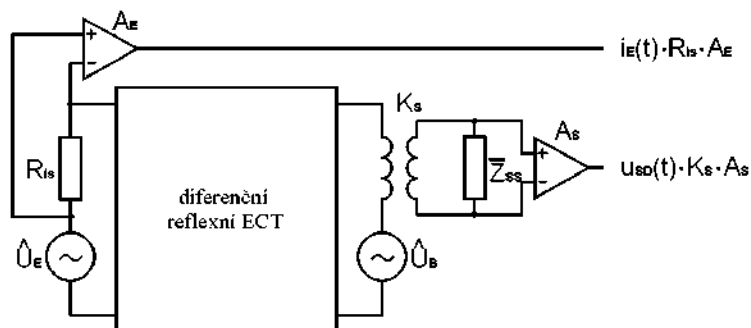
Obrázek 4.9: Optimální zapojení diferenční ECT

V případě absolutní diferenční ECT je použití sériové impedance pro napětové buzení podmínkou funkčnosti. Za optimální lze považovat, je-li velikost sériového odporu R_{is} srovnatelná s modulem impedance budicího vinutí přibližného k testovanému materiálu. Impedance budicího vinutí musí být uvažována s odpovídajícím zatížením snímacího vinutí, které bude použito za provozu a odpovídající budicí frekvence. Menší velikost znamená omezenou citlivost a riziko zvýšení vlivu různých parazitních vlivů. Větší velikost znamená nutnost použití vysokého napětí. Význam odporu R_{is} nelze zaměňovat s impedančním přizpůsobením VF vedení, protože ten je zcela jiný. Nejde o zamezení odrazů. V ideálním případě by měla být impedance zdroje buzení nekonečná, ne srovnatelná. Proudové buzení přináší ovšem řadu dalších komplikací a jeho použití není vždy možné.

U diferenčního reflexního provedení není zařazení R_{is} bezpodmínečně nutné. Úbytek napětí na sériovém odporu, který musí nastat, aby změny impedance budicího vinutí byly registrovány změnami rozdílového napětí snímacích vinutí, zde nastává vždy na opačném z dvojice náhradních budicích vinutí, než pod kterým se vada nachází i v případě, že odpor R_{is} není zařazen. Náhradní proto, že ve skutečnosti je budicí vinutí nečastěji pouze jedno, nicméně i takovou sondu lze popsat zde použitým náhradním obvodem. Napětí na obou náhradních budicích vinutích se rozděluje v poměru dílčích náhradních impedancí $\bar{Z}_{x1}$, $\bar{Z}_{x2}$ a přesně v tomtéž poměru se rozděluje i oba dílčí magnetické toky. Díky tomu je toto provedení sondy citlivé i s použitím buzení s nulovým vnitřním odporem. Toto vysvětlení je velmi zjednodušené, nerespektuje vazby důsledkem aditivně-subtraktivního zapojení, nicméně podstatu vystihuje. Diferenční reflexní ECT buzená s nulovým vnitřním odporem přibližně odpovídá absolutní reflexní ECT buzené s vnitřním odporem srovnatelným s modulem impedance $\bar{Z}_x$. Zařazení odporu R_{is} je i přesto vhodné, celkově zlepšuje vlastnosti sondy, jak je zřejmé z odvozených relativních chyb měření v kapitole 4.2.2.9. Zároveň tím jednoduše řeší problém měření aditivní impedance.

Na rozdíl od absolutního reflexního provedení, zařazení a následné zvyšování velikosti vnitřního odporu nebude mít za následek další růst velikosti fázoru rozdílového napětí a tedy zvyšování citlivosti diferenční reflexní sondy. U absolutní reflexní sondy znamená růst vnitřního odporu buzení růst citlivosti sondy. U diferenční reflexní nikoli a to právě kvůli zmíněnému rozložení budicího napětí mezi dvojici náhradních vinutí, z nichž obě jsou aktivní z pohledu monitorování snímaného signálu, zatímco u absolutního provedení se budicí napětí rozloží mezi aktivní vinutí a pasivní vnitřní odpor.

Zlepšení vlastností u diferenční reflexní sondy zvyšováním vnitřního odporu buzení o kterém zde hovoříme je zcela specifické a detailně je zpracováno rovněž v kapitole **Chyby měření**.



Obrázek 4.10: Měření aditivní impedance a rozdílového napětí

U absolutní reflexní ECT je běžné nulování signálu na snímácím vinutí zařízením nulovacího zdroje harmonického napětí $\hat{U}_B$ do série se snímácím vinutím. Tento zdroj je konfigurován tak, aby $\hat{U}_B = \hat{U}_S$, tedy aby fázor nulovacího napětí byl shodný fázorem snímaného napětí se sondou přiblíženou k testovanému materiálu. Díky tomu je měřena pouze odchylka proti tomuto vyváženému stavu, $\hat{U}_S - \hat{U}_B$, čímž se zvyšuje přesnost. U diferenční ECT není teoreticky nulování nutné, rozdílový signál je zde měřen z principu a rozdílové napětí je při přiblížení nad nedefektním povrchem nulové. Prakticky se však téměř u každé sondy vyskytuje jistá konstrukční nesymetrie a stejně tak není možné docílit zcela shodných vzdáleností obou vinutí od testovaného vzorku, nulování je tedy namísto i zde tak, aby dynamický rozsah následného zpracování signálu mohl být využit co nejefektivněji na užitečný signál a ne na offset¹. Nulování signálu, v případě diferenční sondy vhodnější označení vyvažování signálu, má ještě jeden minimálně stejně důležitý význam, díky velmi malému napětí protéká vinutím pouze minimální proud. Minimalizuje se tím velikost sekundárního magnetického pole vytvářeného snímácím vinutím a to i v případě velkého zatížení. Proto v případě zařízení transformátoru za snímácí vinutí je nutné nulování provést ještě na primární straně, v žádném případě ne na sekundární straně, kde by nulování nemělo efekt minimalizace proudu snímácím vinutím. Induktivní zátěž v podobě primárního vinutí transformátoru by byla napájena plným, nenulovaným napětím. Transformace sekundární zátěžové impedance $\bar{Z}_{ss}$ na primární stranu by ovšem omezena byla. Zařízení transformátoru je nejkvalitnější možný způsob zesílení signálu snímácího vinutí. Ten dosahuje obvykle velmi malých úrovní, jednak díky nulování, ale především díky tomu, že diferenční ECT je zpravidla využívána pro detekci těch nejmenších vad. Snímácí vinutí sice může být tvořeno větším počtem závitů než budicí, jejich poměr ale nemusí být dostatečný. Počet závitů snímácího vinutí je dán kompromisem mezi požadavkem na co největší rozdílové napětí a požadavkem na co nejmenší obsazený prostor. Velký obsazený prostor snímácím vinutím znamená špatné vlastnosti sondy, především velkou impedanci $\bar{Z}_{scd}$, případně parazitní citlivost na změnu tvaru siločar magnetického pole, změna koeficientu c . Transformátor jakožto pasivní prvek zaručuje kvalitnější zesílení signálu nízké úrovně než aktivní polovodičový zesilovač, který by přidal velké množství šumu. Plnohodnotně kompenzuje nedostatečný počet závitů bez nepříjemných parazitních efektů. Za připomínku jistě stojí, že zatímco na transformátor je přiváděno malé rozdílové napětí, uvnitř sondy dochází k transformaci nediferenčního napětí, které naopak dosahuje vysokých úrovní. Silně se zde

¹ Offset fázoru resp. obálky

může projevovat vzájemná kapacita mezi jednotlivými závity. Jediným negativem zařazení transformátoru tak zůstává výrazné navýšení zatížení.

Minimální velikosti proudu resp. rozdílového napětí na snímacím vinutím na dostatečně symetrické nebo vyvážené diferenční ECT, u které se předpokládá použití k detekci malých vad, lze využít k výraznému zjednodušení výpočtu rozdílové impedance.

4.2.2.5 Použitelnost transformace rozdílového napětí na rozdílovou impedanci v praxi

Funkce (4.24) se ukázala jako nevhodná pro praktické použití při výpočtu rozdílové impedance. Konkrétně bylo prakticky téměř nemožné dostatečně přesné nalezení hodnot jednotlivých konstant. Aby bylo možné tento funkční vztah použít ke zpětnému výpočtu rozdílové impedance, je zapotřebí znát velice přesné hodnoty všech nezávislých veličin, konstant i proměnných, rozdílového napětí a aditivní impedance. Sice jsme zde nezkoumali obor platnosti, bylo by to velice komplikované, nicméně alespoň jeden příklad.

Je zřejmé, že je fyzikálně nemožné, aby rozdílové napětí dosáhlo vyšší úrovně, než je úroveň budicího napětí v případě, že $K=1$. Jde sice o velice zjednodušené chápání, nicméně důležitým faktem je, že transformační vztah je platný pouze pro takový rozsah hodnot nezávislých veličin, který je fyzikálně realizovatelný. Fázor rozdílového napětí je obvykle měřen pomocí fázového detektoru, který může být velice nepřesný, teplotně závislý, apod. V řadě případů ani nemusí být známa skutečná úroveň rozdílového napětí ve (V, mV, uV). Přesně odpovídá fáze, velikost fázoru však může odpovídat amplitudě měřeného signálu v určitém poměru, který nemusí být přesně znám a může být např. právě teplotně závislý. Stejně tak může existovat např. teplotní závislost zdroje buzení, apod.. Pokud by tato situace nastala v případě konvenční přímé analýzy rozdílového napětí, důsledkem by bylo pouze nepřesné vyhodnocení velikosti vady. Tato situace běžně nastává a řešena je např. kalibrací pomocí referenční vady. Není třeba vůbec znát absolutní velikost fázoru rozdílového napětí. K signálu z fázového detektoru je teoreticky možné přistupovat jako k obecnému signálu bez konkrétního fyzikálního rozměru. Následně zjistit jaké velikosti tento signál dosáhne s konkrétní referenční vadou.

U analýzy rozdílové impedance stanovené zde uvedeným způsobem by taková kalibrace představovala velký problém, protože by ovlivnila větší množství parametrů transformačního vztahu. Rozhodně není možné k veličině rozdílové napětí, u které je této problematika patrně nejvýznamnější, přistupovat jako k obecnému signálu bez fyzikálního rozměru, protože transformační vztah je nelineární funkcí rozdílového napětí.

Jde pouze o jeden z příkladů, kdy nepřesná interpretace některé z veličin způsobí nefunkčnost transformačního vztahu. Není dokonce ani nutné, aby se daná veličina dostala mimo obor platnosti.

Výpočet rozdílové transformace lze provádět mnohem jednodušším způsobem, který navíc řeší zde uvedený problém.

4.2.2.6 Zjednodušená transformace

Díky symetrii, vyvážení a malé velikosti detekovaných vad vyvábí snímací vinutí velmi malé sekundární magnetické pole. Stejně by tomu bylo v případě nesymetrie nebo velké vady, ale s použitím velké impedance zátěže. Pak lze výpočet rozdílové impedance provést snadno podle funkce získané limitou původního neexplicitního vyjádření (4.19). Explicitní formu limity získáme již pouhým dosazením aditivní impedance.

$$\bar{Z}_{XD}(t) = \lim_{\bar{Z}_S \rightarrow \infty} \left({}^{(4.19)}\bar{Z}_{XD}(t) \right) = \frac{K \cdot (\bar{R}_B + \bar{Z}_{EC} + \bar{Z}_{X1}(t) + \bar{Z}_{X2}(t))}{\hat{U}_E} \cdot \hat{U}_{SD}(t) = \frac{K \cdot (\bar{R}_B + \bar{Z}_{EC} + \bar{Z}_{XA}(t))}{\hat{U}_E} \cdot \hat{U}_{SD}(t) \quad (4.26)$$

Podle tohoto vztahu lze provést výpočet v případě nezatíženého snímacího vinutí, ovšem ne v případě předpokladu malého rozdílového napětí přesto, že důsledkem je v obou případech zanedbatelné sekundární magnetické pole. Protože se zde pracuje s předpokladem limitní situace rozdílového napětí blízkého nule, které odpovídá nulové rozdílové impedanci, bude vhodnější pracovat s 1. derivacemi funkcí. Derivace funkce pro nezatížené snímací vinutí

$$\frac{d}{dU_{SD}} \left(\lim_{Z_S \rightarrow \infty} \left({}^{(4.19)} \bar{Z}_{XD}(t) \right) \right) = \frac{K \cdot (R_{is} + \bar{Z}_{EC} + \bar{Z}_{XA}(t))}{\hat{U}_E}, \quad (4.27)$$

a derivace explicitně vyjádřené funkce (4.25) pro zatížené snímací vinutí platné výhradně v reálném oboru

$$\begin{aligned} \frac{d}{dU_{SD}} (Z_{XD_not_complex_valid}(t)) &= \\ &= \frac{\left(\sqrt{4 \cdot \hat{U}_{SD}^2 \cdot (K^2 \cdot (Z_S + Z_{SCD}) + Z_{XA}) \cdot (R_{is} + Z_{EC} + Z_{XA}) + (K \cdot U_E \cdot Z_S)^2 - K \cdot U_E \cdot Z_S} \right) \cdot K \cdot U_E \cdot Z_S}{2 \cdot U_{SD}^2 \cdot \sqrt{4 \cdot U_{SD}^2 \cdot (K^2 \cdot (Z_S + Z_{SCD}) + Z_{XA}) \cdot (R_{is} + Z_{EC} + Z_{XA}) + (K \cdot U_E \cdot Z_S)^2}} \end{aligned} \quad (4.28)$$

Derivací funkce neplatné v komplexním oboru se sice dopouštíme jisté nekorektnosti, výsledek je pochopitelně rovněž v komplexním oboru neplatný, nicméně pro následující operaci lze z tohoto vyjádření vycházet. Vyjádření 1. derivace platné v komplexním oboru je velmi rozsáhlé, viz příloha A.

Důvodem pro definování prvních derivací je nulová hodnota limity přímé veličiny, se kterou by nebylo možné dále pracovat. S nenulovým vyjádřením limity první derivace pracovat lze.

$$\begin{aligned} \lim_{U_{SD} \rightarrow 0} \left(\frac{d}{dU_{SD}} \left({}^{(4.24)} \bar{Z}_{XD}(t) \right) \right) &= \lim_{U_{SD} \rightarrow 0} \left(\frac{d}{dU_{SD}} (Z_{XD_not_complex_valid}(t)) \right) = \\ &= \frac{(K^2 \cdot (\bar{Z}_S + \bar{Z}_{SCD}) + \bar{Z}_{XA}(t)) \cdot (R_{is} + \bar{Z}_{EC} + \bar{Z}_{XA}(t))}{K \cdot \hat{U}_E \cdot \bar{Z}_S} \end{aligned} \quad (4.29)$$

Limita derivace platné i neplatné v komplexním oboru je identická, viz příloha A.

Tato limita představuje vyjádření komplexní směrnice funkce rozdílové impedance v blízkém okolí nulového rozdílového napětí, zatímco derivace limity (4.27) vyjadřuje směrnici téže funkce pro libovolně velké rozdílové napětí, ale za podmínky malého zatížení snímacího vinutí. Jelikož jsou obě vyjádření rozdílná, je zřejmé, že se zatíženým vinutím počítat rozdílovou impedanci podle (4.26) nelze ani pro malé vady, které vyvolají malé rozdílové napětí.

Jednoduchou úvahou lze ale nalézt funkci, podle které rozdílovou impedanci za těchto podmínek určit lze. Vyjádřením vzájemného poměru směrnic,

$$\frac{\lim_{U_{SD} \rightarrow 0} \left(\frac{d}{dU_{SD}} \left({}^{(4.24)} \bar{Z}_{XD}(t) \right) \right)}{\frac{d}{dU_{SD}} \left(\lim_{Z_S \rightarrow \infty} \left({}^{(4.19)} \bar{Z}_{XD}(t) \right) \right)} = \frac{K^2 \cdot (\bar{Z}_S + \bar{Z}_{SCD}) + \bar{Z}_{XA}(t)}{K^2 \cdot \bar{Z}_S}, \quad (4.30)$$

a jejich integrováním

$$\bar{Z}_{XD}(t) = \frac{K^2 \cdot (\bar{Z}_S + \bar{Z}_{SCD}) + \bar{Z}_{XA}(t)}{K^2 \cdot \bar{Z}_S} \cdot \lim_{Z_S \rightarrow \infty} \left({}^{(4.19)} \bar{Z}_{XD}(t) \right) + k_0 \quad \text{pro } |\hat{U}_{SD}| \rightarrow 0, \quad (4.31)$$

získáme použitelný funkční vztah pro výpočet rozdílové impedance, vycházející ze vztahu platného pro velmi malé zatížení.

$$\bar{Z}_{XD}(t) = \frac{(K^2 \cdot (\bar{Z}_S + \bar{Z}_{SCD}) + \bar{Z}_{XA}(t)) \cdot (R_{ts} + \bar{Z}_{EC} + \bar{Z}_{XA}(t))}{K \cdot \hat{U}_E \cdot \bar{Z}_S} \cdot \hat{U}_{SD}(t) \quad \text{pro } |\hat{U}_{SD}| \rightarrow 0, \quad (4.32)$$

který je platný pro velmi malé rozdílové napětí, tedy pro symetrickou nebo vyváženou sondu aplikovanou na detekci malých vad, které vyvolají pouze malou rozdílovou impedanci v poměru k aditivní impedanci. Hodnotu integrační konstanty k_0 , v tomto případě rovnou nule, lze nejspíše určit numerickým porovnáním s původním explicitním vyjádřením platným pro libovolné rozdílové napětí.

4.2.2.7 Použitelnost zjednodušené transformace rozdílového napětí na rozdílovou impedanci v praxi

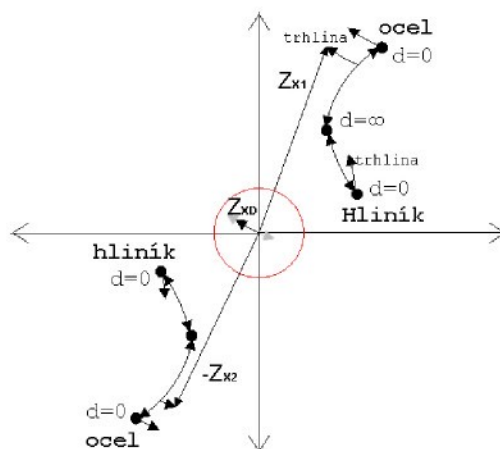
Zjednodušený transformační vztah je platný neomezeném oboru hodnot nezávislých veličin. Důležité je to především u veličiny $\hat{U}_{SD}$, v jejímž případě nyní postačí pouze relativní znalost jejich hodnot. Pokud bychom do vztahu dosadili n -násobně větší hodnotu, než je skutečná, obdrželi bychom n -násobně větší hodnotu $\bar{Z}_{XD}$, což lze řešit jednoduchou kalibrací. Stejně důležitá je i jednoduší polynomiální závislost 2. stupně na $\bar{Z}_{XA}$, která zásadně zjednodušuje hledání parametrů transformačního vztahu. To se tak omezilo na pouhé 3 koeficienty a v případě, že jsme ochotni spokojit se s relativní interpretací $\hat{U}_{SD}$ a následně i $\bar{Z}_{XD}$, omezi se na dva. Třetí je možné nalézt zmíněnou kalibrací.

4.2.2.8 Transformace impedance zátěže snímacího vinutí na budící vinutí

Veškerá použitá zjednodušení respektují jednu z hlavních vlastností diferenční reflexní ECT, kterou je minimální transformace impedance zátěže snímacího vinutí na budící vinutí. Protože napětí na snímacím vinutí je dáno rozdílem napětí diferenčních vinutí a je tedy obecně velmi malé, je proud diferenčními vinutími zanedbatelný téměř bez ohledu na velikost zátěže. Diferenční snímací vinutí kolem sebe proto vytvářejí zanedbatelné magnetické pole a tak nedochází transformaci impedance zátěže na budící vinutí, resp. i tato transformace je zanedbatelná. Snímací vinutí vinutí odebírají z magnetického obvodu sondy a dodávají do zátěže jen minimum energie, nebo naopak, proto impedance budícího vinutí není velikostí zátěže téměř ovlivněna. Tato vlastnost může být nejspíše pozorována při měření impedance budícího vinutí, kdy tato je nezávislá na velikosti zátěže. Zjednodušený vztah pro výpočet rozdílové impedance proto zcela zanedbává vliv transformace zátěže na budící vinutí. Na rozdíl od vztahu pro nezatížené snímací vinutí však respektuje existenci zátěže, ovšem pouze z pohledu snímacího vinutí jako zdroje napětí s nenulovým vnitřním odporem, na kterém důsledkem zátěže vzniká úbytek napětí.

Na první pohled může být zřejmé, že zcela identického vyjádření bychom dosáhli již přímou integrací limity derivace (4.29). Jde ale pouze o náhodu, protože v žádném případě nebylo cílem dosáhnout zjednodušeného transformačního vztahu, jehož 2. a vyšší derivace podle $\hat{U}_{SD}$ je za každou cenu nulová. Cílem bylo dosáhnout polynomiální závislosti na nezávislých veličinách, tedy na rozdílovém napětí a aditivní impedanci. Polynomiální závislost 1. řádu na $\hat{U}_{SD}$ zjednodušeného transformačního vztahu pro zatíženou sondu je tak výhradně výsledkem polynomiální závislosti 1. řádu výchozího vztahu pro nezatíženou sondu. Ta by mohla být interpretována i polynomem vyššího řádu, pokud by bylo použito detailnějšího náhradního obvodu uvažujícího některé parazitní jevy, jako je nelineární hystereze nebo nepřímé vazby. Nutno podotknout, že případná závislost vyššího stupně by vyloučila některé postupy při implementaci a značně zkomplikovala realizaci.

Je otázkou, pro jak velké rozdílové napětí, resp. rozdílovou impedanci je možné funkci ještě považovat za platnou. Nejlépe je zřejmě stanovit maximální přijatelnou absolutní nebo relativní chybu veličiny rozdílové impedance. Pro ni a pro konkrétní parametry dané sondy spočítat velikost rozdílové impedance nebo napětí, které systematickou chybu právě o této velikosti způsobí, a pro něj považovat funkci za platnou. Samozřejmě záleží na tom, jaké informace jsou v konkrétním případě podstatné, informace o velikosti vady, informace o hloubce vady, apod.. Ačkoli defektoskopie vířivými proudy je považována za velmi citlivou metodu s velkou rozlišovací schopností, která umožňuje detekci těch nejmenších vad, obzvláště diferenční reflexní, je tato metoda obecně velmi nepřesná. S velkou spolehlivostí dokáže určit zda vada přítomna je nebo ne, ale jen velmi přibližně ji dokáže kvantitativně a kvalitativně popsat, tj. změřit její velikost nebo hloubku. Hlavním důvodem je nedefinovaný tvar vady, který zpravidla ani není možné jediným rozměrem popsat nebo rozložení objemu vady určitého intervalu hloubky. Proto lze předpokládat, že ve většině běžných aplikací bude funkce platná v celém rozsahu, ve kterém se úroveň rozdílového napětí za provozu pohybuje důsledkem výskytu vady. Platností je míněno, že systematická chyba způsobená zjednodušením transformační funkce bude menší, než je běžná principiální přesnost stanovení velikosti či hloubky vady.



Obrázek 4.11: Rozsah platnosti transformační funkce rozdílové impedance

Na obrázku je znázorněno složení vektoru rozdílové impedance a rozsah platnosti. Rozsah platnosti si lze představit jako kružnici v komplexní rovině, jejíž poloměr je přímo úměrný modulu aditivní impedance.

Ačkoli bylo vždy hovořeno ve smyslu, že vada vyvolá změnu impedance toho vinutí, pod kterým se nachází, ve skutečnosti i v takovém případě je třeba počítat s tím, že dojde i k menší změně impedance protějšího vinutí. Důsledek nepřímé vazby. Promítne se snížením modulu rozdílové impedance. Fáze by měla být ovlivněna minimálně, jelikož fázové zpoždění detekované na obou vinutích by mělo být podobné. Na vzdálenějším vinutí může však být o něco větší. Pokud je signál ECT vyhodnocován běžným způsobem, nelze tento efekt pozorovat buď vůbec, nebo pouze ze smyček průběhu fázoru rozdílového napětí při kolmé orientaci. Pokud je ECT vyhodnocováno zde doporučeným způsobem pomocí rozdílové impedance s dostatečně přesným měřením aditivní impedance, je tento efekt možné pozorovat přímo na dvojici dílčích impedancí $\bar{Z}_{x1}$ a $\bar{Z}_{x2}$, které lze elementárně vypočítat. Teoreticky by jejich sledování mohlo být velice užitečné. Mohlo by umožnit přesnější stanovení hloubky vady tím, že by se eliminoval vliv většího fázového zpoždění na vzdálenějším vinutí a naopak. Stejně tak by bylo možné eliminovat vliv rozdílné citlivosti sondy v různé vzdálenosti od středu sondy. Oboje díky možnosti určit vzdálenost vady od středu sondy, ve kterém pod sondou probíhá při podélné orientaci a pravděpodobně i při kolmé orientaci, na základě znalosti $\bar{Z}_{x1}$ a $\bar{Z}_{x2}$. Rovněž by přicházela v úvahu eliminace vlivu rozvážení sondy, tedy nestejně

velkých vzduchových mezer. Praktické využití této možnosti je však asi minimální, protože by vyžadovalo extrémně přesné měření aditivní impedance. Aby mělo sledování $\bar{Z}_{X1}$ a $\bar{Z}_{X2}$ vůbec smysl, absolutní chyba měření aditivní impedance by musela být srovnatelná nebo zhruba maximálně o řád vyšší než absolutní chyba rozdílové impedance, což bude ve většině aplikací nedosažitelné nebo vysoce konstrukčně náročné. V opačném případě bude $\bar{Z}_{X1}$ a $\bar{Z}_{X2}$ zatíženo pravděpodobně tak velkou chybou, že výpočet polohy vady nebude možný. Vědomé snížení přesnosti $\bar{Z}_{XD}$ pochopitelně nepomůže. Obecně lze předpokládat, že nejvyšší možná přesnost, které se může podařit dosáhnout, je srovnatelná relativní přesnost aditivní a rozdílové impedance. Pak v úvahu přichází alespoň možnost využití eliminace případného rozvážení sondy nesouhlasnou velikostí vzduchových mezer, které způsobuje velké rozdílové napětí. Zatímco samotné rozlišení resp. rozložení vektoru na složku vyvolanou vadou a složku vyvolanou rozvážením nebude představovat velký problém, podstatně komplikovanější bude zajistit, aby vysoká absolutní chyba měření aditivní impedance, tedy i $\bar{Z}_{X1}$ a $\bar{Z}_{X2}$, nenavýšila chybu separované složky, neboli kompenzované rozdílové impedance zbavené vlivu rozvážení. Tento problém je již nutné řešit individuálně pro konkrétní aplikaci. V aplikaci testování ložiskových kuliček, kterou se zabývá tato práce, by v tomto směru mohla být využitelná různá nepřekrývající se frekvenční pásma, ve kterých se nachází právě složka užitečného signálu vyvolaná vadou a složka vyvolaná nesouhlasným rozvažováním. Toto je ale již předbíhání a manipulování s fakty, která zde nebudou čtenáři zcela zřejmá, detailně se této problematice věnuje až závěrečná část práce. Vyplývá z nich ovšem důležitý závěr, že i přes silná negativa vysoké absolutní chyby měření aditivní impedance, má smysl se možností eliminace nesouhlasného rozvažování zabývat.

4.2.2.9 Chyby měření

4.2.2.9.1 Požadavek na přesnost měření nezávislých veličin

Defektoskopie vířivými proudy je díky své velké citlivosti často používána k detekci velmi malých vad, které ovšem vyvolají pouze velmi malou změnu impedance budicího vinutí. Není ovšem vyloučeno použití k detekci velkých vad, které způsobí velkou změnu impedance. K vyhodnocení velmi malých změn impedance však existuje vhodnější způsob než (4.1), který byl uveden již dříve, tj. měření proudu nebo napětí vinutím. Vinutí absolutní sondy je zapojeno ve větvi střídavého můstku a změna impedance je vyhodnocována na základě jeho rozvážení. Můstek musí být předem přesně vyvážen se sondou přiblíženou v správné vzdálenosti nad povrchem testovaného materiálu. Tento způsob zaručuje přesnější vyhodnocení změn impedance, naopak ho ale nelze použít k vyhodnocování velkých změn nebo k vyhodnocení přiblížení či oddálení, kdy je změna impedance vůbec největší a není zřejmé, ve které poloze by měl být můstek vyvážen, počáteční, střední, konečné či jiné. Jeho další nevýhodou je obtížná realizace automatizovaného vyvažování, protože ruční vyvažování otáčením potenciometrů není v dnešní době přijatelné. Jelikož zde je vyhodnocování impedance využíváno výhradně k určování velikosti aditivní impedance diferenční reflexní sondy jakožto jedné ze dvou nezávislých proměnných k výpočtu rozdílové impedance podle vztahu $\bar{Z}_{XD} = f(\bar{Z}_{XA}, \bar{U}_{SD})$, nebude tento způsob dále detailněji zapracován ani uvažován, protože pro tento účel není vhodný. Ze všech existujících provedení sond je diferenční reflexní sonda určená k detekci těch nejmenších vad, tedy i změna impedance budicího vinutí této sondy v důsledku vady je velmi malá. Impedance budicího vinutí resp. aditivní impedance však nemá ve funkční závislosti (4.24) takový význam jako rozdílové napětí, které nese dominantní část informace o vadě. Důsledkem výskytu vady totiž dojde pouze k zanedbatelné relativní změně aditivní impedance, zato k velmi velké relativní změně rozdílového napětí. Z níže vyjádřených přírůstků nezávislých veličin na přírůstek výsledné rozdílové impedance je tak zřejmé, že informace o vadě obsažené ve veličině aditivní impedance nejsou žádným způsobem

využity při výpočtu rozdílové impedance a nemají tak žádný vliv na defektoskopii a to i přesto, že v ní obsaženy jsou stejně jako ve veličině impedance vinutí absolutní sondy. Díky tomu, že vliv relativních přírůstků obou nezávislých veličin na výslednou je srovnatelný, ale relativní přírůstek aditivní impedance v porovnání s rozdílovým napětím je zanedbatelný, je zanedbatelný i její vliv na výpočet rozdílové impedance. Vysoká přesnost vyhodnocení malých relativních změn impedance pomocí vyváženého můstku tak není zapotřebí. Výjimkou by samozřejmě byla zmíněná analýza dílčích impedancí, kdy je využívána i informace o vadě obsažená právě ve veličině aditivní impedance. Pak by vysoká přesnost měření aditivní impedance byla žádoucí. Význam aditivní impedance ve funkční závislosti (4.24) nebo (4.32) spočívá v určité variaci funkční závislosti na rozdílovém napětí při změně vzdálenosti sondy od povrchu, kdy je relativní změna impedance budícího vinutí resp. aditivní impedance velká. Vyvážený střídavý můstek není tedy možné použít. Ideální by samozřejmě bylo, pokud by se podařil nalézt způsob měření, který by dosahoval přesnosti vyváženého můstku, ale zároveň by byl použitelný ve velkém rozsahu.

4.2.2.9.2 Optimalizace defektoskopického zařízení pro snížení velikosti chyb měření

Tato kapitola se snaží nalézt optimální konstrukční řešení vedoucí k dosažení maximální přesnosti defektoskopického zařízení při rozlišování vad. Jak bylo zmíněno již v předchozím textu, ačkoli informace o vadě jsou určitým způsobem obsaženy v aditivní i rozdílové impedanci, využívány jsou pouze informace obsažené v impedanci rozdílové, informace obsažené v aditivní impedanci jsou zatíženy mnohem větší chybou. Za optimální řešení bude tedy považováno takové, které zaručí minimální zatížení chybou veličiny rozdílové impedance, přičemž tohoto stavu bude docilováno výhradně optimalizací elektrického zapojení v obvodové části budícího a snímajícího vinutí.

4.2.2.9.3 Relativní chyba rozdílové impedance

Rozdílová impedance je stanovena na základě měření nezávislých veličin rozdílové napětí a aditivní impedance $\bar{Z}_{AD} = f(\bar{Z}_{XA}, \hat{U}_{SD})$. Směrodatnou odchylku rozdílové impedance lze tedy vyjádřit na základě směrodatných odchylek nezávislých veličin. Jelikož jde o komplexní veličiny, jedná se tedy ve skutečnosti o měření čtyř nezávislých veličin. Většina fázových detektorů, ať už jsou založeny na jakémkoli principu, provádí měření reálné a imaginární složky fázoru takovým způsobem, že pravděpodobnostní rozložení jejich chyb je skutečně nezávislé. Navíc směrodatné odchylky reálné a imaginární složky jsou totožné.

Definujeme-li tedy směrodatnou odchylku komplexní veličiny, jejíž reálná a imaginární složka jsou nezávislé veličiny s identickým pravděpodobnostním rozložením chyby

$$\sigma(\bar{v}) = \sqrt{\sigma(\operatorname{Re}\{\bar{v}\})^2 + \sigma(\operatorname{Im}\{\bar{v}\})^2}, \quad (4.33)$$

platí-li $\sigma(\operatorname{Re}\{\bar{v}\}) = \sigma(\operatorname{Im}\{\bar{v}\})$, můžeme směrodatnou odchylku rozdílové impedance vyjádřit

$$\sigma(\bar{Z}_{AD}) = \sqrt{\left(\left|\frac{\partial f}{\partial \hat{U}_{SD}}\right| \cdot \sigma(\hat{U}_{SD})\right)^2 + \left(\left|\frac{\partial f}{\partial \bar{Z}_{XA}}\right| \cdot \sigma(\bar{Z}_{XA})\right)^2}. \quad (4.34)$$

Pro účely optimalizace resp. minimalizace chyby není však směrodatná odchylka vhodná. Zcela obecně bez dosazení konkrétních hodnot, lze minimalizovat lépe relativní chybu. Navíc vzhledem k tomu, že neustále pracujeme s limitním předpokladem rozdílové veličiny blízké nule, by diferenciály nezávisle proměnných nabývaly nulových hodnot. Proto je nutné vyjádřit relativní chybu definovanou

$$\delta(\bar{v}) = \frac{\sigma(\bar{v})}{|\bar{v}|} \quad (4.35)$$

$$\delta(\bar{Z}_{XD}) = \sqrt{\left(\left| \frac{\partial f}{\partial \hat{U}_{SD}} \cdot \bar{Z}_{XD}^{-1} \cdot \hat{U}_{SD} \right| \cdot \delta(\hat{U}_{SD}) \right)^2 + \left(\left| \frac{\partial f}{\partial \bar{Z}_{XA}} \cdot \bar{Z}_{XD}^{-1} \cdot \bar{Z}_{XA} \right| \cdot \delta(\bar{Z}_{XA}) \right)^2}. \quad (4.36)$$

Dílčí příspěvky relativních chyb nezávislých veličin k celkové relativní chybě jsou

$$d_{U_{SD}} = \left| \lim_{U_{SD} \rightarrow 0} \left(\frac{\partial f}{\partial \hat{U}_{SD}} \cdot \bar{Z}_{XD}^{-1} \cdot \hat{U}_{SD} \right) \right| = 1 \quad (4.37)$$

$$d_{Z_{XA}} = \left| \lim_{U_{SD} \rightarrow 0} \left(\frac{\partial f}{\partial \bar{Z}_{XA}} \cdot \bar{Z}_{XD}^{-1} \cdot \bar{Z}_{XA} \right) \right| = \left| \frac{(K^2 \cdot \bar{Z}_S + R_{is} + 2 \cdot \bar{Z}_{XA}) \cdot \bar{Z}_{XA}}{(K^2 \cdot \bar{Z}_S + \bar{Z}_{XA}) \cdot (R_{is} + \bar{Z}_{XA})} \right| \quad (4.38)$$

Za parciální diferenciály ∂f jsou dosazeny parciální derivace funkce úplné transformace rozdílového napětí na rozdílovou impedanci (4.24). Za $\bar{Z}_{XD}^{-1}$ je dosazena převrácená hodnota téže funkce. Kvůli zjednodušení byly uvažovány nulové hodnoty impedancí $\bar{Z}_{EC}$ a $\bar{Z}_{SCD}$. Navíc $\bar{Z}_{EC}$ lze pro tento účel zahrnout do R_{is} .

Příspěvek relativní chyby rozdílového napětí je zřejmý již z rovnice zjednodušené transformace. Znamená, že relativní chyba rozdílové impedance bude totožná s relativní chybou měření fázoru rozdílového napětí. Z této skutečnosti samotné tak ještě nelze stanovit žádné požadavky na obvodovou část diagnostického zařízení. Je třeba analyzovat vliv parametrů obvodů na $\delta(\hat{U}_{SD})$ samotnou. Na příspěvek této chyby k $\delta(\bar{Z}_{XD})$ nemají vliv žádné. Z příspěvku $\delta(\bar{Z}_{XA})$ na $\delta(\bar{Z}_{XD})$ lze již určité požadavky stanovit. V následující tabulce jsou uvedeny příspěvky relativní chyby pro různé parametry obvodu.

$R_{is} (\Omega)$	$\bar{Z}_s (\Omega)$	$K (-)$	$d_{z_{x4}} (-)$
0	$\bar{Z}_{x4}$	1	1.5
0	$0.5 \cdot \bar{Z}_{x4}$	1	1.67
0	$2 \cdot \bar{Z}_{x4}$	1	1.33
0	∞	1	1
$ \bar{Z}_{x4} $	$\bar{Z}_{x4}$	1	(1...1.12)
$ \bar{Z}_{x4} $	∞	1	(0.5...0.71)
$2 \cdot \bar{Z}_{x4} $	$\bar{Z}_{x4}$	1	(0.81...0.83)
$10 \cdot \bar{Z}_{x4} $	$\bar{Z}_{x4}$	1	(0.52...0.59)
∞	$\bar{Z}_{x4}$	1	0.5
0	$\bar{Z}_{x4}$	0.5	1.8
$ \bar{Z}_{x4} $	$\bar{Z}_{x4}$	0.5	(1.3...1.39)
0	$4 \cdot \bar{Z}_{x4}$	0.5	1.5
$ \bar{Z}_{x4} $	$4 \cdot \bar{Z}_{x4}$	0.5	(1...1.12)
∞	∞	-	0

tabulka 1: Relativní příspěvek chyby aditivní impedance k relativní chybě rozdílové impedance

Relativní příspěvek $d_{z_{x4}}$ nabývá v případech nenulového vnitřního odporu hodnot definovaných intervalem. Je to důsledek komplexních hodnot některých obvodových prvků, kdy $d_{z_{x4}}$ je dán nejen jejich absolutní hodnotou, ale závisí i na jejich úhlech, argumentech. Pokud bychom měli být zcela korektní, museli bychom definovat pouze absolutní hodnotu zátěžové impedance. Prakticky je možné absolutní hodnotu zátěže přizpůsobit impedanci snímacího vinutí mnohem snadněji, pak by $d_{z_{x4}}$ bylo intervaly definováno ve všech řádcích tabulky.

Jak lze pozorovat z tabulky, rostoucí velikost vnitřního odporu snižuje příspěvek $\delta(\bar{Z}_{x4})$ k $\delta(\bar{Z}_{AD})$. Je to logické, přibližujeme se tím k ideálnímu stavu nekonečné impedance buzení a nezátěženého snímacího vinutí, kdy je veličina $\bar{Z}_{XD}$ na $\bar{Z}_{x4}$ nezávislá. Navíc pokud by měření aditivní impedance bylo založeno právě na měření úbytku napětí na R_{is} , bude se s jeho rostoucí hodnotou zvyšovat i tento úbytek, což může za určitých okolností vést i ke snižování samotné relativní chyby měření $\delta(\bar{Z}_{x4})$. Bez ohledu na to, zda jde vnitřní odpor R_{is} do obvodu zařazen cíleně či nikoli, předpokládáme výhradně jeho čistě reálný ohmický charakter. Pokud je aditivní impedance tvořena převážně induktancí, minimální ztráty vířivými proudy v testovaném vzorku, platí nižší hodnota z intervalu. V případě velkých ztrát, kdy by aditivní impedance byla převážně reálná, by platila vyšší hodnota z intervalu.

Ke snižování $d_{z_{x4}}$ pozitivně působí i zvyšování impedance zátěže, přesněji jejího poměru vůči $K^{-2} \cdot \bar{Z}_{x4}$. Sloupec s veličinou K tak nemusel v tabulce figurovat. Podobně i zde se přibližujeme

ke zmiňovanému ideálnímu stavu. Rovněž tím snižujeme proud snímáním vinutím, čímž omezujeme možnou nepřesnost aplikace zjednodušené transformace $\hat{U}_{SD}$ na $\bar{Z}_{AD}$.

V tabulce i v celé této práci je přímá obvodová část realizována vždy výhradně pomocí RL² obvodů. Ještě lepších výsledků lze dosáhnout použitím RLC³ můstků. Teoreticky lze výsledky aplikace RLC můstků odhadnout dosazením impedancí kapacitního charakteru do výše uvedené tabulky, jednak na místo vnitřního odporu, i na místo zátěžové impedance, čímž docílíme ještě mnohem lepších výsledků. Jde ovšem o pouhou teorii. V praxi bude takový rezonanční obvod znamenat množství komplikací, proto zde tato varianta není řešena.

4.2.2.9.4 Chyba fázoru rozdílového napětí

Jak bylo zmíněno, pro stanovení požadavků na obvodové parametry defektoskopického zařízení z pohledu chyby měření fázoru rozdílového napětí je třeba provést analýzu vlivu obvodových parametrů na $\delta(\hat{U}_{SD})$. Nebudeme zde zkoumat ani uvádět konkrétní hodnoty bezrozměrné veličiny $\delta(\hat{U}_{SD})$, které silně závisí na typu použitého fázového detektoru a řadě dalších vlivů, které nelze analyzovat obecně. Podobně, jako tomu bylo v předešlé tabulce, se zde omezíme pouze na konstatování, zda daný obvodový parametr resp. jeho změna tím či oním směrem zapříčiní nárůst či snížení relativní chyby.

Pro účely defektoskopie pomocí diferenční reflexní ECT zde byl zaveden pojem resp. veličina rozdílová impedance. Zavedení této veličiny bylo zdůvodňováno jako snaha přiblížit se interpretovatelnosti měřeného signálu absolutnímu provedení. Důvod, proč jsou výsledky defektoskopie na absolutním provedení snáze interpretovatelné, není zdaleka pouze ten, že absolutnímu provedení se literatura věnuje mnohem větší měrou, ale fakt, že je zde interpretována veličina impedance vinutí. Impedance vinutí je na rozdíl od napětíového signálu v každém okamžiku jednoznačně dána kombinací exempláře použité sondy a testovaného vzorku, přesněji stavem testovaného vzorku, případně jejich vzájemnou polohou. Není závislá na žádných jiných vlivech, tj. zcela nezávislá na jakýchkoli obvodových parametrech defektoskopického zařízení, zatímco napětíový signál, v našem případě rozdílové napětí, závislý na těchto parametrech je.

U diferenční reflexní sondy je veličina rozdílová impedance pouze náhradní veličinou vystupující jako prvek náhradního obvodu, není tedy přímo ani nepřímo měřitelná, na rozdíl od čisté diferenční sondy, která není nic jiného než dvojice absolutních vinutí, kde rozdílová impedance představuje vzájemný rozdíl impedancí těchto vinutí. Diferenční reflexní ECT umožňuje přímé měření pouze rozdílového napětí $\hat{U}_{SD}$. To je realizováno pomocí fázového detektoru, který v dané konfiguraci obvykle zaručuje konstantní směrodatnou odchylku fázoru $\sigma(\hat{U}_{SD})$. Aktuální relativní chyba tak samozřejmě závisí na aktuální velikosti fázoru $\hat{U}_{SD}$, která závisí na aktuální velikosti rozdílové impedance, ale i na dalších obvodových parametrech. Jak již tedy bylo naznačeno, nebudeme analyzovat přímo $\delta(\hat{U}_{SD})$, ale tzv. sensitivitu rozdílového napětí na rozdílové impedanci, která rozhoduje právě o velikosti $\delta(\hat{U}_{SD})$ při dané rozdílové impedanci, která je nezávislá na obvodových parametrech.

² obvod tvořený rezistory a cívkami

³ obvod tvořený rezistory a cívkami a kondenzátory

$$\delta(\hat{U}_{SD}) = \frac{\sigma(\hat{U}_{SD})}{\left| \frac{\partial \hat{U}_{SD}}{\partial \bar{Z}_{XD}} \cdot \bar{Z}_{XD} \right|} \quad (4.39)$$

Sensitivitu vyjádříme relativně. Tj. fázor rozdílového napětí v relativním poměru vůči fázoru excitace. Je zřejmé, že absolutní sensitivita je za všech okolností v přímé úměře s amplitudou excitace. Čím vyšší úroveň excitačního napětí použijeme, tím vyšší úroveň dosáhneme u rozdílového napětí. Tuto elementární skutečnost tak nemá smysl dále zmiňovat a zahrnovat do vztahů a tabulek. Stejně tak rozdílovou impedanci relativně vůči aditivní impedanci. Tak jak byla veličina rozdílová impedance pro toto provedení sondy ECT definována, je zřejmé, že zvýšíme-li aditivní impedanci, např. změnou počtu závitů budicího vinutí, zvýší se i rozdílová impedance. Zároveň opět uvažujeme limitní situaci, nyní rozdílové impedance blízké nule, což je ekvivalent rozdílového napětí blízkého nule.

$$\lim_{\bar{Z}_{XD} \rightarrow 0} \left(\frac{\partial \hat{U}_{SD}}{\partial \bar{Z}_{XD}} \cdot \hat{U}_E^{-1} \cdot \bar{Z}_{XA} \right) = \frac{K \cdot \bar{Z}_S \cdot \bar{Z}_{XA}}{(K^2 \cdot \bar{Z}_S + \bar{Z}_{XA}) \cdot (R_{is} + \bar{Z}_{XA})} \quad (4.40)$$

Pozn. Kvůli zjednodušení opět uvažujeme nulové $\bar{Z}_{EC}$ a $\bar{Z}_{SCD}$, resp. $\bar{Z}_{EC}$ zahrnuté v R_{is} . Za $\hat{U}_{SD}$ v diferenciálu funkce je dosazena funkce získána vyjádřením $\hat{U}_{SD}$ ve vztahu (4.24) na levou stranu nebo přímé vyjádření (4.41).

$$\hat{U}_{SD} = \frac{K \cdot \hat{U}_E \cdot \bar{Z}_S \cdot \bar{Z}_{XD}(t)}{\bar{Z}_{XA}(t)^2 + \bar{Z}_{XA}(t) \cdot (K^2 \cdot \bar{Z}_S + R_{is}) + K^2 \cdot \bar{Z}_S \cdot R_{is} - \bar{Z}_{XD}(t)^2} \quad (4.41)$$

Téhož výsledku bychom dosáhli i vyjádřením $\hat{U}_{SD}$ ze vztahu zjednodušené transformace. V tom případě by odpadl výpočet limity. Je třeba doplnit, že čistě z matematického hlediska není v tomto případě diferenciál funkce dle $\bar{Z}_{XD}$ zcela korektní, protože $\bar{Z}_{XA}$ není nezávislou veličinou. Nezávislými veličinami jsou v tomto případě dílčí impedance $\bar{Z}_{X1}$ a $\bar{Z}_{X2}$. Za nezávislou lze $\bar{Z}_{XA}$ považovat pouze za předpokladu vzájemně symetrických změn dílčích impedancí způsobující změnu $\bar{Z}_{XD}$, ale zachovávající konstantní $\bar{Z}_{XA}$. Tento stav je v následujícím textu nazýván čistě nesouhlasnou změnou vzdálenosti. Pokud bychom chtěli dodržet absolutní matematickou přesnost, museli bychom takto vyjádřenou sensitivitu prohlásit za platnou výhradně pro rozdílovou veličinu vyvolanou čistou nesouhlasností. Prakticky je však tento vztah platný i v případě rozdílové veličiny vyvolané vadou, tedy nesymetrickou změnou dílčích impedancí a to z důvodu, který byl již několikrát zmiňován, tj. vada způsobí extrémně vysokou relativní změnu rozdílové impedance, ale zanedbatelnou změnu aditivní impedance. Závislost aditivní impedance na vadě je tak zanedbatelná.

Vliv obvodových parametrů na sensitivitu je vyjádřen tabulkou pro zvolené hodnoty parametrů obvodu.

$R_{is} (\Omega)$	$\bar{Z}_S (\Omega)$	$K (-)$	$\lim_{Z_{XD} \rightarrow 0} \left(\frac{\partial \hat{U}_{SD}}{\partial \bar{Z}_{XD}} \cdot \hat{U}_E^{-1} \cdot \bar{Z}_{XA} \right) (-)$
0	$K^{-2} \cdot \bar{Z}_{XA}$	1	0.5
0	$0.5 \cdot K^{-2} \cdot \bar{Z}_{XA}$	1	0.33
0	$2 \cdot K^{-2} \cdot \bar{Z}_{XA}$	1	0.67
0	∞	1	1
$ \bar{Z}_{XA} $	$K^{-2} \cdot \bar{Z}_{XA}$	1	(0.25...0.35)
$ \bar{Z}_{XA} $	∞	1	(0.5...0.71)

tabulka 2: Relativní sensitivita rozdílového napětí na rozdílové impedanci

Velikosti relativní sensitivity uvedené v tabulce zásadně určují velikost relativní chyby fázoru rozdílového napětí, neboť jednoznačně definují velikost amplitudy fázoru. Ta se prakticky může pohybovat i v řádech (10^{-6} V), tedy v úrovních hluboko pod nejmenším rozsahem fázových detektorů. Absolutní chyba je tak pevně dána typem fázového detektoru a konstrukcí celého defektoskopického zařízení a obvykle ji již není možné dále snížit volbou menšího rozsahu apod. Jediný způsob jak snížit relativní chybu $\delta(\hat{U}_{SD})$ je zajisti maximální amplitudu rozdílového napětí, přesněji jeho užitečných složek, tedy složek vyvolaných vadou. Pokud bude amplituda $\hat{U}_{SD}$ dosahovat vysokých úrovní díky nesymetrické konstrukci sondy nebo její nesouhlasné orientaci samozřejmě nijak nepomůže. Maximalizace amplitudy lze dosáhnout následujícími kroky.

V první řadě je použito maximální úrovně buzení, kterou sonda dovoluje. V druhé řadě lze maximalizovat relativní sensitivitu. To je ovšem možné provést pouze v omezené míře zvyšováním impedance zátěže. Vnitřní odpor buzení zde nehraje žádnou roli na rozdíl od vlivu chyb měření aditivní impedance či absolutní reflexní sondy. Zařazením vnitřního odporu buzení se sice snížila sensitivita, nicméně nepřímo úměrně tomu je možné zvýšit úroveň buzení.

4.2.2.9.5 Shrnutí

Tabulka 2 poskytuje dvě zjištění. Triviální je zjištění, že změna impedance zátěže má shodný důsledek na úroveň rozdílového napětí jako změna impedance v obyčejném odporovém děliči. Nicméně je třeba doplnit, že této triviální závislosti jsme dosáhli pouze zanedbáním vlivu magnetického pole vytvářeného snímacím vinutím. Ve skutečnosti je význam impedance zátěže velmi komplikovaný a nelze jej zcela přesně popsat analyticky, zdaleka se nejedná pouze o limitu $\hat{U}_{SD} \rightarrow 0$ či $\bar{Z}_{XD} \rightarrow 0$. Poněkud detailněji je tento problém zmíněn v dalším textu v kapitole **diferenční reflexní sonda typu U**. V praktickém důsledku je díky minimální provozní úrovni rozdílového napětí exaktní vliv impedance zátěže velmi podobný zjednodušenému, zde popsanému.

Důležité zjištění je, že impedance zdroje buzení nemá žádný vliv na velikost fázoru rozdílového napětí. Tedy za předpokladu, že vždy nepřímo úměrně navýšíme intenzitu buzení, a že nedochází k výrazné změně vzdálenosti sondy od vzorku, tj. změně aditivní impedance. Samozřejmě předpokládáme, že impedance buzení bude buď čistě ohmického nebo induktivního charakteru. V žádném případě ne kapacitního charakteru, tedy naladěna do rezonance.

Poznatky z tabulky 1 jsou významné jednak při zde doporučené transformaci rozdílového napětí na rozdílovou impedanci, tak i při konvenční analýze rozdílového napětí bez jakékoli další interpretace. V případě transformace jsou výsledky tabulky určující pro hodnotu celkové relativní chyby rozdílové impedance tak, jak je uvedeno v textu. Nicméně pro konvenční analýzu je třeba výsledky chápat jako míru závislosti sondy na případné změně aditivní impedance, tedy vzdálenosti mezi sondou a vzorkem. Čím nižší je hodnota $d_{z_{\chi}}$, tím nižší je míra závislosti sondy na vzdálenosti a při dostatečně nízké hodnotě pak transformace není nutná. Zřejmé tedy je, že se stoupající velikostí impedance zdroje buzení a/nebo impedance zátěže klesá závislost rozdílové impedance na aditivní impedanci. Z hlediska interpretovatelnosti rozdílového signálu je tedy vhodné volit tyto impedance co možná největší.

Celkový a nejdůležitější závěr je, že na rozdíl od absolutní reflexní sondy nemá u diferenční reflexní sondy impedance buzení téměř žádný vliv na velikost snímaného signálu, avšak při použití transformace na rozdílovou impedanci má vliv na míru závislosti na některé veličině měřené na budicím vinutí. Pokud tomu nebrání nějaké konstrukční důvody, je vhodné volit co nejvyšší impedanci zdroje buzení v případě, že se rozhodneme pro impedanční interpretaci rozdílového signálu. Vysokou impedanci buzení sice teoreticky zvyšujeme míru vlivu hystereze, prakticky však rozdíl mezi nulovým a vysokým vnitřním odporem buzení z hlediska hystereze nelze ani vysledovat.

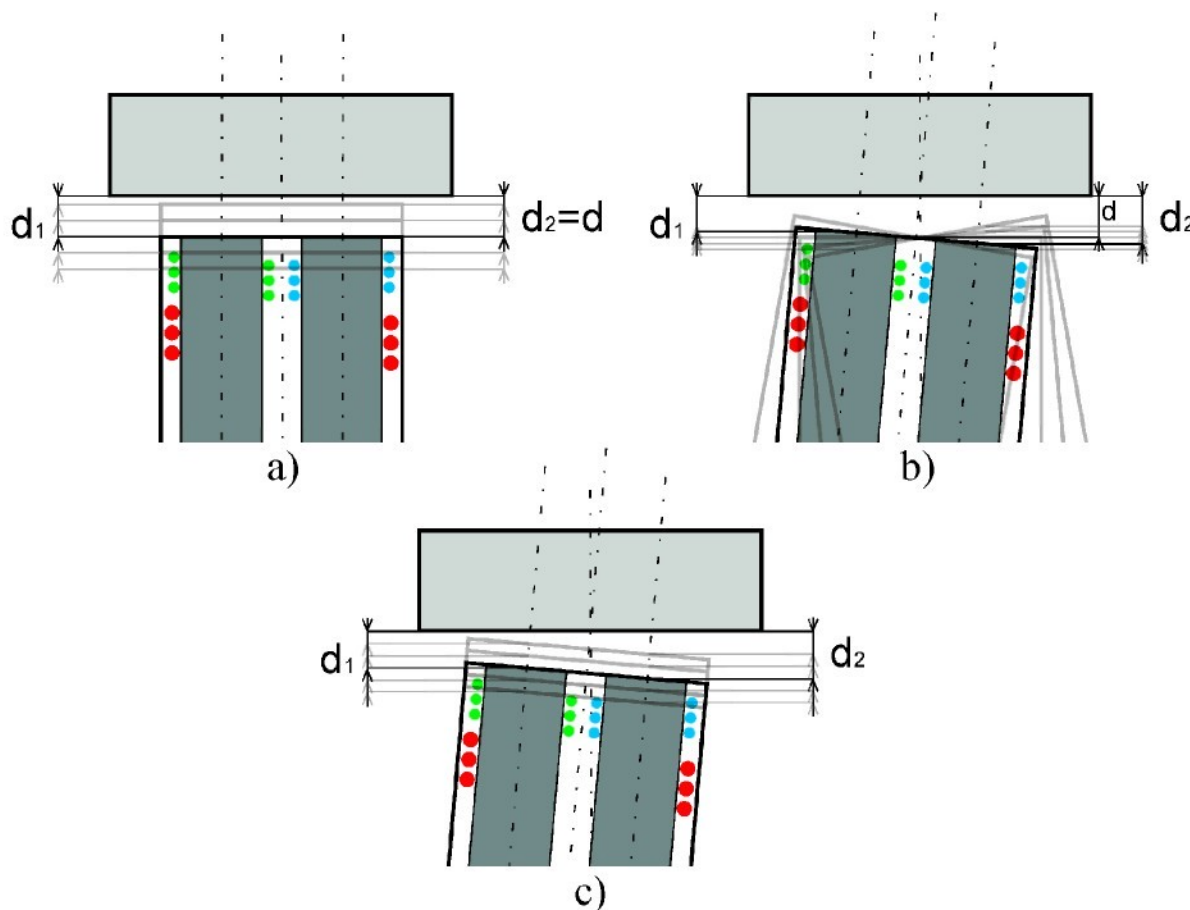
Výsledky uvedené v tabulkách nelze v žádném případě použít ke stanovení skutečné chyby měření tak, jak je obvyklé, jelikož jde o vyjádření na základě nezávislé veličiny $\bar{Z}_{\chi 4}$, která není přímo ani nepřímo měřitelná.

5 Souhlasná a nesouhlasná vzdálenost

Doposud byla zkoumána pouze transformace na rozdílovou impedanci, jejíž původ, resp. původ její nenulové velikosti, je důsledkem lokální vady, např. trhliny. Změna rozdílové impedance však nastává i důsledkem jiných příčin, především vzájemným pohybem mezi sondou a vzorkem. Zde budeme uvažovat pohyb ve dvou osách, ve kterých je vliv na rozdílovou impedanci největší, tj. souhlasná změna vzdálenosti, axiální pohyb, a nesouhlasná změna vzdálenosti, radiální pohyb. Souhlasná změna vzdálenosti či souhlasná vzdálenost patrně nejlépe koresponduje s pojmem „lift-off“ resp. „lift-off“. Nesouhlasná změna vzdálenosti či nesouhlasná vzdálenost pak s pojmem „probe-wobble“. Protože pojmy „lift-off“ a „probe-wobble“ nejsou exaktně definovány, není zcela přesně zřejmý pohyb, který musí být vykonáván, aby se jednalo čistě o „lift-off“ nebo „probe-wobble“, zavedli a definovali jsme tyto.

Při aplikaci na jiný než rovinný tvar povrchu testovaného vzorku může být nesouhlasná změna vzdálenosti vyvolána rovněž axiálním pohybem.

Většina následujících tvrzení je aplikovatelná nejen na diferenční reflexní provedení sondy ECT, ale rovněž na čistě diferenční provedení.



Obrázek 5.1: Relativní pohyb sondy ECT vůči vzorku.

a) Souhlasná změna vzdálenosti, b) nesouhlasná změna vzdálenosti (dynamická nesouhlasná orientace), c) souhlasná změna vzdálenosti nesouhlasně orientované sondy.

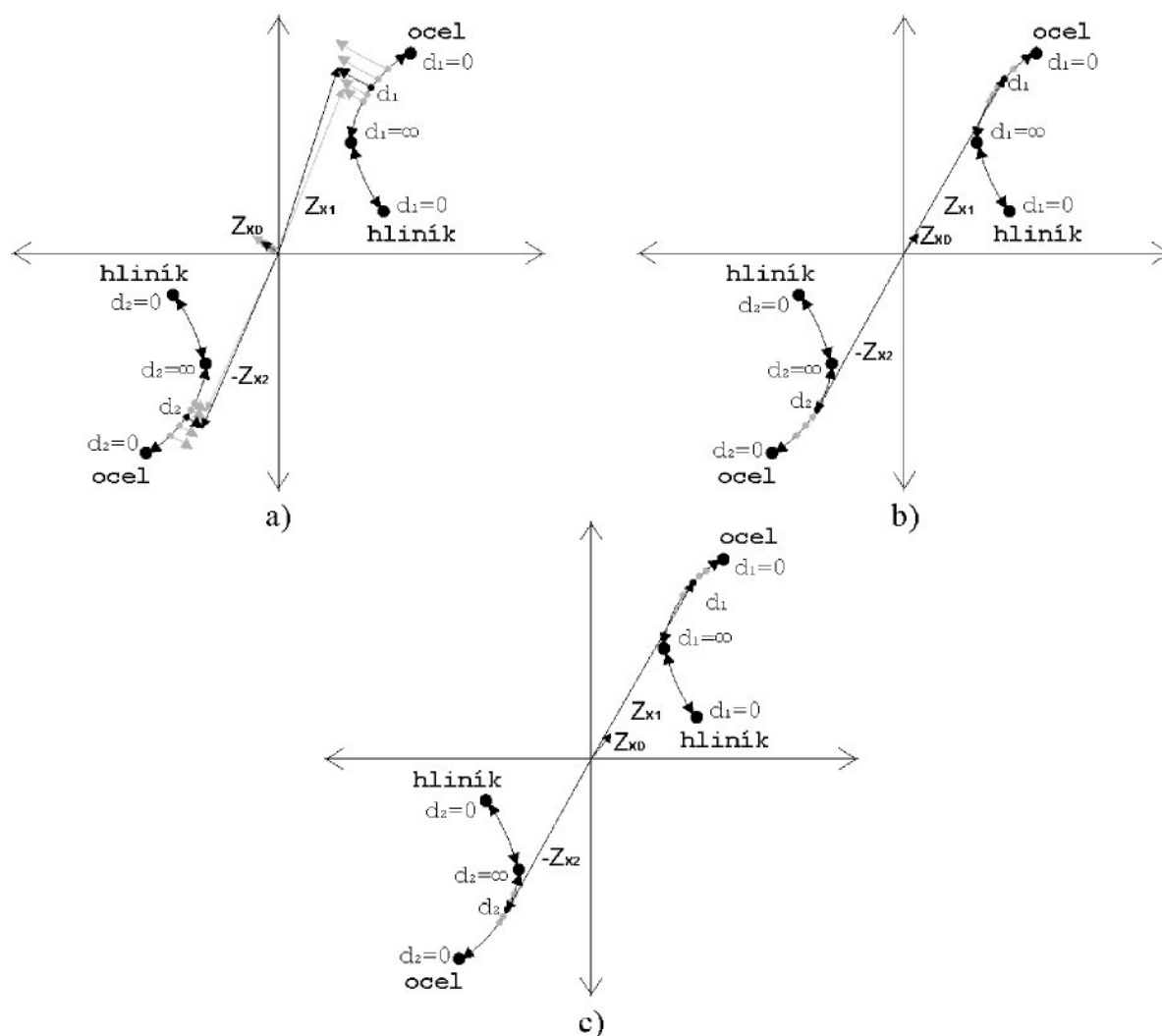
5.1 Souhlasná vzdálenost

Souhlasná změna vzdálenosti podle obrázku 5.1a z principu způsobí změnu aditivní impedance stejně jako u absolutní ECT. Rozdílová impedance v ideálním případě bez přítomnosti vady dotčena nebude. Bude-li ovšem vada přítomna, nenulová veličina $\bar{Z}_{XD}$ se bude měnit se změnou vzdálenosti, protože se bude měnit hustota vířivých proudů v místě vady. Tento efekt bude označován jako změna citlivosti.

Obecně není zřejmé, zda se při vzájemné změně polohy podle obrázku 5.1b bude měnit $\bar{Z}_{XA}$ a v jaké míře. V každém případě souhlasná vzdálenost d je jednoznačně určena při souhlasné orientaci sondy, obr. 5.1a. Při nesouhlasné orientaci je vzdálenost d obecně na všech obrázcích označena jako vzdálenost mezi středem čela sondy a vzorkem ve směru kolmém na povrch vzorku. Ve skutečnosti tomu tak být nemusí.

V následujícím textu je zmiňována relace mezi souhlasnou vzdáleností d a modulem aditivní impedance, která je představována empiricky získaným průběhem, závislostí $|\bar{Z}_{XA}|$ na d při dokonale souhlasné orientaci sondy. Při nesouhlasné orientaci, kdy není zřejmé jakým způsobem vzdálenost d měřit geometricky, je její velikost určována z inverze této závislosti. Za souhlasnou vzdálenost d nesouhlasně orientované sondy od vzorku je tedy považována vzdálenost d ekvivalentní souhlasně orientované sondy se shodnou velikostí $|\bar{Z}_{XA}|$. Za čisté nesouhlasnou změnu vzdálenosti je tak považována taková změna vzájemné polohy, kdy dojde ke změně vzdálenosti středu jednoho nebo obou dílčích vinutí od povrchu vzorku, při zachování nezměněné velikosti d resp. $|\bar{Z}_{XA}|$.

Při čisté nesouhlasné změně se mění rozdílová impedance dle tečen trajektorií přiblížení/oddálení dílčích impedancí viz. obr. 5.2. Efekt na $\bar{Z}_{XD}$ je tak podobný jako efekt vady s nulovým fázovým zpožděním neboli povrchové vady, což je velmi nežádoucí, neboť nesouhlasná změna tak může být za vadu velmi snadno zaměněna.



Obrázek 5.2: Důsledek relativního pohybu sondy ECT vůči vzorku na trajektoriích přiblížení/oddálení.

a) Souhlasná změna vzdálenosti, b) nesouhlasná změna vzdálenosti, c) souhlasná změna vzdálenosti nesouhlasně orientované sondy

Otázka sama pro sebe je kombinace obou pohybů, kdy je výsledný účinek dán vzájemným součinem jednotlivých účinků. Nejlépe je to zřejmé na příkladu stabilně nesouhlasně orientované sondy s měnící se souhlasnou vzdáleností d na obrázku 5.1c. Výchylka $\bar{Z}_{xD}$ vyvolaná nesouhlasností na obrázku 5.2b, resp. trvale nesymetrickým postavením pracovních bodů označených d_1 , d_2 na trajektoriích, je ovlivňována měnící se citlivostí sondy podobně, jako je ovlivňována výchylka vyvolaná vadou. To je jeden z možných způsobů interpretace. Druhý způsob vychází čistě z dynamických posuvů těchto pracovních bodů po trajektoriích přiblížení/oddálení na obr. 5.2c. I tento efekt lze očekávat za snadno zaměnitelný s povrchovou vadou.

Případná nesymetrická konstrukce sondy, která se v určité míře vyskytuje u každého reálného exempláře, může způsobovat stejný efekt. Nesymetrická sonda ECT vykazuje nesymetrické trajektorie přiblížení a tím obvykle i nenulové rozdílové napětí v poloze oddálené od vzorku i v poloze přiblížené ke vzorku v souhlasné orientaci. To samo o sobě nepředstavuje velký problém, protože rozdílové napětí vyvolané nesymetrií v oddálené poloze lze eliminovat opačně působícím

vyvažovacím napětím $\hat{U}_B$ a sondu v přibližné poloze následně ustavit do souhlasné orientace nikoli mechanickým měřením vzdálenosti, ale sledováním rozdílového napětí až na jeho minimální úroveň. Následně pak opětovně upravit amplitudu a fázi proti působícího vyvažovacího fázoru $\hat{U}_B$ tak, abychom dosáhli nulové úrovně rozdílového napětí. To je nejlepší možný způsob potlačení nesymetrie. I tak ale není nesymetrie potlačena zcela. Při vzájemném čistě souhlasném pohybu se sonda může chovat podobně jako nesouhlasně orientovaná.

5.2 Nesouhlasná vzdálenost

Podobně, jako byla definována souhlasná vzdálenost a čistě nesouhlasná změna vzdálenosti, je třeba definovat čistě souhlasnou změnu a nesouhlasnou vzdálenost, resp. míru nesouhlasnosti. Čistě souhlasná změna vzdálenosti je taková změna vzájemné polohy, při níž se mění vzdálenost d při zachování konstantní míry nesouhlasnosti. Míra nesouhlasnosti je dána rozdílem dílčích vzdáleností $d_1 - d_2$. Ty jsou sice ve všech obrázcích obecně značeny jako vzdálenosti středů dílčích vinutí od povrchu vzorku ve směru kolmém na povrch, nicméně podobně jako souhlasná vzdálenost jsou i tyto dílčí vzdálenosti definovány jinak. Při čistě souhlasné orientaci jsou všechny tři zmíněné veličiny identické a geometricky jednoznačně určitelné. Jejich variací vytvořené trajektorie přiblížení/oddálení jejichž každý bod odpovídá určité vzdálenosti, mohou opět sloužit opačným způsobem k určení dílčích vzdáleností. Za dílčí vzdálenost je tedy považována taková vzdálenost, která odpovídá bodu této trajektorie, jemuž je aktuální dílčí impedance nejbližší. Není zaručeno, že impedance budou „putovat“ po naprosto stejných trajektorích při souhlasné i nesouhlasné orientaci sondy. Jelikož ale prakticky lze počítat pouze s velmi malou provozní nesouhlasností, trajektorie se budou i v tom nejhorším případě lišit pouze minimálně. Fakt, že se nepředpokládá velká provozní nesouhlasnost, tak zajišťuje i to, že vzdálenosti určené z trajektorií budou velmi blízké vzdálenostem určeným geometricky například právě způsobem naznačeným na obrázku. Zavedení metody stanovení vzdálenosti z impedančních trajektorií má tak ještě jeden důležitější význam vtom, že vytváří jednoduchou analogii mezi ECT konstruovanou pro testování rovinných povrchů a ECT konstruovanou pro vzorky s jiným tvarem povrchu.

Pozn. Jelikož čistě nesouhlasná změna byla definována jako taková změna polohy, při níž dochází výhradně ke změně rozdílové impedance, nabízí se otázka, proč čistě souhlasná změna nebyla definována analogicky tak, aby důsledkem ní nastávala výhradní změna aditivní impedance. Takto definovat by ji bylo možné a jistě i jednodušší. Nestalo se tak z následujícího důvodu. Další kapitoly se zabývají jednak problémem změny citlivosti sondy v důsledku změny vzdálenosti a její kompenzací a stejně tak kompenzací vlivu nesouhlasné změny vzdálenosti.

Při experimentech se ukázalo jednak, že chápání veličiny souhlasné vzdálenosti způsobem zde definovaným, tj. výhradně na základě relace mezi d a aditivní impedancí a nikoli na základě nějakého geometrického předpisu, je nejvýhodnější ze dvou důvodů. Zaprvé to umožňuje velice snadný způsob měření vzdálenosti samotné a zadruhé mezi touto veličinou vzdálenosti d a citlivostí existuje relace minimálně závislá na jiných parametrech. Celkově se tím tak kompenzace změny citlivosti usnadňuje.

Možnost statické kompenzace vlivu čistě nesouhlasné změny vzdálenosti se ukázala jako značně omezená díky velké absolutní chybě měření $\bar{Z}_{XA}$. Právě z tohoto důvodu se ukázalo jako vhodné definovat čistě souhlasnou změnu způsobem, při kterém dochází jak ke změně $\bar{Z}_{XA}$, tak i $\bar{Z}_{XD}$. Na rozdíl od čistě nesouhlasné změny se statická kompenzace vlivu čistě souhlasné změny dá provádět velmi dobře. Vlivem je miněna právě měnící se citlivost. Její kompenzací se tak zvyšuje přesnost kvalifikace a kvantifikace vady, ale zároveň potlačuje změna $\bar{Z}_{XD}$, tak jak je uvedeno dále, která

rovněž nastává důsledkem čisté souhlasné změny a kterou lze chápat jako důsledek měnící se citlivosti.

Definice veličin souhlasná a nesouhlasná vzdálenost a pojmů z nich odvozených je tak založena výhradně na rozdělení jejich důsledků podle principu a možnosti jejich potlačování a nikoli na rozdělení podle veličin, které jsou jejich důsledky výhradně ovlivňovány. Výsledkem tedy je, že při současném výskytu obou, je třeba jejich vliv na $\bar{Z}_{XD}$ chápat jako rozdělný na dvě separátní složky, z nichž jednu složku bude možné staticky potlačovat lépe a druhou hůře. Pokud by bylo použito jiných definic veličin souhlasné a nesouhlasné vzdálenosti, na principu a kvalitě kompenzace jejich změn by se samozřejmě nic nezměnilo, jen by se značně zkomplikoval popis těchto principů v následujícím textu.

Změna souhlasné vzdálenosti je českou literaturou označována jako „přiblížení“ či „oddálení“, anglickou jako „lift-off“.

5.3 Podmínky rozlišitelnosti vady

V aplikaci se zaručenou stabilní souhlasnou orientací a konstrukční symetrií nebo stabilní nesouhlasnou orientací s možnou konstrukční nesymetrií, ovšem bez výskytu dynamického souhlasného pohybu, je vada rozlišitelná vždy za předpokladu, že v uvedených osách je stabilita zaručena do takové míry, aby případné účinky pohybů v těchto osách na rozdílovou impedanci nevyvolaly modul impedance větší, než je modul účinku vady o velikosti na hranici požadované rozlišovací schopnosti.

Pokud není zaručena taková stabilita a relativní pohyby lze očekávat, je možné statické rozlišení pouze podpovrchových vad. Účinky povrchových vad budou zaměněny za kombinaci souhlasného a nesouhlasného pohybu díky směrníci dílčího účinku na $\bar{Z}_{X1}$ a $\bar{Z}_{X2}$ odpovídajícím tečnému směru trajektorie přiblížení v pracovním bodě nebo naopak.

Povrchové vady mohou být za takových podmínek od relativního pohybu rozlišeny pouze dynamicky. Aplikace musí ovšem zaručovat nějaká rozlišovací pravidla. Asi nejjednodušším příkladem takového pravidla jsou rozdílná frekvenční pásma účinků pohybu a vady. Běžné jsou proto potlačovány nízké frekvence, jelikož v tomto pásmu se největší měrou nacházejí účinky vzájemného pohybu mezi sondou a vzorkem.

6 Potlačení vlivu přiblížení

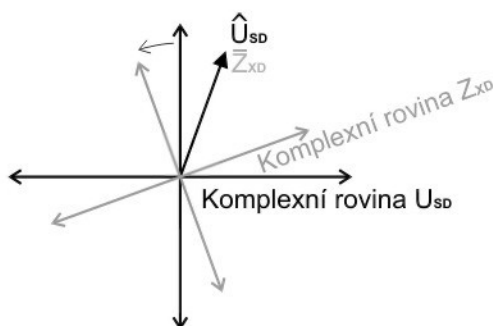
Defektoskopie analýzou impedance resp. rozdílové impedance na reflexních provedeních ECT přepočtem napětí ze snímacího vinutí na impedanci pomocí transformačních funkcí se může na první pohled zdát jako značně komplikovanější v porovnání s přímou analýzou rozdílového napětí. Může se tedy nabízet i otázka, zda je za takovou cenu vůbec přínosná. Jednak v případě některých transformačních funkcí pro absolutní reflexní ECT, ale především v případě diferenční reflexní ECT, kdy je právě kvůli transformaci zavedeno navíc měření další veličiny. V následujícím textu bude stručně předvedeno, že ve skutečnosti transformace na impedanci velký problém nepředstavuje, a že ani její implementace, např. do defektoskopického přístroje nebo konkrétní aplikace, nemusí být náročná.

Za určitých podmínek se právě analýza rozdílové impedance na diferenční reflexní ECT může stát dokonce jednodušší variantou než impedance absolutní reflexní ECT díky zjednodušení transformační funkce omezením platnosti na malé rozdílové napětí. Implementace plnohodnotné transformace platné v celém rozsahu samozřejmě komplikaci představuje právě kvůli obtížnosti hledání konstantních parametrů transformační funkce, které již bylo zmíněno, a které bylo i důvodem hledání jejího možného zjednodušení.

Zjednodušenou transformační funkci (4.32) lze interpretovat jako

$$\bar{Z}_{XD}(t) = f_i(\bar{Z}_{XA}(t)) \cdot \hat{U}_{SD}(t),$$

tedy jako součin rozdílového napětí s obecnou komplexní funkcí aditivní impedance. Protože taková změna aditivní impedance, která je schopna znatelným způsobem ovlivnit funkční závislost mezi rozdílovým napětím a rozdílovou impedancí, může za běžných podmínek nastat pouze při změně vzdálenosti mezi sondou a vzorkem, v aplikaci s konstantní vzdáleností mezi sondou a vzorkem tak transformace na impedanci nepředstavuje nic jiného než pouhé statické natočení komplexní roviny a změnu jejího měřítka. Pokud by v takové aplikaci byla konstantní vzdálenost garantována s vysokou přesností i např. po výměně sondy a jednotlivé sondy měly zaručené zcela shodné vlastnosti, měření aditivní impedance by tak odpadlo zcela. Analýzu rozdílové impedance by tak bylo možné provádět přímo ze zobrazení rozdílového napětí, jehož fázorovou rovinu by bylo třeba si představit pootočenou a se změněným měřítkem.



Obrázek 6.1: Zjednodušená transformace rozdílového napětí na rozdílovou impedanci

V aplikaci, kde lze předpokládat možnou dynamickou změnu vzdálenosti, zjednodušená transformace znamená dynamické natáčení komplexní roviny a dynamickou změnu měřítka při každé změně vzdálenosti resp. aditivní impedance tak, že každá hodnota, kterou veličina aditivní impedance nabude, odpovídá určitému úhlu natočení a určitému měřítku. Tato relace je definována funkcí f_i , která

vychází buď ze zjednodušeného analytického vyjádření (4.32), bylo by ji ale také jistě možné určit empiricky, čímž by odpadla potřeba zjišťování parametrů funkce.

Předchozí odstavec tak zároveň představuje shrnutí hlavních výhod zjednodušené transformace oproti plnohodnotné, které hrají největší roli právě při implementaci. Plnohodnotná transformace vyžaduje neustálý aritmetický přepočet rozdílového napětí na impedanci, nikoli jen pouhé natočení komplexní roviny a jedinou praktickou možností jejího určení je nalezení parametrů funkce. Empirické určení zde příliš nepřichází v úvahu, protože transformační funkci nelze vyjádřit formou $f(\bar{Z}_{XA}(t)) \cdot \hat{U}_{SD}(t)$, ale pouze $f(\bar{Z}_{XA}, \hat{U}_{SD})$. Empirická metoda by tedy v podstatě vyžadovala nalezení komplexní funkce dvou nezávislých komplexních proměnných, tedy dvě reálné funkce čtyřech proměnných zvlášť pro každý jednotlivý kus sondy a každé individuální podmínky dané aplikace.

Při dynamicky proměnné vzdálenosti představuje transformace na impedanci navíc i určitou formu kompenzace části vlivu této změny. Ne však úplnou. Jak je jisté i intuitivně zřejmé, změna vzdálenosti má za následek výraznou změnu citlivosti sondy. Se vzrůstající vzdáleností se snižuje hustota vířivých proudů ve vzorku, čímž klesá citlivost a naopak. Změna citlivosti ovšem žádnou formou transformace na impedanci eliminována není, jde o samostatný problém, který se úplně stejně projevuje i u absolutního provedení a úkolem transformace bylo pouze absolutnímu provedení se přiblížit z hlediska interpretovatelnosti snímaného signálu. Případnou kompenzaci vlivu změny citlivosti je potřeba řešit nezávisle.

6.1 Statická kompenzace vlivu dynamické změny souhlasné vzdálenosti, potlačení „lift-off noise“

Jak bylo mnohokrát zmíněno i nakresleno, souhlasná změna vzdálenosti d mezi sondou a vzorkem má za následek změnu aditivní impedance. Její změnu způsobuje rovněž výskyt vady. Jelikož se zde ale omezujeme na aplikaci určenou k detekci tak malých vad, které vyvolají pouze její zanedbatelnou změnu, můžeme prohlásit, že mezi souhlasnou vzdáleností d a aditivní impedancí existuje relace, a to taková, že pro konkrétní exemplář sondy a typ vzorku existuje funkce

$$\bar{Z}_{XA} = f_d(d). \quad (6.1)$$

Jelikož trajektorie přiblížení/oddálení v komplexní rovině sama sebe neprotíná, existuje k ní inverzní funkce

$$d = f_{zd}(\bar{Z}_{XA}) = f_{zd}^{-1}(\bar{Z}_{XA}), \quad (6.2)$$

podle které a na základě znalosti aditivní impedance lze určit aktuální velikost souhlasné vzdálenosti. Patrně lze předpokládat i monotónnost vztahu mezi souhlasnou vzdáleností a modulem aditivní impedance. Žádný z běžně testovaných materiálů či materiálů používaných pro konstrukci sondy nevykazuje zápornou diferenciální permeabilitu, resp. magnetické pole vybuzené během testování nedosahuje takové intenzity, která by do jeho oblasti záporné diferenciální permeability mohla zasáhnout. Využití modulu aditivní impedance či jakékoli jiné reálné veličiny v monotónním vztahu vůči d namísto jeho komplexní hodnoty bude tedy pro praktické použití vhodnější. Relace, o které zde hovoříme, bude pravděpodobně představovat empiricky získaný průběh funkčního vztahu $\bar{Z}_{XA} = f_d(d)$ a určení aktuální souhlasné vzdálenosti tedy dosazení empiricky změřené aktuální hodnoty $\bar{Z}_{XA}$ do jeho inverzní formy $f_{zd}^{-1}(\bar{Z}_{XA})$. Reálná a imaginární složka, modul a fáze, či jakékoli jiné vyjádření se tak samozřejmě nemohou tzv. „trefit“ do bodu odpovídajícího téže vzdálenosti. Než výpočet nejbližšího vyhovujícího bodu tak bude vhodnější pracovat právě s např. $|\bar{Z}_{XA}| = f(d)$. Může

to být ale i jiná veličina, nejlépe taková, která vykazuje největší závislost na d v celém rozsahu, kterého může během měření nabývat. Exaktně řečeno, minimum 1. derivace takové závislosti v tomto rozsahu by mělo být co největší.

Relace mezi souhlasnou vzdáleností a aditivní impedancí je závislá výhradně na konkrétním exempláři sondy a testovaném vzorku. Díky zanedbatelné transformaci zátěže snímacího vinutí na budící vinutí není tato relace velikostí zátěže ovlivněna. Výjimkou může být pouze výrazná nesouhlasnost či nesymetrie sondy nebo extrémně velká vada nacházející se aktuálně pod jedním ze snímacích vinutí.

6.1.1 Změna citlivosti

Pojem změna citlivosti vlivem změny souhlasné vzdálenosti, resp. proces jejího vzniku, lze popsat takto. Předpokládejme ideálně symetrickou sondu se zcela souhlasnou vzdáleností obou vinutí od vzorku. Ta, v případě bezvadného vzorku, nebude produkovat žádný rozdílový signál a naopak, v případě vzorku s vadou v podobě trhliny, bude rozdílový signál, tj. fázor rozdílového napětí resp. rozdílová impedance, produkován výhradně vadou. Pokud se tato vada bude nacházet v pevné poloze vůči ose sondy, tj. nebude probíhat skenování, a dojde k souhlasné změně vzdálenosti d , změní se velikost modulu rozdílové impedance, eventuálně se změní i její fáze. Nicméně z pohledu citlivosti je určující právě modul.

Předpokládejme, že nespecifikovaným zvětšením vzdálenosti d vůči jeho nominální hodnotě dojde ke snížení velikosti modulu $\bar{Z}_{XD}$ na $1/2$. Veškerý rozdílový signál je vyvolán výhradně osamocenou vadou nacházející se v hloubce x pod povrchem vzorku a v poloze y , z vůči ose sondy. Souřadný systém je definován na obr. 10.2. Při stejné změně vzdálenosti, ale s vadou nacházející se v jiné poloze samozřejmě není jisté, že se $\bar{Z}_{XD}$ ani jeho modul změní stejně. Teoreticky tedy pro konkrétní dvojici sonda a typ vzorku a konkrétní předepsanou nominální vzdálenost d_0 existuje funkce $\bar{S}_d = f_{ds}(x, y, z, d)$ definující relativní odchylku aktuální citlivosti vůči citlivosti v nominální vzdálenosti. Dle uvedeného příkladu by $|\bar{S}_d| = 1/2$. Praktická aplikace stanovení odchylky citlivosti na základě těchto veličin je díky omezené možnosti a přesnosti jejich určování mizivá. x na základě fázového zpoždění, z na základě analýzy $\bar{Z}_{X1}$ a $\bar{Z}_{X2}$, y by nebylo možné na základě měřených veličin $\bar{Z}_{XD}$ a $\bar{Z}_{XA}$ určit ani teoreticky. Pokud by se tedy podařilo nalézt způsob dostatečně přesného měření $\bar{Z}_{XA}$ a tím zákonitě $\bar{Z}_{X1}$ a $\bar{Z}_{X2}$, bylo by stanovení odchylky citlivosti aplikovatelné pouze při skenování s podélnou orientací, kdy by poloha v ose y byla z pohledu citlivosti bezvýznamná, neboť při každém průchodu vady nastane okamžik, kdy vada probíhá pod sondou v bodě, ve kterém vyvolá maximální velikost modulu $\bar{Z}_{XD}$ z celého průchodu. V tomto okamžiku obvykle dochází ke stanovení velikosti vady, protože ta vychází právě z maxima rozdílové veličiny. Poloha vady v tomto okamžiku tak může sloužit jako referenční poloha v ose y .

S určitým kompromisem lze stanovení odchylky použít při zanedbání vlivu polohy. Odchylku citlivosti je tak možné zjednodušeně vyjádřit pouze na základě souhlasné vzdálenosti $\bar{S}_d = f_{ds}(d)$. V této formě lze zjištěnou odchylku citlivosti využít nejen jako odchylku citlivosti na vadu, ale rovněž jako odchylku citlivosti na nesouhlasnou velikost vzduchových mezer. Stavem $d_1 \neq d_2$ vyvolaná rozdílová impedance se samozřejmě bude také měnit při změně souhlasné vzdálenosti, jak bylo již zmíněno. Zjednodušeně řečeno, stejně jako výskyt vady v nominální souhlasné vzdálenosti vyvolá určitou rozdílovou impedanci, která se při odchýlení od této vzdálenosti změní dle $\bar{S}_d$, tak i nesouhlasnou orientací vyvolaná rozdílová impedance se nějakým způsobem změní. Na sondách

použitých v této práci bylo ověřeno, že lze tuto změnu popsat rovněž pomocí relace mezi souhlasnou vzdáleností a citlivostí s tím, že tato relace je identická s relací citlivosti na vadu. Tzn., že pokud budeme provádět kompenzaci následujícím způsobem, budeme současně provádět jak kompenzaci změny citlivosti na vadu, tak i kompenzaci vlivu souhlasné dynamické změny nesouhlasně orientované sondy, tedy potlačovat „lift-off noise“. Takový způsob je mnohem jednodušší než případná analýza dílčích impedancí a jejich reflexe na trajektorie přiblížení, kterou by bylo pravděpodobně možné druhý z uvedených efektů kompenzovat rovněž.

6.1.2 Kompenzace změny citlivosti

Jelikož bezrozměrná veličina relativní odchylka citlivosti $\bar{S}_d$ je definována již přímo na veličině rozdílové impedance, lze samotnou kompenzaci provést snadno vyjádřením kompenzované rozdílové veličiny jako součinu inverzní relativní citlivosti s nekompenzovanou rozdílovou impedancí.

$$\bar{Z}_{\text{ADK}} = (\bar{S}_d)^{-1} \cdot \bar{Z}_{\text{XD}} = (f_{ds}(f_{zd}(\bar{Z}_{\text{XA}})))^{-1} \cdot f_t(\bar{Z}_{\text{XA}}(t)) \cdot \hat{U}_{\text{SD}}(t) \quad (6.3)$$

Jak závislost souhlasné vzdálenosti na aditivní impedanci, tak závislost relativní citlivosti na vzdálenosti není na rozdíl od transformace $\hat{U}_{\text{SD}}$ na $\bar{Z}_{\text{XA}}$ možné určit analyticky. Odborník na modelování magnetických polí by pravděpodobně byl schopen problém řešit simulací. I tak by ale jistě musel vycházet z určitých empirických dat. Zde budeme předpokládat, že pro praktickou implementaci budou tyto závislosti získány čistě empiricky. Pokud jde o samotné empirické získání resp. naměření f_{ds} , jako možný způsob lze použít tabelaci vzdálenosti d při použití vzorku s definovanou vadou umístěnou tak, aby se nacházela pod jedním z vinutí. Údaj o vzdálenosti d bude vyčíslen nikoli na základě jeho geometrického měření, nýbrž pomocí aktuální hodnoty $\bar{Z}_{\text{XA}}$ dosazené do předem získané závislosti f_{zd} . Tento postup získání f_{ds} přesně vychází z vlastní definice. Je ovšem poměrně komplikovaný. Během měření závislosti f_{ds} by mělo probíhat skenování, aby bylo možné jednoznačně rozlišit, jaká část rozdílové veličiny je tvořena nesouhlasnou orientací a jaká část skutečně vadou. Během přibližování sondy hrozí, že se bude mírně měnit míra nesouhlasnosti. Z důvodů různé citlivosti v závislosti na poloze vady vůči ose sondy také není zřejmé, že námi změřený průběh citlivosti bude optimální, a že v jiné poloze vady bychom nenaměřili jiný. Proto byl v následující části práce, kapitola 6.4, nalezen alternativní způsob, umožňující získat f_{ds} podstatně snadněji.

Získání f_{ds} , které musí předcházet, by mělo být provedeno při co možná nejpřesnější souhlasné orientaci s přímým geometrickým měřením d .

V ideálním případě bude kompenzovaná veličina na aplikaci s dynamicky se měnící souhlasnou vzdáleností identická s nekompenzovanou v aplikaci se stabilní vzdáleností.

Pozn. Pojem **statická kompenzace vlivu** v nadpisu deklaruje plnou statickou funkčnost uvedené metody. Kompenzační metoda není založena na informacích o dynamických vlastnostech ECT aplikace či systému, např. rychlosti nebo frekvence, v případě periodického pohybu, kterou se souhlasná vzdálenost mění. Kompenzační proces není dynamickým procesem, který by byl popsán, nebo alespoň jeho část, pomocí Laplaceových či Z obrazů. Naopak jde o čistě aritmetický proces. Tzn., že bude plně funkční např. při změně rychlosti skenování povrchu či rychlosti souhlasné změny, případně při jejich úplném zastavení v libovolné poloze. Pojem **dynamická změna vzdálenosti** deklaruje, že postup není určen pouze ke kompenzaci chybného přiblížení oproti nominální vzdálenosti na začátku měření, ale i změnám v jeho průběhu.

6.2 Kompenzace vlivu nesouhlasné orientace

Nesouhlasná orientace, ať již statická nebo dynamická, má za následek dva nežádoucí efekty. Jedním z nich je různá citlivost, která bude nižší pod vzdálenějším vinutím a naopak. Tento efekt zde nebudeme rozebírat, protože jeho kompenzace by připadala v úvahu jediné při natolik přesném měření $\bar{Z}_{XA}$, že by bylo možné odhadnout polohu vady v ose z, a protože pro aplikaci ložiskových kuliček, a pravděpodobně i pro většinu aplikací, kde je třeba s případnou nesouhlasnou orientací počítat, není kompenzace různé citlivosti resp. měnící se citlivosti důsledkem statické resp. dynamické nesouhlasné orientace významná z hlediska kompenzace velikosti složky rozdílové veličiny vyvolané vadou, ale především z hlediska potlačení složek vyvolaných právě nesouhlasností samotnou. Zjednodušeně řečeno, pokud dojde k výskytu vady v okamžiku, kdy v důsledku ustavení vzájemné polohy, ať již statické nebo dynamické, bude citlivost v daném místě nižší např. o 5% proti nominální hodnotě, bude důsledkem toho vada kvantifikovaná jako o 5% menší, než by byla kvantifikována nominální citlivostí. To nepředstavuje velký problém, protože defektoskopie vířivými proudy sama osobě mnohdy ani takové přesnosti nedosahuje. Důležité je, zda je vada rozlišena, či nikoli. Což až na výjimku, kdy by se její velikost nacházela právě na hranici rozlišovací schopnosti, ovlivněno není. Naopak ale nesouhlasná orientace, která by způsobila 5% změnu citlivosti, může vyvolat rozdílovou impedanci o velikosti i řádově překračující velikost vyvolanou běžnou vadou, a tak může být falešně považována za vadu. Toto pochopitelně již velký problém představuje.

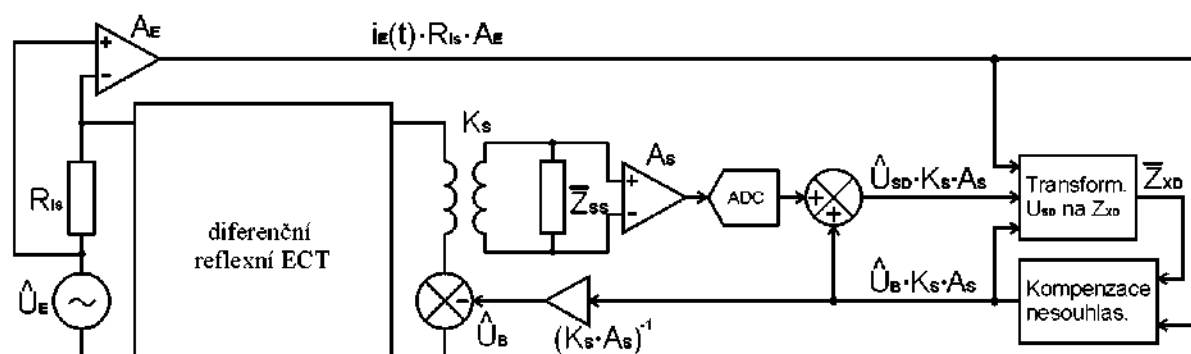
Rozdílná citlivost nesouhlasnou orientací může být samozřejmě mnohem větší a problém představovat. Pak ale i míra nesouhlasnosti dosahuje geometricky takových hodnot a tím i velikost vyvolané složky rozdílové veličiny, že defektoskopie se stává nefunkční. Mohou se projevit nežádoucí vlastnosti sondy, která není na provoz v takové poloze konstruována, ale především se sonda stane vysoce citlivou na sebemenší souhlasnou změnu vzdálenosti, a to vždy. I v aplikaci, kde není běžně souhlasná změna na aditivní ani rozdílové veličině pozorována, se tak její vliv na rozdílovou veličinu může stát markantní. Zjednodušeně řečeno, souhlasná změna, která byla při souhlasné orientaci zanedbatelná, protože způsobovala pouze zanedbatelně malou změnu citlivosti a tou tak pouze zanedbatelnou relativní změnu složek rozdílové veličiny, se při výrazně nesouhlasné orientaci stává nezanedbatelnou. Nadále způsobuje pouze malou relativní změnu složek rozdílové veličiny, z nichž nesouhlasná složka je ale řádově větší, tudíž i její absolutní změna. V aplikaci, ve které je souhlasná změna kompenzována, se tato kompenzace ze stejného důvodu stává velmi nekvalitní. Proto se tedy nemá smysl kompenzací efektu různé citlivosti zabývat, jde o podružný problém, možnost jeho řešení je velmi omezená a vynechání jeho kompenzace zapříčiní pouze jisté snížení přesnosti ve kvantifikaci a kvalifikaci vady. Ostatní negativní důsledky nesouhlasné orientace lze řešit jinou formou než pohledem citlivosti, která je mnohem efektivnější.

Naproti tomu kompenzace citlivosti důsledkem souhlasné změny smysl má nejenom pro případnou kombinaci s nesouhlasnou orientací, ale i čistě jako eliminace chyby kvantifikace a kvalifikace vady. Ačkoli aplikace nebo systém, který by pohybem způsoboval tak výraznou odchylku citlivosti, že by kompenzace byla z tohoto důvodu nutná, nebyl zřejmě mechanicky příliš kvalitní, např. odchylka větší než 50%, byl by funkční. Nehledě na to, že vysoká odchylka nemusí vznikat vysloveně dynamicky, může jít o nahodilou statickou odchylku od nominální vzdálenosti při opakovaném přiblížení sondy.

Ještě je třeba doplnit, že ačkoli stanovení spojitě polohy vady v ose z není zatím technicky možné, diskrétně stanovit pod kterým ze dvojice vinutí se vada nachází možné je.

Druhým nežádoucím efektem je tedy právě vyvolaná vysoká úroveň rozdílové veličiny okamžitým nesymetrickým postavením pracovních bodů na trajektoriích přiblížení/oddálení. Je třeba si uvědomit, že i na první pohled malá nesouhlasnost, $|d_1 - d_2| < 0.1 \cdot d$, vyvolá o několik řádů větší rozdílovou veličinu než vada na hranici rozlišovací schopnosti. Efekt s sebou nese trojici negativních důsledků. Zaprvé je to již zmíněná zaměnitelnost za povrchovou vadu, mění li se nesouhlasnost dynamicky v čase. Stejně tak již bylo zmíněno, že její odstranění je možné pouze dynamickými procesy na rozdíl od pohybu souhlasného. Zadruhé, vysoká úroveň $\hat{U}_{SD}$ snižuje užitečný dynamický rozsah vlastního měření. Napětový rozsah prvku, který bezprostředně realizuje měření, zesílení či převod analogové úrovně na číslicovou, musí být konfigurován na větší rozsah, čímž se zákonitě zvyšuje absolutní chyba měření. Zatřetí, vysoká úroveň $\hat{U}_{SD}$ znamená vysoký proud do zátěže snímacího vinutí, obvykle transformátoru⁴ a tím znehodnocení transformace⁴ $\hat{U}_{SD}$ na $\bar{Z}_{XD}$, která je podmíněna minimálním zatěžovacím proudem. Nesouhlasnost bez adekvátní kompenzace znemožňuje zjednodušenou transformaci $\hat{U}_{SD}$ na $\bar{Z}_{XD}$.

Princip kompenzace druhého a třetího uvedeného negativního důsledku je společný a vychází z principu kompenzace konstrukční nesymetrie, tj. generováním proti-fázového napětí $\hat{U}_B$. Na rozdíl od kompenzace čisté nesymetrie se fázor $\hat{U}_B$ musí měnit v čase v závislosti na nesouhlasnosti. Pokud by se dařilo $\hat{U}_B$ generovat tak, aby jeho fázor v každém okamžiku přesně odpovídal složce rozdílového napětí vyvolané výhradně okamžitou nesouhlasností, byl by problém zcela vyřešen, resp. by byly odstraněny všechny tři negativní důsledky vč. prvního. To ale až na výjimky nebude možné. Bylo by to možné v případě stabilní nesouhlasnosti bez výskytu souhlasného pohybu a pravděpodobně při velmi pomalém pohybu. Pro ostatní případy je fázor $\hat{U}_B$ následovně zpětně přičten již k číslicově interpretovanému signálu. Kromě zvýšení dynamického rozsahu snížením špičkových úrovní signálu a tím tak možnosti použití vyššího zesílení a snížení zatěžovacího proudu snímacím vinutím tak teoreticky princip na následujícím obrázku žádným dalším způsobem neovlivňuje funkci ECT z pohledu transformace U na Z a dalšího zpracování.



Obrázek 6.2: Kompenzace nesouhlasnosti

⁴ Společný výskyt pojmů transformátor a transformace U na Z je zde čistě náhodná, transformátor nemá žádný význam při přepočtu U na Z

Teoreticky je i možné a vhodné kompenzační fázor $\hat{U}_B$ rozdělit na složku odpovídající nesymetrii a statické nesouhlasnosti a složku odpovídající dynamické nesouhlasnosti. První statická složka může představovat např. střední hodnotu z typického časového průběhu fázoru. Od napětí $\hat{U}_{SD}$ odečítat obě složky, ale k jeho číslkové interpretaci následně přičítat pouze druhou dynamickou složku. Tato drobná změna není na obrázku zakomponována.

Algoritmus generující fázor kompenzačního napětí závisí výhradně na konkrétní aplikaci. Jen těžko ho lze definovat obecně. Jistě není ani podmínkou, aby jeho vstupními veličinami byly právě rozdílová a aditivní impedance, na obrázku nahrazena úbytkem na sériovém odporu, z něhož ji lze určit elementárně. Pokud se na samotnou kompenzaci na obrázku 6.2 budeme dívat výhradně z pohledu blokové algebry, může být teoreticky algoritmus a tedy i průběh generovaného kompenzačního fázoru téměř libovolný. Algebraicky bude výsledný účinek nulový, dynamický rozsah a přesnost transformace U na Z by se ovšem snížily proti nekompensovanému stavu. Nehledě na to, že prakticky vzájemný účinek odečtení a přičtení kompenzačního fázoru naprosto nulový nebude. Zatímco přičtení v číslkové oblasti proběhne exaktně, analogové odečtení s chybou. Uplatní se chyba generování časového harmonického průběhu kompenzace, statické charakteristiky zesilovačů a AD převodníku, hystereze transformátoru atd., tj. především nelinearita ve statických charakteristikách obvodových prvků, minimálně šum. Podle těchto poznatků jistě obecné požadavky na algoritmus stanovit lze.

Rozdílová impedance je u nesouhlasně orientované sondy tvořena ze dvou složek odpovídajících projevu vady a projevu relativního pohybu, přičemž se obecně předpokládá, že velikost druhé složky může řádově překračovat velikost první.

$$\bar{Z}_{XD}(t) = \bar{Z}_{XD_def}(t) + \bar{Z}_{XD_motion}(t) \quad (6.4)$$

Protože rozdílová impedance je transformována z rozdílového napětí, předpokládá se, že rovněž rozdílové napětí lze separovat na složky

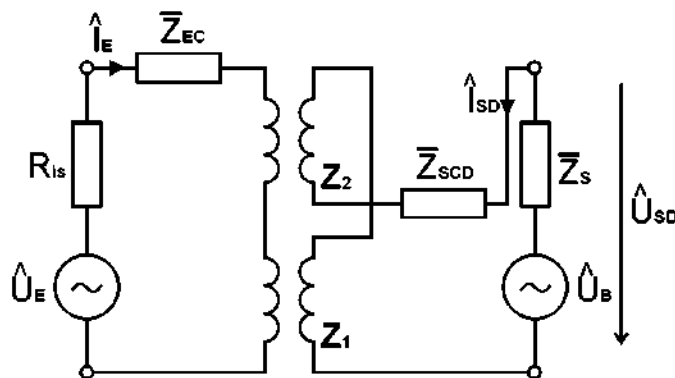
$$\hat{U}_{SD}(t) = \hat{U}_{SD_def}(t) + \hat{U}_{SD_motion}(t) \quad (6.5)$$

Jelikož vyjma varianty bez zátěže snímacího vinutí neplatí, že

$$\bar{Z}_{XD_def} + \bar{Z}_{XD_motion} = f_{uz}(\hat{U}_{SD_def} + \hat{U}_{SD_motion}), \quad \bar{Z}_{XD_def} = f_{uz}(\hat{U}_{SD_def}), \quad \bar{Z}_{XD_motion} = f_{uz}(\hat{U}_{SD_motion}),$$

kde f_{uz} je transformační funkce rozdílového napětí na rozdílovou impedanci, prakticky tedy nebude možné složky rozdílového napětí separovat zcela přesně, ale předpokládá se, že alespoň přibližně.

Algoritmus kompenzace nesouhlasnosti by měl svým kompenzačním fázorem co nejlépe kopírovat průběh fázoru $\hat{U}_{SD_motion}$, optimálně $\hat{U}_B(t) = -\hat{U}_{SD_motion}(t)$. Takový algoritmus zaručí maximální potlačení všech výše uvedených negativních důsledků včetně minimalizace vlivu statických charakteristik obvodových prvků tím, že využije jen minimální část z jejich rozsahu, protože nejproblematictějšími analogovými cestami (transformátor, ADC) se bude šířit výhradně amplitudově malý signál $\hat{U}_{SD_def}$.



Obrázek 6.3: Náhradní obvod s kompenzací nesouhlasnosti

Se zpětnovazební kompenzací nesouhlasnosti je třeba uvažovat náhradní obvod se zahrnutým kompenzačním/vyvažovacím zdrojem $\hat{U}_B$. Rozdílové napětí $\hat{U}_{SD}$ uvažované jako napětí na svorkách, nikoli na zátěži vinutí, odpovídá signálu za součtovým členem.

$$\hat{U}_{SD} = \frac{(K \cdot \hat{U}_E \cdot \bar{Z}_{XD} \cdot (\bar{Z}_S + \bar{Z}_{SCD}) - ((R_{is} + \bar{Z}_{EC}) \cdot \bar{Z}_{XA} + 4 \cdot \bar{Z}_{X1} \cdot \bar{Z}_{X2}) \cdot \hat{U}_B) \cdot \bar{Z}_S}{(K^2 \cdot (R_{is} + \bar{Z}_{EC} + \bar{Z}_{XA}) \cdot (\bar{Z}_S + \bar{Z}_{SCD}) + (R_{is} + \bar{Z}_{EC}) \cdot \bar{Z}_{XA} + 4 \cdot \bar{Z}_{X1} \cdot \bar{Z}_{X2}) \cdot (\bar{Z}_S + \bar{Z}_{SCD})} - \frac{\hat{U}_B \cdot \bar{Z}_{SCD}}{\bar{Z}_S + \bar{Z}_{SCD}} \quad (6.6)$$

Rovnice vyjadřuje fázor napětí na svorkách snímacího vinutí ECT, resp. součet fázorů napětí vyvažovacího/kompenzačního zdroje a úbytku na zátěži snímacího vinutí. Zároveň i signál za součtovým členem ve zpětnovazebním obvodu kompenzace bez ohledu na předřazená statická zesílení K_S, A_S .

Podobně jako u náhradního obvodu bez uvažování dynamické kompenzace je i zde možné částečně vyjádření rozdílové impedance na levou stranu.

$$\bar{Z}_{XD} = \frac{K^2 \cdot (R_{is} + \bar{Z}_{EC}) \cdot ((\hat{U}_{SD} - \hat{U}_B) \cdot \bar{Z}_{SCD} + \hat{U}_{SD} \cdot \bar{Z}_S) + ((\hat{U}_{SD} - \hat{U}_B) \cdot (K^2 \cdot \bar{Z}_{SCD} + R_{is} + \bar{Z}_{EC}) + \hat{U}_{SD} \cdot K^2 \cdot \bar{Z}_S) \cdot \bar{Z}_{XA} + 4 \cdot (\hat{U}_{SD} - \hat{U}_B) \cdot \bar{Z}_{X1} \cdot \bar{Z}_{X2}}{K \cdot \bar{Z}_S \cdot \hat{U}_E} \quad (6.7)$$

Její vyjádření má identickou formu ve vztahu veličinám dílčích impedancí $\bar{Z}_{X1}, \bar{Z}_{X2}$ s vyjádřením bez kompenzace (4.19), tj.

$$\bar{Z}_{XD} = (a_1 + a_2 \cdot \bar{Z}_{XA} + a_3 \cdot \bar{Z}_{X1} \cdot \bar{Z}_{X2}) \cdot a_4.$$

Liší se pouze koeficienty

$$\begin{aligned} a_1 &= K^2 \cdot (R_{is} + \bar{Z}_{EC}) \cdot ((\hat{U}_{SD} - \hat{U}_B) \cdot \bar{Z}_{SCD} + \hat{U}_{SD} \cdot \bar{Z}_S), \\ a_2 &= (\hat{U}_{SD} - \hat{U}_B) \cdot (K^2 \cdot \bar{Z}_{SCD} + R_{is} + \bar{Z}_{EC}) + \hat{U}_{SD} \cdot K^2 \cdot \bar{Z}_S, \\ a_3 &= 4 \cdot (\hat{U}_{SD} - \hat{U}_B), \\ a_4 &= (K \cdot \bar{Z}_S \cdot \hat{U}_E)^{-1}. \end{aligned}$$

Lze tedy využít již předchozí získané řešení a dosazením koeficientů rozdílovou impedancí vyjádřit zcela explicitně

$$\begin{aligned} \bar{Z}_{XD}(t) &= 2 \cdot (b_1(a_1, a_2, a_3, a_4) - 2) \cdot b_3(a_1, a_2, a_3, a_4) = \\ &= K \cdot \left(\frac{4 \cdot (\bar{Z}_{XA} + \bar{Z}_{EC} + R_{is}) \cdot ((\hat{U}_E - \hat{U}_{SD})^2 \cdot \bar{Z}_{XA} + K^2 \cdot (\hat{U}_E^2 \cdot \bar{Z}_{SCD} - \hat{U}_E \cdot \hat{U}_{SD} \cdot (\bar{Z}_S + 2 \cdot \bar{Z}_{SCD}) + \hat{U}_{SD}^2 \cdot (\bar{Z}_S + \bar{Z}_{SCD}))) + K^2 \cdot \hat{U}_E^2 \cdot \bar{Z}_S^2 - 1}{K^2 \cdot \hat{U}_E^2 \cdot \bar{Z}_S^2} \right) \cdot \hat{U}_E \cdot \bar{Z}_S \\ &\quad \cdot 2 \cdot (\hat{U}_{SD} - \hat{U}_B) \end{aligned} \quad (6.8)$$

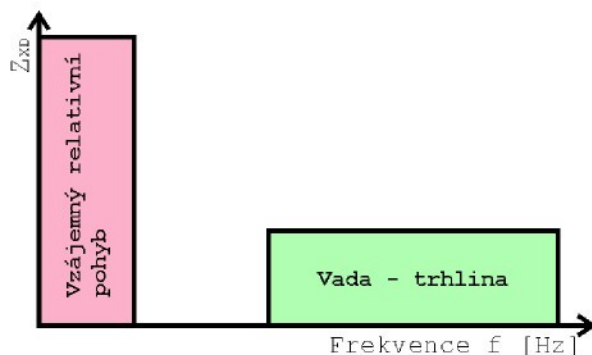
Tato rovnice představuje úplnou transformaci rozdílového napětí na rozdílovou impedanci dynamicky kompenzované resp. vyvažované sondy ECT za všech podmínek. Je zřejmé, že její praktické využití v této formě by bylo opět velmi obtížné.

Ačkoli za optimální byla uvažovaná úplná kompenzace složky rozdílové veličiny vyvolané pohybem, ideální by byla kompenzace jejích veškerých složek na nulovou úroveň signálu. Pak by samotná transformace byla velice snadná, stejná jako s nezatíženým vinutím.

$$\bar{Z}_{XD}(t) = \lim_{\hat{U}_B \rightarrow \hat{U}_{SD}} \left({}^{(6.8)}\bar{Z}_{XD}(t) \right) = \frac{K \cdot (R_{is} + \bar{Z}_{EC} + \bar{Z}_{XA}(t))}{\hat{U}_E} \cdot \hat{U}_{SD}(t) \quad (6.9)$$

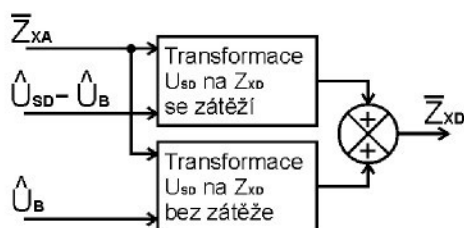
Praktické uplatnění této varianty není asi příliš reálné. Teoreticky by v úvahu připadalo nanejvýše při velice pomalé rychlosti kontroly povrchu, kdy by kompenzační algoritmus byl integračního charakteru a tzv. by velikost signálu na zátěži dorovnával na nulu. V opačném případě tomu bude bránit fázové zpoždění signálu způsobené obvodovými prvky, např. transformátorem.

Již dříve bylo hovořeno o nutnosti dynamického rozlišení složek rozdílové veličiny vyvolaných vadou a pohybem. Pokud takový vzájemný pohyb nastane, bude jeho maximální rychlost omezena setrvačností, odporem, mechanickými vazbami, apod.. Pokud se na takový pohyb, resp. na jeho účinky na rozdílovou veličinu, budeme dívat ve frekvenčním spektru, lze předpokládat, že ve většině aplikací, ve kterých se vyskytne tak velký nežádoucí vzájemný pohyb mezi sondou vzorkem vyžadující kompenzaci, se budou složky s největší amplitudou nacházet v nejnižších částech spektra a naopak. To je také důvod, proč je za optimální variantu uváděna právě výhradní a úplná kompenzace složky vyvolané pohybem a nikoli také vadou. Předpokládá se totiž následující rozložení ve spektru.



Obrázek 6.4: Předpokládané spektrální rozložení rozdílové veličiny

Kompenzace složek nacházejících se v nejnižších částech spektra by neměla představovat velký problém. Není ovšem vyloučeno, že účinky pohybů budou zasahovat i do vyšších částí spektra a společně s účinky vady nebudou kompenzovány. V takovém případě je z předchozích limity zjevné, že kompenzované složky budou z rozdílového napětí na rozdílovou impedanci transformovány podle vztahu (4.26) nebo (6.9) pro nezatížené snímání vinutí, zatímco složky nekompenzované, které se šíří cestou přes transformátor, budou transformovány podle vztahu (4.32) pro zatížené snímání vinutí. Transformaci je tak možné provést pomocí těchto vztahů místo (6.8) následujícím způsobem.



Signál $\hat{U}_{SD} - \hat{U}_B$ odpovídá signálu před součtovým členem ve zpětnovazebním kompenzačním obvodu, tedy napětíovému úbytku na zátěži snímacího vinutí. Jelikož signál $\hat{U}_B$ nese především informace o nežádoucích složkách rozdílové impedance, je možné jeho transformaci vyloučit a omezit se pouze na transformaci signálu $\hat{U}_{SD} - \hat{U}_B$ širícího se přímou cestou. Potom kromě omezení úrovně proudu do zátěže zároveň potlačíme nežádoucí složky přímo v signálu $\bar{Z}_{XD}$, které mohou být zaměnitelné za vadu. Protože ve skutečnosti nemusí $\hat{U}_B$ obsahovat veškeré nežádoucí složky vyvolané relativním pohybem, část se jich může dále šířit přímou cestou, neznamená to, že by následná kompenzace účinku souhlasného a nesouhlasného pohybu přímo na $\bar{Z}_{XD}$ odpadla. Jediný přijatelný důvod pro úplnou transformaci obou složek může být fakt, že potlačením části nežádoucích složek vynecháním transformace $\hat{U}_B$ může být zkomplikována nebo znemožněna následná kompenzace souhlasného pohybu, nebo že signál $\hat{U}_B$ nese značnou část užitečných složek s informacemi o vadě.

6.2.1 Shrnutí

Bez ohledu na to, zda bude použit algoritmus dynamicky měnící nulovací/vyvažovací napětí, nebo bude toto napětí nastaveno pouze na konstantní úroveň na počátku měření, vyplývá z předchozího důležitá skutečnost. Pokud je nulován pouze tzv. nesymetrický signál, je vše v pořádku. Pokud ovšem pomocí $\hat{U}_B$ vynulujeme i část rozdílového napětí vyvolaného nesouhlasností, nastane problém při pokusu potlačit „lift-off noise“ předchozím způsobem. Ten násobi rozdílovou veličinu převrácenou hodnotou citlivosti. Je-li ovšem od rozdílové veličiny předem odečten jistý offset, nebude již tento postup funkční. Je třeba nejprve k rozdílové veličině offset zpětně přičíst a teprve potom potlačovat „lift-off noise“. Offset jsme ovšem původně odstranili od rozdílového napětí a nyní ho musíme zpětně přičíst k rozdílové impedanci. Tedy i hodnotu tohoto offsetu je třeba transformovat na rozdílovou impedanci. Důležité ovšem je, že offset musíme transformovat podle vztahu platného bez přítomnosti zátěže.

6.3 Vzájemná současná kombinace dynamické změny souhlasné a nesouhlasné vzdálenosti

Při výhradně souhlasném nebo naopak výhradně nesouhlasném pohybu bez přítomnosti vady lze na rozdílové impedanci pozorovat účinky ve formě nenulové nežádoucí měnící se složky pouze u nesouhlasného pohybu. Mohou se sice vyskytovat obě formy pohybu, ale ne současně. Potom bude rozdílové impedance tvořena výhradně složkou vyvolanou nesouhlasným pohybem.

$$\bar{Z}_{XD}(t) = \bar{Z}_{XD_motion}(t), \quad \bar{Z}_{XD_motion}(t) = \bar{Z}_{XD_contrary_motion}(t).$$

Při současné kombinaci obou forem pohybu tomu tak není. Přímou bude nenulová složka rozdílové impedance nadále vytvářena nesouhlasností, tato složka bude ovšem ovlivňována měnící se citlivostí jakožto důsledek změny souhlasné

$$\bar{Z}_{XD_motion}(t) = \bar{S}_d(t) \cdot \bar{Z}_{XD_contrary_motion}(t).$$

Praktický důsledek lze ukázat nejlépe na příkladu harmonického pohybu. Předpokládejme, že mezi sondou a vzorkem existuje vzájemný periodický pohyb jak souhlasný, tak nesouhlasný, jehož důsledek

na $\bar{Z}_{XD}$ je čistě harmonický. Např. $\bar{Z}_{XD_contrary_motion}(t) = A_1 \cdot \sin(\omega_1 \cdot t + \varphi_1)$, $\bar{S}_d(t) = 1 + A_2 \cdot \sin(\omega_2 \cdot t + \varphi_2)$. Pro jednoduchost jsou příklady obou účinků reálná čísla. $\bar{Z}_{XD_motion}(t) = A_1 \cdot \sin(\omega_1 \cdot t + \varphi_1) \cdot (1 + A_2 \cdot \sin(\omega_2 \cdot t + \varphi_2)) =$
 $A_1 \cdot (A_2/2 \cdot \cos((\omega_1 - \omega_2) \cdot t + \varphi_1 - \varphi_2) - A_2/2 \cdot \cos((\omega_1 + \omega_2) \cdot t + \varphi_1 + \varphi_2) + \sin(\omega_1 \cdot t + \varphi_1))$

Výsledný účinek tak samozřejmě obsahuje i frekvence rovnající se součtu a rozdílu původních frekvencí. Protože o tom, zda se jedná o souhlasný nebo nesouhlasný pohyb, nerozhodují mechanické trajektorie, ale trajektorie v komplexní impedanční rovině, může se stát, že pohyb, který by byl na první pohled pokládán za čistě nesouhlasný, je ve skutečnosti současnou kombinací obou forem s tím, že jejich účinky jsou podobné. Pokud jde o pohyb s určitou výraznou harmonickou složkou, bude tato harmonická složka znatelná jak na $\bar{S}_d$ tak na $\bar{Z}_{XD_contrary_motion}$. Díky současné kombinaci bude ovšem ve výsledku pozorován i dvojnásobek této frekvence. Důsledkem vzájemné kombinace působení souhlasného i nesouhlasného pohybu se tedy rozšiřuje pásmo ve spektru rozdílové impedance, ve kterém jsou účinky těchto nežádoucích pohybů pozorovány.

Popisované zdvojnásobení pásem či frekvenčních složek je míněno pouze jako důsledek interakce mezi souhlasným a nesouhlasným pohybem. Samozřejmě, že i při působení výhradně jediné z forem vzájemného pohybu, který bude pozorována jako čistě harmonický, např. při souhlasném pohybu bude na sondě ECT vytvořen referenční bod, který bude pozorován jako v čase harmonicky se pohybující na určité frekvenci, může časový průběh $\bar{S}_d$ kromě této frekvence obsahovat i její násobky. Důvodem je možná nelinearita charakteristik popisujících vztahy mezi souhlasnou vzdáleností a citlivostí. Totéž platí i pro nesouhlasný pohyb.

Effekt zde popsany je běžně označován jako tzv. „lift-off noise“ a to jak v případě současné kombinace obou pohybů, tak i v případě pohybu pouze souhlasného.

6.4 Jednoduchý model diferenční reflexní sondy

Zde se pokusíme o vytvoření velmi jednoduchého modelu sondy. Konkrétně exaktní formulaci relace mezi polohou sondy vůči testovanému vzorku a rozdílovou veličinou. Tato relace je však částečně i relací mezi stavem testovaného vzorku a rozdílovou veličinou. Tato problematika je anglickou literaturou označovaná jako „forward and inversion ECT problem“. Zabývá se možností stanovení průběhu signálu ze sondy ECT na základě definovaných podmínek a naopak. Typickým problémem je odhad velikosti signálu na základě přesně definované velikosti vady. Poměrně teoreticky k němu přistupují pracovníci z Univerzity v Surrey [12], podobně pak i [14]. Práce [16], [18], [19] a [26] se snaží řešit tento problém metodou konečných prvků, [17] pomocí znalostní báze, práce [28], [20] pak aplikují na tento problém neuronové sítě. Allweins [18] hovoří o tomto problému ve spojení se sondou typu U, které se zde věnuje kapitola 7.1. Sonda typu U, jak se dále ukáže, je poměrně problematická v souvislosti s metodou, která je zpracována v následujícím textu. Allweins je v [18] bohužel velmi málo konkrétní.

Veškeré tyto práce přichází s velmi komplikovaným a jen obtížně prakticky implementovatelným řešením. My zde usilujeme o jednoduché a obecné řešení, které by přispělo ke snížení vlivu přiblížení tím, že zjednoduší empirické hledání citlivosti, o kterém hovoříme v kapitole 6.1. Proto jsme zde vytvořili následující jednoduchý model diferenční reflexní sondy, který je ovšem v plné míře aplikovatelný i na čistě diferenční provedení.

Zavedeme veličinu nesouhlasná vzdálenost.

$$\Delta D = \frac{d_1 - d_2}{2} \quad (\text{mm}, \mu\text{m}) \quad (6.10)$$

Souhlasná vzdálenost byla definována.

$$d = \frac{d_1 + d_2}{2} \quad (\text{mm}, \mu\text{m}) \quad (6.11)$$

Úplná impedance budicího vinutí je definována

$$\bar{Z}_{\text{AE}} = \bar{Z}_{\text{AA}} + \bar{Z}_{\text{EC}}. \quad (6.12)$$

Dílčí vzdálenosti d_1, d_2 odpovídají hodnotám odečteným z dílčích trajektorií přiblížení $\bar{Z}_{\text{A1}} = f(d)$, $\bar{Z}_{\text{A2}} = f(d)$. Předpokládá se symetrická konstrukce sondy, proto $\bar{Z}_{\text{A1}}(d) = \bar{Z}_{\text{A2}}(d) = (\bar{Z}_{\text{AE}}(d) - \bar{Z}_{\text{EC}})/2$. Odečet z dílčích trajektorií je pochopitelně míněn čistě teoreticky. Naproti tomu velikost souhlasné vzdálenosti je ze závislosti $\bar{Z}_{\text{AE}} = f(d)$ skutečně odečítána.

Není-li míra nesouhlasnosti příliš velká, lze velikost rozdílové impedance vyvolané nesouhlasností bezpečně stanovit

$$\bar{Z}_{\text{AD}} = \frac{\partial \bar{Z}_{\text{AE}}}{\partial d} \cdot \Delta D, \quad (6.13)$$

kde $\frac{\partial \bar{Z}_{\text{AE}}}{\partial d}$ ($\Omega \cdot m^{-1}$) je první derivace závislosti impedance budicího vinutí na souhlasné vzdálenosti.

Přírůstek aditivní impedance resp. impedance budicího vinutí důsledkem změny souhlasné vzdálenosti lze za všech okolností vyjádřit

$$\Delta \bar{Z}_{\text{AA}} = \Delta \bar{Z}_{\text{AE}} = \frac{\partial \bar{Z}_{\text{AE}}}{\partial d} \cdot \Delta d, \quad (6.14)$$

kde Δd je přírůstek souhlasné vzdálenosti.

Na základě předchozích tvrzení lze přírůstek rozdílové impedance důsledkem změny souhlasné vzdálenosti, kdy nenulová hodnota rozdílové impedance je vyvolána výhradně malou nesouhlasností stanovit

$$\Delta \bar{Z}_{\text{AD}} = \frac{\partial^2 \bar{Z}_{\text{AE}}}{\partial d^2} \cdot \Delta D \cdot \Delta d, \quad (6.15)$$

kde $\frac{\partial^2 \bar{Z}_{\text{AE}}}{\partial d^2}$ ($\Omega \cdot m^{-2}$) je druhá derivace závislosti impedance budicího vinutí na souhlasné vzdálenosti.

6.4.1 Profil citlivosti sondy

Kompensace změny souhlasné vzdálenosti byla původně definována jako potlačení nestejně citlivosti sondy v různé vzdálenosti. Zajišťuje, aby povrchová vada byla shodně kvantifikována při různých souhlasných vzdálenostech. Realizována byla součinem mezi rozdílovou impedancí a inverzní hodnotou empiricky zjištěné relativní citlivosti bez fyzikálního rozměru. Na základě zjištění podobnosti účinků povrchové vady a nesouhlasnosti se ukázalo, že dochází rovněž k potlačení nestejně citlivosti na nesouhlasnost. Díky tomu je tak ovšem možné realizovat tuto kompenzaci mnohem exaktnějším, byť stále empirickým způsobem. Navíc kompenzace díky tomu získala i podstatný fyzikální význam resp. fyzikální rozměr. Postup této kompenzace získáme vyjádřením nesouhlasné vzdálenosti na levou stranu v rovnici (6.13).

$$\Delta D = \frac{\bar{Z}_{AD}}{\left(\frac{\partial \bar{Z}_{AE}}{\partial d} \right)} \quad (\text{m}, \mu\text{m}) \quad (6.16)$$

Platí

$$\bar{Z}_{ADK} \approx \Delta D \cdot \frac{\partial \bar{Z}_{AE}}{\partial d}(d_0) \quad (6.17)$$

kde d_0 je nominální souhlasná vzdálenost.

Fáze první derivace definuje referenční fázový směr v každé vzdálenosti mezi sondou a vzorkem. Prováděním kompenzace a vyhodnocováním veličiny ΔD na místo rozdílové impedance tak odpadá veškerá problematika s určováním tohoto směru. Vektory ve směru referenčního fázového směru jsou ve veličině ΔD zobrazeny na reálné ose. Velikost první derivace definuje citlivost sondy v dané vzdálenosti, kompenzací je tak výrazně potlačen efekt dynamické změny souhlasné vzdálenosti, tzv. „lift-off noise“, a výrazně je snížena možnost chyby kvantifikace vady vlivem nestejně citlivosti v různé vzdálenosti. Díky fyzikálnímu rozměru první derivace získala i kompenzovaná veličina ΔD vhodnější fyzikální rozměr než jsou (Ω). Jde vlastně o přepočtený účinek vady na nesouhlasnou vzdálenost s ekvivalentním účinkem. Nejedná se tedy ještě o přímou kvantifikaci vady, nicméně interpretace signálu tímto způsobem je jistě dobrým prvním krokem, který by měl problém s následnou kvantifikací vady značně zjednodušit a zpřesnit. Důležité je, že tato metoda by měla zaručit konstantnější interpretaci na různých exemplářích sond, které mohou mít různou citlivost důsledkem výrobních či konstrukčních odchylek. Interpretaci rozdílového signálu veličinou ΔD budeme nazývat zobrazení v měřítku ekvivalentní nesouhlasnosti a průběh první derivace impedance trajektorie přiblížení citlivostním profilem sondy.

Pozn. Vůbec nejdůležitějším výsledkem kompenzace dynamické změny souhlasné vzdálenosti je velmi účinné potlačení „lift-off noise“.

6.4.2 Shrnutí

Pokud tedy vyhodnocování defektoskopie probíhá na základě rozdílové impedance, lze obecně první derivaci závislosti impedance budicího vinutí na souhlasné vzdálenosti, resp. její velikost v nominální vzdálenosti chápat jako absolutní citlivost sondy na nesouhlasnost a na povrchovou vadu. Tedy žádoucí citlivost a pozitivní vlastnost sondy, byť případná nesouhlasnost, nebo dokonce měnící se nesouhlasnost je jevem čistě negativním, nicméně citlivost na ni je neoddelitelná od citlivosti na vadu. Druhou derivaci je potom možné chápat jako citlivost na změnu souhlasné vzdálenosti neboli

„lift-off“, tedy citlivost nežádoucí a negativní vlastnost sondy. Pokud by na základě těchto parametrů měla být hodnocena kvalita sondy v aplikaci, ve které úroveň parazitního signálu důsledkem měnící se souhlasné vzdálenosti překračuje úroveň nekorelovaného šumu a je tedy určující pro rozlišovací schopnost sondy, je vhodné hodnotit na základě kritéria daného podílem první a druhé derivace. Ten charakterizuje odstup užitečného signálu od tzv. „lift-off noise“ a mohl by být užitečný při hledání optimální provozní souhlasné vzdálenosti. V opačném případě, kdy je měnící se nesouhlasnost nepodstatná, je vhodné sledovat pouze první derivaci.

Nyní se rovněž ukazuje jako velmi zajímavá práce [19], která sice diskutuje výsledky poměrně komplikované metody založené na konečných prvcích, ale snaží se změřit velikost vady na základě znalosti rozdílové impedance pro nás zajímavým způsobem. Velikost vady měří relativně v poměru vůči průměru vinutí. Naším primárním cílem vedoucím k hledání modelu nebylo sice měření velikosti vady, ale potlačení vlivu „lift-off noise“. To je např. i cílem [26], ovšem pro absolutní provedení, takže jde o odlišný problém. Jako vedlejší produkt byl ovšem nalezen způsob částečného měření velikosti vady v měřítku ekvivalentní nesouhlasnosti. S ohledem na způsob použitý v [19] by bylo možné pokusit se naši veličinu ΔD násobit např. plochou vinutí a ověřit, jak bude výsledek korespondovat s objemem povrchových trhlin. Pro tento účel bude zapotřebí velké množství vzorků s přesně definovanými vadami, tento problém patrně nebude touto prací experimentálně zkoumán.

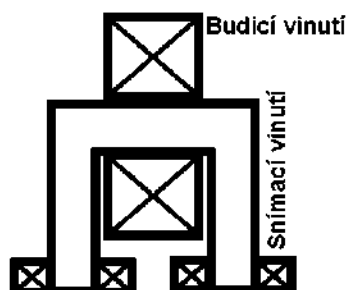
7 Nepřímé vazby

Jak bylo během návrhu náhradního obvodu uvedeno, ve všech předchozích modelech nebyl uvažován vliv nepřímých vazeb. Nyní je třeba do modelu i všech metod zahrnout i tyto účinky. K tomu zde bude velice stručně popsána jedna speciální konstrukční varianta diferenční reflexní sondy. V anglické literatuře je tato sonda označována nejčastěji jako „U-shape“, zde budeme používat označení sonda „typu U“. Na rozdíl mezi klasickou diferenční reflexní sondou, na základě níž zde byly vytvořeny veškeré předchozí teorie, a sondou „U-shape“ jsou tyto účinky dobře patrné.

Předem je třeba konstatovat, že prakticky jedinou nepřímou vazbou, kterou je třeba se zabývat, je vzájemná vazba mezi dvojicí náhradních subtraktivních vinutí. Účinky ostatních vazeb lze zahrnout do běžných vlastností sondy jako je překrytí prostorů v nichž jsou jednotlivá náhradní vinutí citlivá na defekt, zobrazení vady v podobě smyčky, apod.. Pokud budeme za účinek nepřímých vazeb považovat veškeré změny, které nastanou v okamžiku, kdy by oba páry „náhradní budící vinutí – náhradní snímací vinutí“ doposud velmi vzdálená tak, že se nepřímé vazby neuplatňovaly, a že každý pár se tak vlastně choval jako nezávislá absolutní reflexní sonda, budou přiblížena k sobě, pak patrně dojde i ke změně nejruznějších veličin náhradního obvodu. Na vše ale budou stále aplikovatelné veškeré předchozí teorie v plném rozsahu s výjimkou vazby mezi subtraktivními vinutími.

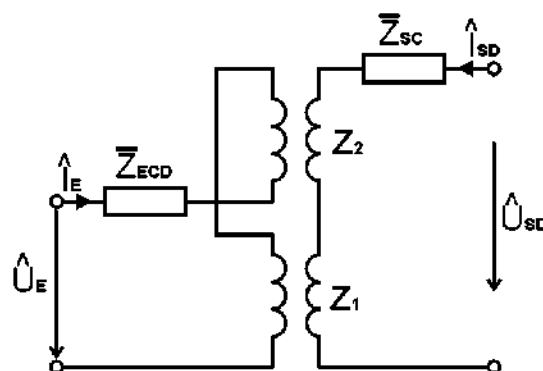
7.1 Diferenční reflexní sonda typu U

Nejčastější uváděná konstrukce tohoto typu sondy je zobrazena na následujícím obrázku. Z toho také název sonda typu U nebo „U-shape“, [22], [18].



Obrázek 7.1: Diferenční reflexní sonda typu U

Praktické konstrukční provedení však může být nejruznější, nijak nepřipomínající tvarem písmeno U. Teoretický význam sondy typu U není ve tvaru provedení, ale v záměně uspořádání budícího a snímacího vinutí vůči klasickému provedení. Stejně tak jako klasické provedení, i toto může být realizováno nikoli trojicí, ale čtveřicí vinutí, kdy ovšem budící vinutí je zapojeno subtraktivně a snímací aditivně, nebo může být realizováno jako jakékoli klasické provedení, ovšem se záměnou funkce budícího a snímacího vinutí. Náhradní obvod tohoto provedení může být při zachování stejných konvencí jako u klasického provedení následující.

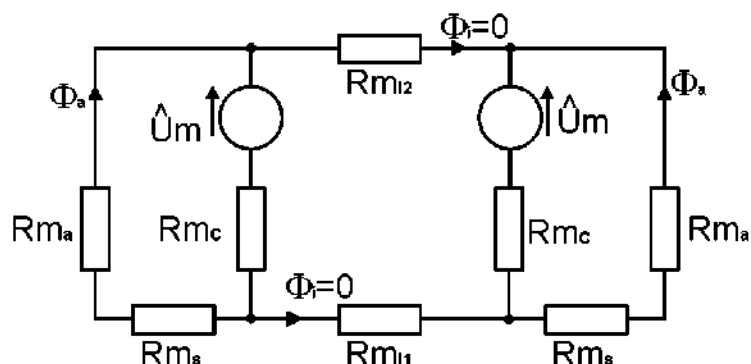


Obrázek 7.2: Náhradní obvod sondy typu U

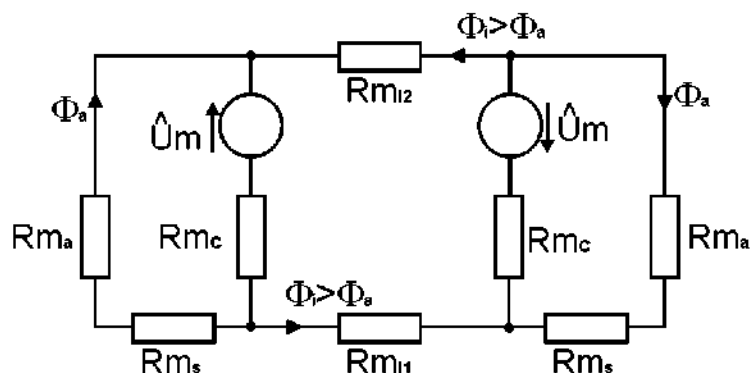
Došlo tedy k záměně uspořádání budicího a snímacího vinutí, nicméně jde pouze o grafickou záměnu, řešení tohoto náhradního obvodu je zcela identické s řešením původního. I pro tento náhradní obvod platí veškeré teorie konstatované o klasickém provedení. Z teoretického pohledu není mezi klasickým provedením a typem U žádný rozdíl v případě zanedbání nepřímých vazeb či v případě takového distancování, že se nepřímé vazby neuplatní.

Naopak rozdíl mezi nimi tkví výhradně v nepřímých vazbách, které je třeba hledat v náhradním magnetickém obvodu, nikoli elektrickém.

7.1.1 Přibližný náhradní magnetický obvod

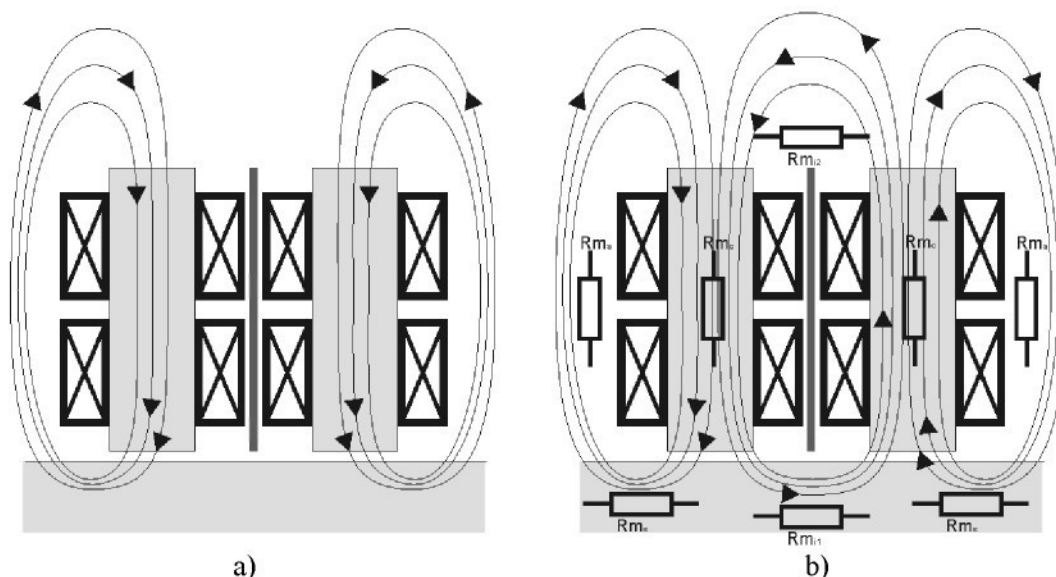


Obrázek 7.3: Zjednodušený náhradní magnetický obvod buzení diferenční reflexní sondy



Obrázek 7.4: Zjednodušený náhradní magnetický obvod buzení sondy typu U

kde	$\hat{U}m$	(A)	je magnetické napětí náhradních budících vinutí,
	Rm_c	(H ⁻¹)	je magnetický odpor jádra,
	Rm_s, Rm_{i1}	(H ⁻¹)	je magnetický odpor testovaného vzorku,
	Rm_a	(H ⁻¹)	je magnetický odpor vzduchu,
	Rm_{i2}	(H ⁻¹)	je magnetický odpor vzduchu nebo jádra.



Obrázek 7.5: Rozptylové magnetické pole a) diferenční reflexní sondy, b) sondy typu U

Doposud veškeré teorie vycházely výhradně z náhradního elektrického obvodu a empirických poznatků. Nikdy nebylo použito náhradního obvodu magnetického. V tomto směru se nic nemění ani nyní. Jelikož sonda ECT vytváří rozptylové magnetické pole, její magnetický obvod není možné nahradit obvodem tvořeným diskrétními prvky. Uvedené náhradní obvody budící části sondy jsou pouze přibližné. Slouží výhradně k naznačení základního rozdílu mezi klasickou diferenční reflexní sondou a sondou typu U.

Kvůli ekvivalenci s elektrickým náhradním obvodem a původní klasickou diferenční reflexní sondou je na obrázku 7.5b u sondy typu U odstraněn horizontální sloupek jádra a budící vinutí, které na něm bylo původně navinuto je rozděleno na dvě poloviny, z nichž první se přesunula na levý vertikální sloupek jádra a druhá na pravý. Princip zůstává nezměněn. Jediný rozdíl mezi 7.5a a 7.5b tak je v zaměněném uspořádání vinutí. Na 7.5a je budící vinutí zapojeno aditivně, snímací subtraktivně, na 7.5b opačně.

7.1.2 Nepřímé vazby na sondě typu U

U sondy typu U dochází k uzavření magnetického toku Φ_i mezi oběma sloupky jádra jako důsledek nepřímé vazby mezi subtraktivně zapojenými budícími vinutími. U sondy klasické je při souhlasné orientaci tento magnetický tok nulový. Při nesouhlasné orientaci nebo výskytu vady se sice Φ_i stává nenulový opět jako důsledek nepřímé vazby. To je ovšem ve výsledku pozorováno jako překrytí citlivostních domén, o kterém jsme již hovořili, což považujeme za normální vlastnost každé diferenční sondy. Magnetický tok Φ_i u sondy U velikostí běžně i řádově překračuje velikost Φ_a . Magnetický tok Φ_i je neužitečný, ideálně nevytváří žádný diferenční signál, protože na každém z dvojice aditivně zapojených náhradních snímacích vinutí indukuje napětí v opačné fázi. Jeho

praktickým projevem je vysoká impedance budicího vinutí, rozdílovou impedancí teoreticky neovlivňuje, proto je složka impedance vyvolaná tokem Φ_1 zahrnuta do sériové impedance $\bar{Z}_{ECD}$. Bohužel velmi nepříjemnou vlastností této složky impedance je výrazná závislost na souhlasné vzdálenosti, což je logické. Se změnou velikosti vzduchové mezery se zákonitě výrazně mění Φ_1 . Tato skutečnost znemožňuje na tento typ sondy aplikovat metody a teorie, které považují první derivaci závislosti impedance budicího vinutí za citlivost sondy na nesouhlasnost a druhou derivaci za citlivost na změnu souhlasné vzdálenosti neboli „lift-off“. U sondy typu U tyto teorie neplatí. Derivace mohou dosahovat řádově vyšších hodnot, než je skutečná citlivost. Jejich fáze mohou být nesprávné, fáze první derivace nemusí odpovídat referenčnímu fázovému směru.

U sondy typu U by bylo třeba použít nikoli závislost impedance budicího vinutí, ale závislost aditivní impedance a její derivace. U tohoto typu sondy však není prakticky možné aditivní impedanci určit právě díky proměnné impedanci $\bar{Z}_{ECD}$. I u klasické diferenční reflexní sondy by bylo patrně korektnější definovat zmíněné citlivosti jako derivace $\bar{Z}_{XA}$ a nikoli $\bar{Z}_{XE}$. Díky předpokladu konstantní resp. minimálně závislé $\bar{Z}_{EC}$ je to prakticky totéž.

Pro typ U nelze průběh 1. derivace $\bar{Z}_{XE}$ použít ani k tlumení vlivu dynamické změny souhlasné vzdálenosti, protože tento průběh může mít zcela odlišný tvar od průběhu 1. derivace $\bar{Z}_{XA}$, který ovšem nejsme prakticky schopni změřit. Závislost impedance $\bar{Z}_{ECD}$ na souhlasné vzdálenosti vytvářené nežádoucím magnetickým Φ_1 může být zcela odlišného charakteru od závislosti aditivní impedance.

Tyto skutečnosti jsou velice důležité, protože v řadě případů nemusí být zcela zřejmé, zda konkrétní sonda je konstruována jako klasická diferenční reflexní, nebo typ U a to především proto, že z pohledu konvenčního vyhodnocení signálu to nehraje velkou roli. V případě snahy aplikovat zdejší metody jde o zásadní rozdíl.

7.2 Nepřímé vazby na klasické diferenční reflexní sondě

Pro aplikaci všech předchozích metod a teorií nepředstavuje klasická diferenční sonda zdaleka tak velké komplikace. Průběhy derivací závislosti $\bar{Z}_{XE}$ lze jako citlivosti dobře použít. Stejně tak lze snadno stanovit $\bar{Z}_{XA}$ pro dosazení do transformačních vztahů. Problém by snad mohl nastat v případě sondy bez feritových jader, která by mohla vykazovat větší závislost $\bar{Z}_{EC}$ na souhlasné vzdálenosti, zde ovšem nejde o nepřímou vazbu.

Problém subtraktivního vinutí se zde přenesl na vinutí snímací. Vliv nepřímé vazby se zde projevuje stejným způsobem. Je třeba počítat se $\bar{Z}_{SCD}$ velikostí i řádově překračující velikost $\bar{Z}_{XA}$ resp. $K^{-2} \cdot \bar{Z}_{XA}$ v případě převodu různého od 1, i s určitou závislostí na vzdálenosti. Protože nepřímé vazby mezi subtraktivními vinutími se uplatní pouze protéká li jimi proud, máme u tohoto provedení sondy možnost je zcela eliminovat, pokud zatížíme snímací vinutí vysokou impedancí, tj. $\bar{Z}_s$ řádově větší než $\bar{Z}_{SCD}$. To je ostatně jedinou nevýhodou tohoto provedení proti typu U, jehož snímací vinutí lze obecně zatížit mnohem více. Pokud je snaha zařadit za snímací vinutí transformátor pro zesílení rozdílového signálu, nelze si dovolit tak velký převod jako s typem U. Závislost náhradní sériové

impedance $\bar{Z}_{SCD}$ na souhlasné vzdálenosti zde příliš nevádí ani v případě vyššího zatížení, vyjma snížení úrovně rozdílového signálu. Z pohledu aplikace celého souboru prezentovaných metod vyhodnocení signálu z diferenční reflexní sondy je pro typ U významná 1. derivace závislosti $\bar{Z}_{ECD}$, zatímco pro klasickou diferenční sondu hraje roli pouze přímá závislost $\bar{Z}_{SCD}$ na souhlasné vzdálenosti. Obecně lze předpokládat, že na intervalu souhlasné vzdálenosti, na kterém se absolutní hodnota první derivace $\bar{Z}_{ECD}$ a tedy i $\bar{Z}_{AE}$ změní několikanásobně, se absolutní hodnota $\bar{Z}_{SCD}$ změní o jednotky procent. V řadě případů tak bude možné u klasické diferenční reflexní sondy závislost $\bar{Z}_{SCD}$ zcela zanedbat a považovat tuto veličinu za konstantní, případně se pokusit o přibližnou identifikaci průběhu této závislosti.

7.3 Výhody a nevýhody klasické diferenční reflexní sondy a sondy typu U

7.3.1 Klasická diferenční reflexní sonda

Výhody: Případná konstrukční nesymetrie vyvolá malý nesymetrický rozdílový signál, nesymetrický signál je méně závislý na souhlasné vzdálenosti než u typu U.

Snadná aplikovatelnost zde prezentovaných metod.

Nevýhody: Malá zatížitelnost snímacího vinutí.

7.3.2 Sonda typu U

Výhody: Velká zatížitelnost snímacího vinutí.

Nevýhody: Důsledkem velkého proměnného magnetického toku Φ_i hrozi, že i malá konstrukční nesymetrie vyvolá velký nesymetrický rozdílový signál, který může být rovněž proměnný, značně závislý na souhlasné vzdálenosti.

Velký neúčinný magnetický tok Φ_i může způsobovat úbytek na magnetických odporech a tím snižovat velikost užitečného magnetického toku a tedy citlivost.

Velká obtížnost až nemožnost aplikace zde prezentovaných metod.

U klasické sondy lze nežádoucí vliv nepřímé vazby mezi subtraktivními vinutími eliminovat zcela, zatížením vysokou impedancí. To může mít ovšem za následek zvýšení vlivu rušení v rozdílovém signálu. Na typu U lze vliv nepřímé vazby eliminovat částečně a to pouze v případě konvenčního použití, vysokou impedancí zdroje buzení. Při konvenčním použití, tedy bez aplikace transformace na rozdílovou impedanci a především bez aplikace metody potlačení „lift-off“ však hraje roli pouze přímá závislost⁵ $\bar{Z}_{ECD}$, která je obecně řádově menší než závislost⁵ její první derivace. Mnohdy tak rozdíl mezi eliminovaným a neeliminovaným vlivem nepřímých vazeb nemusí být ani patrný. Hlavní důsledek nepřímé vazby na typu U, který není eliminován ani vysokou impedancí zdroje buzení, je

⁵ Velikostí závislosti je míněna velikost relativní změny na určitém intervalu souhlasné vzdálenosti

riziko velkého nesymetrického rozdílového signálu, který může být navíc silně závislý na souhlasné vzdálenosti.

V případě dokonalé konstrukční symetrie nebo aplikace bez sebemenší možné dynamicky se měnící souhlasné vzdálenosti je vhodnější použití sondy typu U, protože velké zatížení snímacího vinutí omezí vliv rušení do rozdílového signálu. V ostatních případech lze patrně lepších výsledků dosáhnout s klasicky uspořádanými vinutími.

Uvedené vlastnosti obou typů byly stanoveny na základě analýzy. Literaturou nejsou tuto formou vůbec uváděny. Jednak jsou hodnoceny především z pohledu aplikace zde vyvinutých metod a z tohoto pohledu nemohly být doposud hodnoceny. Ale např. v [22] je velký magnetický tok naopak uváděn jako výhoda. Pokud autoři [22] hodnotili typ „U“ komplexně, tj. v konkrétním zapojení včetně zatíženého snímacího vinutí, patrně mohli dojít k vyšší citlivosti. Rovněž zde uvádí možnost v režimu U konstruovat sondu jiným způsobem, menší snímací vinutí blíže testovaného povrchu, větší budicí vinutí. S tímto zde rozhodně nechceme polemizovat. Výhody a nevýhody zde uvádíme čistě z pohledu záměny zapojení snímacího a budicího vinutí, nikoli různé konstrukce sondy.

8 Fázová detekce

Fázová detekce je nejzákladnějším procesem zpracování signálu v defektoskopii pomocí vířivých proudů, proto je zde velice stručně definován její princip. Na rozdílový signál je vždy bez ohledu na následný postup vyhodnocení aplikována fázová detekce. Rozdílový signál přímo na svorkách snímacího vinutí je možné označit za amplitudově a fázově modulovaný signál, kde frekvence nosné složky odpovídá frekvenci buzení, případně za nosnou složku lze považovat přímo budící signál, ideálně proud budícím vinutím.

Absolutní hodnota modulačního signálu je také označována jako obálka signálu. My zde budeme používat pojem komplexní obálka signálu pro označení modulačního signálu.

8.1 Komplexní obálka signálu

Komplexní obálkou signálu nebo komplexním obálkovým signálem rozumíme komplexní v čase se měnící signál definovaný

$$\hat{E}(t) = I(t) + j \cdot Q(t), \quad (8.1)$$

kde I je reálná část komplexní obálky nebo také tzv. složka ve fázi či přímá složka a Q imaginární část komplexní obálky nebo tzv. kvadraturní složka.

Absolutní hodnota nebo modul komplexní obálky je také označován jako obálka signálu

$$A(t) = |\hat{E}(t)| = \sqrt{I(t)^2 + Q(t)^2}. \quad (8.2)$$

Argument komplexní obálky je

$$\varphi(t) = \arg \hat{E}(t) = \arctg \frac{Q(t)}{I(t)}. \quad (8.3)$$

$\hat{E}(t)$ můžeme označit za komplexní obálku signálu $x(t)$, je-li $x(t)$ definován např. následujícím způsobem.

8.1.1 Amplitudově a fázově modulovaný signál

Modulační signál v amplitudové modulaci ovlivňuje amplitudu nosné harmonické složky $x_N(t) = \cos(\omega_N \cdot t)$. Fázová modulace ovlivňuje modulačním signálem fázi nosné složky. Amplitudově a fázově modulovaný signál je definován

$$x(t) = A(t) \cdot \cos(\omega_N \cdot t + \varphi(t)). \quad (8.4)$$

Amplitudově modulovaný signál je častěji definován jako $x(t) = (A(t) + 1) \cdot \cos(\omega_N \cdot t + \varphi(t))$, viz. [3]. Z tohoto pohledu by mohl být námi definovaný amplitudově modulovaný signál považován za signál s potlačenou nosnou složkou. Tato forma vyjádření byla zvolena pouze z důvodů analogie mezi obálkou signálu resp. komplexní obálkou signálu a fázorem harmonického signálu. Takto se obálka resp. modul komplexní obálky harmonického signálu rovná magnitudě jeho fázoru.

8.1.2 Obálková analýza pomocí Hilbertovy transformace

Mechanismus obálkové analýzy, tj. proces získání obálky signálu, je nejobecněji proveditelný pomocí Hilbertovy transformace. Obálka původního signálu je určena z tzv. analytického signálu, který je získán pomocí Hilbertovy transformace. Hilbertova transformace obecného reálného signálu $x(t)$ je definována

$$\tilde{x}(t) = H\{x(t)\} = \frac{1}{\pi} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \frac{x(\tau)}{t - \tau} \cdot d\tau. \quad (8.5)$$

Hilbertova transformace $\tilde{x}(t)$ je zjednodušeně řečeno původní signál $x(t)$ fázově posunutý o 90° .

V případě příkladu zde definovaného signálu

$$x(t) = A(t) \cdot \cos(\omega_N \cdot t + \varphi(t)), \quad (8.6)$$

je jeho Hilbertova transformace

$$\tilde{x}(t) = A(t) \cdot \sin(\omega_N \cdot t + \varphi(t)). \quad (8.7)$$

Obecně je význam Hilbertovy transformace nejlépe patrný ve frekvenční oblasti na Fourierových obrazech původního signálu a jeho Hilbertově transformaci. Fourierův obraz signálu $\tilde{x}(t)$ je

$$F\{\tilde{x}(t)\} = -j \cdot \text{sign}(f) \cdot F\{x(t)\}. \quad (8.8)$$

Obálka a fáze jsou určeny z absolutní hodnoty a fáze tzv. analytického signálu, který je vytvořen z původního signálu a jeho Hilbertovy transformace takto

$$\bar{x}_a(t) = x(t) + j \cdot \tilde{x}(t). \quad (8.9)$$

Význam takto získaného analytického signálu je nejlépe patrný ve frekvenční oblasti. Spektrum analytického signálu je získáno ze spektra původního reálného signálu vynulováním jeho záporných frekvencí a zdvojnásobením kladných frekvenčních složek.

Obálka signálu nebo absolutní hodnota komplexní obálky je

$$A(t) = \sqrt{x^2(t) + \tilde{x}^2(t)} \quad (8.10)$$

a nerozbalená fáze analytického signálu resp. rotujícího vektoru původního signálu je

$$\beta'(t) = \arctg \frac{\tilde{x}(t)}{x(t)}. \quad (8.11)$$

Pozn. Ačkoli na první pohled se zde může jevit jistá podobnost mezi $x(t)$ a $I(t)$ nebo $\tilde{x}(t)$ a $Q(t)$, nelze je v žádném případě zaměňovat, jde o odlišné signály!

Protože úhel $\beta'(t)$ byl vypočten inverzní funkcí tangens, lze jej určit pouze v rozsahu $(-\pi/2, \pi/2)$.

Pro úhly mimo tento rozsah lze použít tzv. rozbalení fáze, po němž

$$\beta(t) = \omega_N \cdot t + \varphi(t). \quad (8.12)$$

Před rozbalením fáze

$$\beta'(t) = (\omega_N \cdot t + \varphi(t) - \pi/2) \bmod \pi - \pi/2, \quad (8.13)$$

kde **mod** je matematická funkce modulo.

I po rozbalení máme k dispozici pouze fázi analytického signálu, nikoli argument komplexní obálky. Ten je možné získat odstraněním trendu $\omega_N \cdot t$, což ovšem není příliš praktické. V aplikacích ve kterých je k dispozici tzv. synchronní signál, což je signál odvozený od nosného signálu, a detailněji je

popsaný v následující kapitole, je možné určit komplexní obálku přímo, frekvenčním posunem analytického signálu. Posunutím analytického signálu ve spektru o ω_N vlevo získáme komplexní obálku

$$\hat{E}(t) = \bar{x}_a(t) \cdot e^{-j\omega_N t} = (x(t) + j \cdot \tilde{x}(t)) \cdot e^{-j\omega_N t}. \quad (8.14)$$

Praktické využití Hilbertovy transformace k obálkové analýze má především její diskrétní varianta realizovaná nejčastěji pomocí diskrétní Fourierovy transformace, kdy původní signál je transformován do frekvenční oblasti, je vynulována jeho stejnosměrná složka odpovídající nulové frekvenci, složky záporných frekvencí fázově posunuty o 90° , kladných frekvencí o -90° a zpětně převeden do časové oblasti. V defektoskopii vířivými proudy je význam Hilbertovy transformace čistě teoretický, protože signály, jejichž obálka je získávána, obsahují kromě užitečné složky (8.4) také nežádoucí složky rušení, které mohou svou intenzitou užitečný signál o mnoho řádů překračovat, zatímco užitečný signál může dosahovat úrovní v řádech (μV). Hilbertova transformace však působí zcela obecně na všechny frekvence obsažené v signálu včetně nežádoucích složek rušení. Reálná obálková analýza pomocí ní tak může pracovat pouze se zanedbatelně zarušenými signály. Proto v defektoskopii vířivými proudy je k získání obálky signálu, v našem případě především rozdílového napětí, používána fázová detekce, resp. synchronní fázová detekce. Ve své podstatě jde rovněž o komplexní obálkovou analýzu, která ovšem získává obálku výhradně signálu $x(t)$ s přesně definovanou nosnou harmonickou složkou, nikoli obecného signálu. Stejným způsobem sice pracuje i komplexní obálková analýza pomocí Hilbertovy transformace, tj. případné rušení nacházející mimo pásmo nosné frekvence odsouvá do vyšších pásem spektra a nikoli do nízkofrekvenční oblasti, nicméně realizovatelná je výhradně plně číslicově. Převod analogového signálu takto nízkých úrovní na číslicový je problematický. Nicméně cílem autora je dále se zabývat i touto možností, tj. možností plně číslicové komplexní obálkové analýzy analogových signálů velmi nízkých úrovní např. s použitím tzv. ditherového⁶ šumu, apod.. Tato problematika však již není řešena v rámci této práce.

8.2 Synchronní fázová detekce

Jde o obdobu komplexní obálkové analýzy pomocí Hilbertovy transformace. Rozdíl je pouze v tom, že frekvenčně je posouván reálný a nikoli analytický signál.

$$\hat{E}'(t) = x(t) \cdot e^{-j\omega_N t}. \quad (8.15)$$

Zde se ovšem zásadním způsobem projevuje význam analytického signálu, jehož spektrum neobsahuje záporné frekvence. Reálný signál záporné frekvence ve spektru obsahuje. Aplikovaným frekvenčním posuvem záporné frekvenční složky způsobily rozdělení původního reálného signálu na dvě složky, z nichž jedná se posunula vlevo a druhá vpravo. K praktické aplikaci komplexní obálkové analýzy pomocí reálného signálu je třeba zaprvé vytvořit signál $e^{-j\omega_N t}$ na základě tzv. synchronního signálu a po provedení frekvenčního posunu potlačit složku, která se posunula ve spektru vpravo.

Synchronní signál je harmonický signál s frekvencí rovnou frekvenci nosné harmonické složky s konstantním vzájemným fázovým posunem, ideálně rovným nule. V naprosto ideálním případě je synchronní signál roven nosnému.

$$x_s(t) = x_N(t). \quad (8.16)$$

K synchronnímu signálu je třeba vytvořit tzv. kvadrurní synchronní signál, jeho otočením o 90° .

⁶ nekorelovaný signál, obsahuje frekvence mimo pásmo užitečného signálu

$$x_{SQ}(t) = \tilde{x}_s(t) = H\{x_s(t)\}, \quad (8.17)$$

To nepředstavuje velký problém, protože jde o izolovanou harmonickou složku. Prakticky může být kvadraturní signál k synchronnímu vytvořen např. nezávislým frekvenčním generátorem, derivačním článkem, fázovým závěsem, apod.,. V našem případě

$$x_s(t) = x_N(t) = \cos(\omega_N \cdot t), \quad x_{SQ}(t) = \sin(\omega_N \cdot t),$$

takže

$$x_s(t) - j \cdot x_{SQ}(t) = e^{-j \cdot \omega_N \cdot t}. \quad (8.18)$$

Vynásobením původního reálného signálu se synchronním resp. kvadraturním synchronním signálem

$$\begin{aligned} I'(t) &= 2 \cdot x(t) \cdot x_s(t) = 2 \cdot A(t) \cdot \cos(\omega_N \cdot t + \varphi(t)) \cdot \cos(\omega_N \cdot t) = \\ &= A(t) \cdot (\cos(2 \cdot \omega_N \cdot t + \varphi(t)) + \cos(\varphi(t))) \end{aligned} \quad (8.19)$$

$$\begin{aligned} Q'(t) &= -2 \cdot x(t) \cdot x_{SQ}(t) = -2 \cdot A(t) \cdot \cos(\omega_N \cdot t + \varphi(t)) \cdot \sin(\omega_N \cdot t) = \\ &= A(t) \cdot (-\sin(2 \cdot \omega_N \cdot t + \varphi(t)) + \sin(\varphi(t))) \end{aligned} \quad (8.20)$$

dojde k rozdělení původní modulované složky na dvě a frekvenčnímu posunu o $-\omega_N$ resp. $+\omega_N$.

Protože obálka signálu resp. modulační signál může obsahovat pouze frekvence nižší než nosná frekvence resp. frekvence buzení, prakticky je obvykle frekvenční pásmo modulačního signálu řádově nižší než frekvence buzení, obě složky komplexní obálky získáme potlačením horních frekvencí, které vznikly posunem o $+\omega_N$

$$I(t) = LP\{I'(t)\} = A(t) \cdot \cos(\varphi(t)),$$

$$Q(t) = LP\{Q'(t)\} = A(t) \cdot \sin(\varphi(t)).$$

Je tedy zřejmé, že komplexní obálková analýza pomocí synchronní fázové detekce je ekvivalentní s komplexní obálkovou analýzou pomocí Hilbertovy transformace, pouze se změnilo pořadí operací. Původně jsme nejprve vytvořili analytický signál vynulováním záporných frekvencí ve spektru reálného signálu a následně provedli frekvenční posun. Zde jsme nejprve provedli frekvenční posun reálného signálu a následně pomocí filtrace dolní propusti potlačili složky, které se důsledkem přítomnosti záporných frekvencí posunuly vpravo. Druhá varianta je ovšem mnohem snadněji realizovatelná a to i analogově.

8.3 Komplexní obálka rozdílového napětí

Bude-li snímání vinutí s jednotkovým převodem zatíženo velmi vysokou impedancí a provedeme-li obálkovou analýzu rozdílového napětí pomocí synchronní fázové detekce s tím, že jako synchronní signál použijeme proud budícím vinutím nebo signál z něj odvozený,

$$x(t) = u_{SD}(t), \quad x_s(t) = i_E(t),$$

kde

$$u_{SD}(t) = |\hat{U}_{SD}(t)| \cdot \cos(\omega_E \cdot t + \arg \hat{U}_{SD}(t)) + \text{rušení}^7$$

je průběh rozdílového signálu v čase a

⁷ Užitečný rozdílový signál je obvykle tak slabý, že je třeba počítat s přítomností rušení

$$i_E(t) = |\hat{I}_E(t)| \cdot \cos(\omega_E \cdot t + \arg \hat{I}_E(t))$$

je časový průběh budicího proudu, rozdílovou impedanci určíme z obálky signálu

$$\bar{Z}_{AD}(t) = \frac{\hat{E}(t)}{|\hat{I}_E(t)|^2}. \quad (8.21)$$

V případě zdroje buzení s vysokou sériovou impedancí je amplituda budicího proudu konstantní, v opačném případě je třeba amplitudu měřit.

Při zatížení snimacího vinutí téměř nezáleží na tom, jaký signál použijeme jako synchronní. Náročnost transformace na rozdílovou impedanci je totožná. Pro účely obáلكové analýzy je transformační vztah možné dosazením upravit na tvar vyjadřující rozdílovou impedanci na základě přímo měřitelných signálů

$$\bar{Z}_{AD}(t) = \frac{\hat{U}_E + \hat{I}_E(t) \cdot (\bar{Z}_S + \bar{Z}_{SCD} - R_{tr} - \bar{Z}_{EC})}{\hat{I}_E(t)^2 \cdot \bar{Z}_S} \cdot \hat{U}_{SD}(t), \quad (8.22)$$

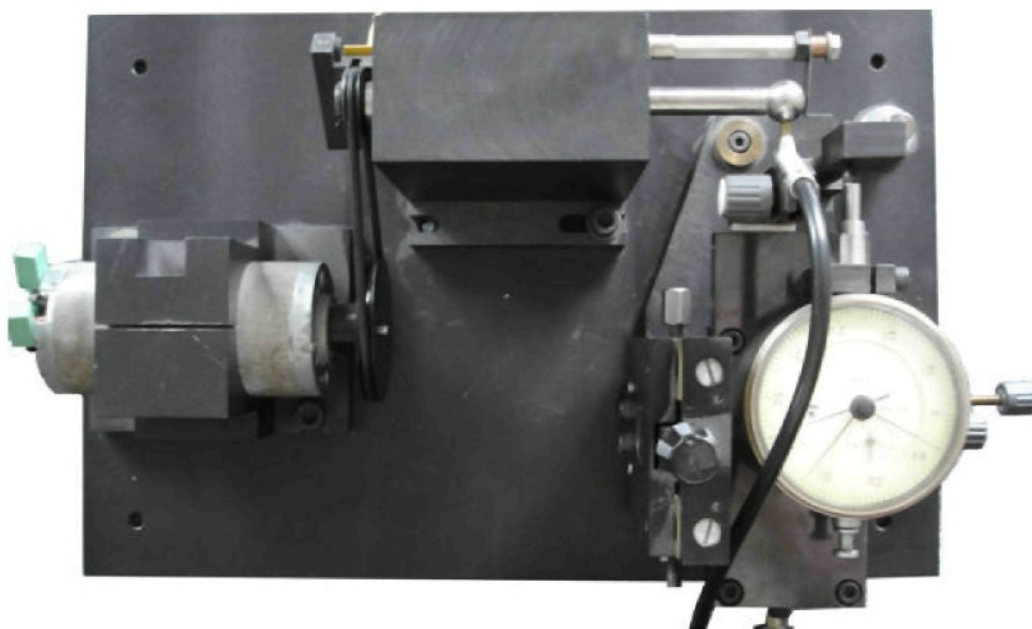
odpovídající jednotkovému převodu. Původně šlo o vyjádření na základě aditivní impedance, případně celkové impedance budicího vinutí, která není přímo měřitelná a nelze jí použít jako synchronní signál. Synchronní signál může být nejsnáze odvozen od napětového signálu zdroje buzení či proudu budícím vinutím. Případně napětového signálu přímo na svorkách budicího vinutí sondy v případě velké vnitřní impedance zdroje buzení.

9 Experimenty

9.1 Nejdůležitější použité měřicí přístroje a prostředky

9.1.1 Model testovacího zařízení ložiskových kuliček

Jedná se o přípravek umožňující přiblížení sondy vířivých proudů k testovanému objektu, ložiskové kuličce, v přesné libovolné poloze. Je možný posuv ve třech osách a natáčení podél jedné osy. Zároveň přípravek uděluje testované kuličce rotační pohyb kolem jedné osy. Kontrola vířivými proudy tedy probíhá pouze na určité omezené prstencové ploše. Testovací přípravek byl zapůjčen firmou Temos Tools a.s..



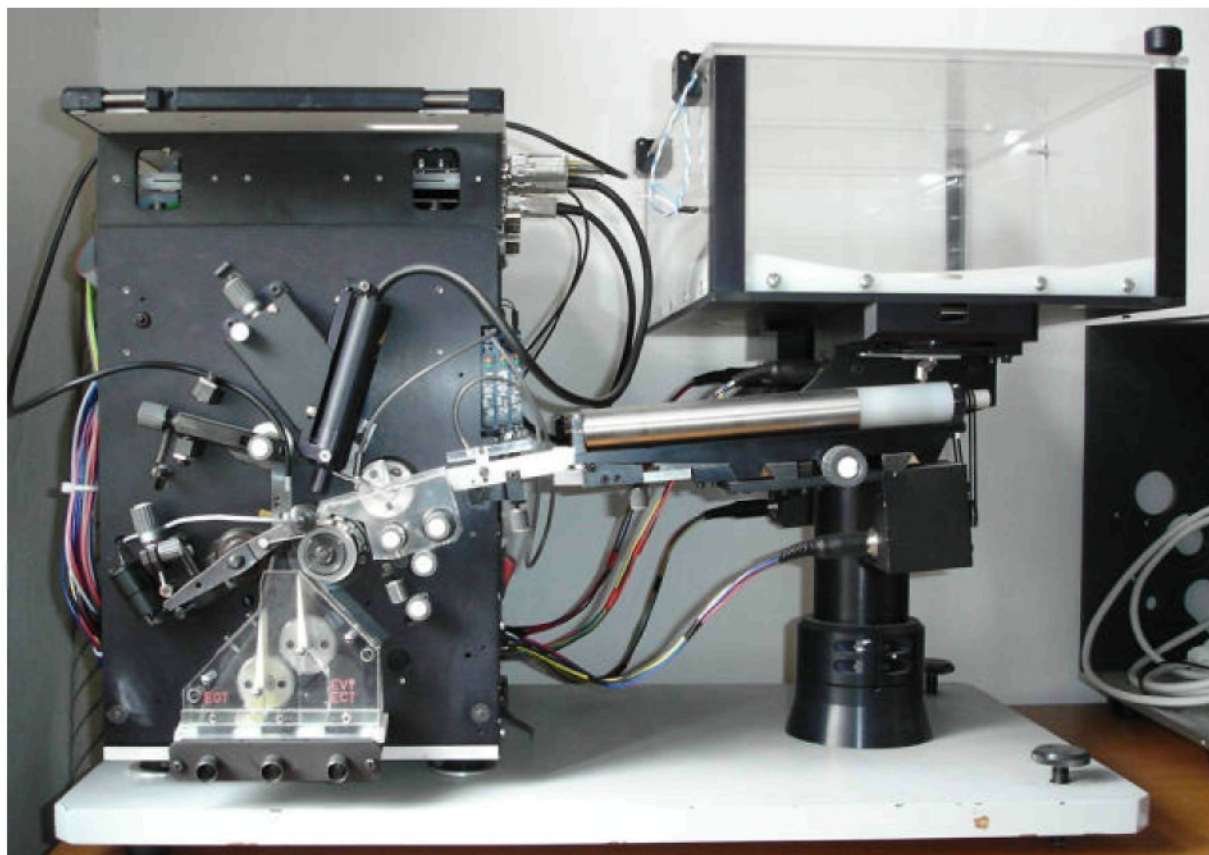
Obrázek 9.1: Testovací přípravek



Obrázek 9.2: Testovací přípravek - detail

9.1.2 Mechanismus třídícího automatu ložiskových kuliček

Firmou Temos Tools a.s. byla zapůjčena mechanická část třídícího automatu ložiskových kuliček. Tento mechanismus umožňuje přiblížení sondy vířivých proudů k testované kuličce, které uděluje rotační pohyb podél dvou os. Kontrolován je tedy celý povrch.



Obrázek 9.3: Mechanismus třídícího automatu

9.1.3 DSP Lock-in amplifier EG&G INSTRUMENTS model 7265

K měření rozdílového signálu resp. jeho obázkové analýze byl použit tzv. „Lock-in amplifier“, model uvedený v nadpisu. Jeho princip lze zjednodušeně popsat jako komplexní obázková analýza metodou synchronní fázové detekce, uvedený v předchozím textu. Přímou i kvadrurní složku signálu $x_s(t)$, $x_{sq}(t)$, jehož násobením s původním signálem dochází k frekvenčnímu posunu, vytváří pomocí interních oscilátorů, které jsou synchronizovány s vnějším synchronním signálem. Původní signál tedy není násoben přímo se synchronním. Z tohoto důvodu bylo možné synchronní signál odvozovat pouze ze signálů se stabilní fází. Tj. odvodit synchronní signál od budícího proudu bylo možné pouze v případě zařazení velké sériové impedance, v opačném případě může být fáze této veličiny modulována. Většina experimentů byla prováděna v režimu při kterém pracují analogové výstupy tohoto přístroje se vzorkovací frekvencí 200Hz, přičemž drobným nedostatkem je fázový posun vzorkovací frekvence mezi oběma výstupy, který činí 1.25ms. Dvojice výstupů poskytovala tzv. složku ve fázi a kvadrurní složku, tedy. reálnou a imaginární složku fázoru rozdílového napětí.

9.1.4 LCR Meter HEWLETT PACKARD model 4263B

Pro základní ověřovací měření průběhů závislosti impedance budícího vinutí na souhlasné vzdálenosti byl použit LCR metr. Jeho omezený frekvenční rozsah dovoloval získání průběhu závislosti pouze pro frekvenci buzení 100kHz. Pro frekvenci 200kHz byly tyto průběhy získávány pomocí „Lock-in amplifier“ a frekvenčního generátoru Agilent 33220A. Protože z impedančních průběhů byly vytvářeny citlivostní profily, první a druhá derivace impedanční trajektorie přiblížení, bylo zapotřebí velmi přesné průběhy impedance. Průběhy impedance získané pomocí LCR metru sloužily jako srovnávací s průběhy získanými pomocí „Lock-in amplifier“.

9.1.5 Měřicí multifunkční karta NATIONAL INSTRUMENTS PCI-6251

Jedná se měřicí kartu se 16 SE⁸ resp. 8 DI⁹ analogovými vstupy. Každá dvojice vstupů může být nezávisle konfigurována v režimu SE nebo DI. V prvním případě je úroveň napětového analogového signálu měřena vůči potenciálu společného referenčního signálu. Referenční signál je společný všem vstupům konfigurovaným v režimu SE. Ve druhém případě je úroveň signálu měřena diferencially mezi dvojicí těchto vstupů. Disponuje jediným ADC¹⁰, 16 vstupů je docíleno jejich multiplexováním. Rovněž jsou k dispozici dva analogové výstupy a 24 logických vstupů resp. výstupů v úrovních TTL¹¹.

Prakticky byl tento prostředek využíván především k měření demodulovaného signálu z „Lock-in amplifier“, tedy obou složek obálky rozdílového signálu, případně k měření úrovně budícího proudu, na základě které byla určována úplná impedance budícího vinutí $\bar{Z}_{XE}$.

Nevýhodou multiplexovaného řešení je fázový posun vzorkovací frekvence mezi jednotlivými analogovými vstupy. V tomto případě bylo tohoto nedostatku částečně využito k řešení problému s fázovým posunem vzorkovací frekvence u Lock-in amplifier, kdy bylo používáno vzorkovací frekvence 400Hz na kanál, tedy 800Hz na AD převodník, pak byl fázový posun mezi kanály rovněž 1.25ms. Toto řešení bylo praktikováno pouze v případě, kdy nebylo třeba měřit více veličin. Tam kde bylo třeba rovněž měřit budící proud, bylo použito vzorkovací frekvence 800Hz na kanál, 2.4kHz na AD převodník. Fázový posun byl následně kompenzován dodatečně. Ačkoli v případě, kdy tato karta pracuje na nižší vzorkovací frekvenci, než je její maximum, standardně přepíná vstupy tak, aby dosáhla minimálního fázového zpoždění mezi nimi, lze manuální volbou tzv. „scanlistu“ docílit právě zmíněného fázového zpoždění.

9.1.6 Diferenční reflexní sondy

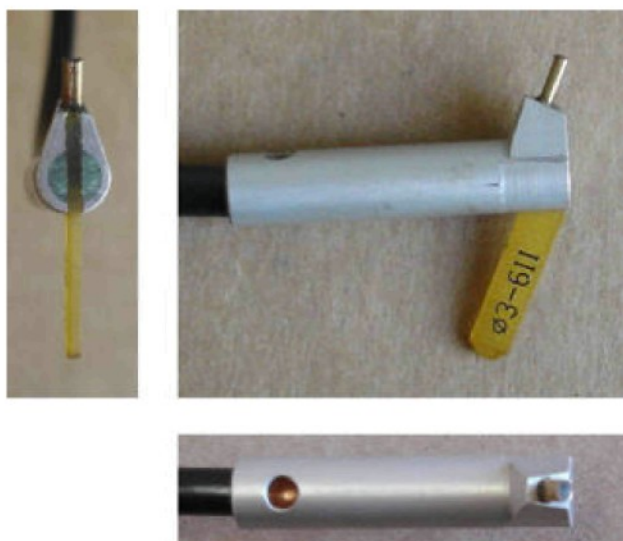
Jako součást mechanismu třídícího automatu bylo zapůjčeno několik kusů sond vířivých proudů pro kontrolu povrchu ložiskových kuliček o průměru 3-6mm a 6-10mm. Hrot sond má sférický tvar odpovídající největšímu průměru z intervalu rozměrů, pro které jej lze použít tak, aby byla zajištěna rovnoměrná velikost vzduchové mezery. Sfěricky jsou tvarovány konce jader i stínění. Experimenty byly prováděny především v kombinaci sondy a kuličky o maximálním přípustném rozměru, aby při dotyku byla zajištěna nulová velikost vzduchové mezery. Předepsaná provozní vzdálenost všech sond je 200μm. Sondy mají jednotkový převod a lze je používat jak v režimu klasické diferenční sondy tak v režimu sondy typu „U“ s téměř identickými výsledky, samozřejmě vyjma rozdílů, které nastávají z principu tak, jak zde byly definovány. Při použití zdroje buzení s velkou sériovou impedancí a bez zatížení snímacího vinutí vykazují ovšem téměř identickou interpretaci rozdílového signálu.

⁸ Single Ended, úroveň signálu měřená proti potenciálu země

⁹ Differential Input, úroveň signálu měřená z rozdílu potenciálů dvou svorek

¹⁰ Analogově číslicový převodník

¹¹ Logický signál v úrovních 0-5V



Obrázek 9.4: Diferenční reflexní sonda vířivých proudů pro kontrolu povrchu ložiskových kuliček

Pozn. V souvislosti se sférickým tvarem hrotu sondy a ložiskové kuličky je třeba doplnit, že teoretický vztah mezi hloubkou vady a fázovým zpožděním uvedený na začátku této práce platí exaktně pouze pro vlnu dopadající na rovinný povrch, což bylo rovněž uvedeno. Nebyla vyvíjena žádná snaha o výpočet vztahu odpovídajícího zde uvedeným podmínkám. Jednak tato aplikace se zaměřuje na detekci povrchových vad a v žádném z kroků jejího řešení nenastává potřeba aplikovat vztah mezi fázovým zpožděním hloubkou vady či jakýkoli jiný vztah vycházející z vlnových rovnic. Navíc nalezení exaktního vztahu skutečně odpovídajícího reálným podmínkám by vzhledem k přítomnosti jader a stínění i jejich tvaru bylo velmi obtížné. Uvedení nejjednodušší varianty vlnových rovnic postačilo k objasnění základního faktu, že s větší hloubkou roste fázové zpoždění.

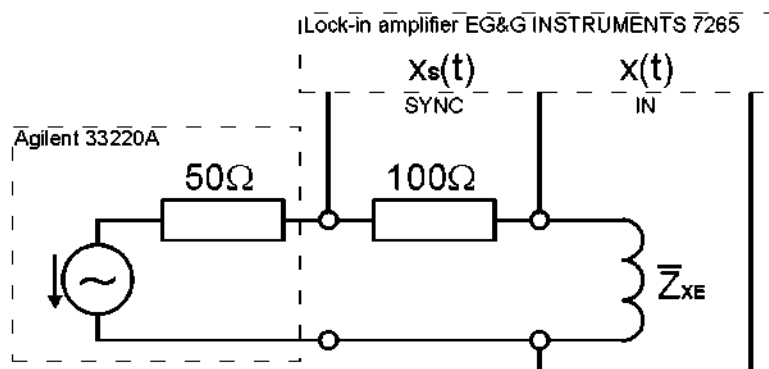
Veškeré předchozí ilustrativní kresby sond, testovaných vzorku, i jejich vzájemné konfigurace vždy zobrazovaly výhradně rovinný tvar testovaného povrchu i případného čela jader. Důvodem byla pouze jednoduchost a větší obecnost, aplikace s rovinnými povrchy jsou mnohem častější. Veškeré aplikovatelné teoretické postupy, které zde byly odvozeny a popsány, jsou použitelné zcela obecně bez ohledu na tvar jakékoli části. Tato obecnost je zajištěna především způsobem, kterým je zde chápána souhlasná a nesouhlasná vzdálenost. Prakticky jediné tvarově závislé jsou vztahy vycházející z vlnových rovnic, které nebyly žádným způsobem aplikovány přímo, ani k odvození nějaké další teorie. Je samozřejmé, že v okamžiku, kdy nějakou ze zde uvedených teorií budeme praktikovat v rovinné a sférické aplikaci, dojdeme pravděpodobně k odlišným výsledkům stejně, jako bychom došli ve dvou různých rovinných nebo dvou různých sférických aplikacích, protože výsledky budou ovlivněny řadou empirických faktorů. Obecně však nelze říci, v jakém případě dosáhnou zdejší metody lepších či horších výsledků.

9.1.7 Softwarové prostředky

Téměř veškeré metody a teorie aplikované na signály z ECT vyžadovaly číslicové zpracování. Ke zpracování signálů a vyhodnocení měření na základě předem pořízených záznamů dat (offline) byl použit software MATLAB. Jednalo se především o záznam průběhu obálky rozdílového napětí, záznam průběhu impedance budicího vinutí nebo budicího proudu.

9.2 Impedanční trajektorie přiblížení

Veškerá měření byla opakována pro frekvence buzení 100 a 200kHz, tedy i impedanční trajektorie přiblížení byly pořízeny pro jednotlivé exempláře sond na obou frekvencích. Impedanční trajektorie přiblížení resp. závislosti impedance budícího vinutí na souhlasné vzdálenosti sloužily v následujících experimentech k inverznímu určování souhlasné vzdálenosti, ke stanovení komplexní hodnoty impedance resp. její fáze na základě měření absolutní hodnoty impedance, ale především ke stanovení profilu citlivosti sondy. Trajektorie přiblížení odpovídající frekvenci buzení 100kHz jsou pořízeny jednak pomocí RCL metru a pomocí „Lock-in amplifier“. Pro frekvenci 200kHz pak pouze pomocí „Lock-in amplifier“ následujícím způsobem.

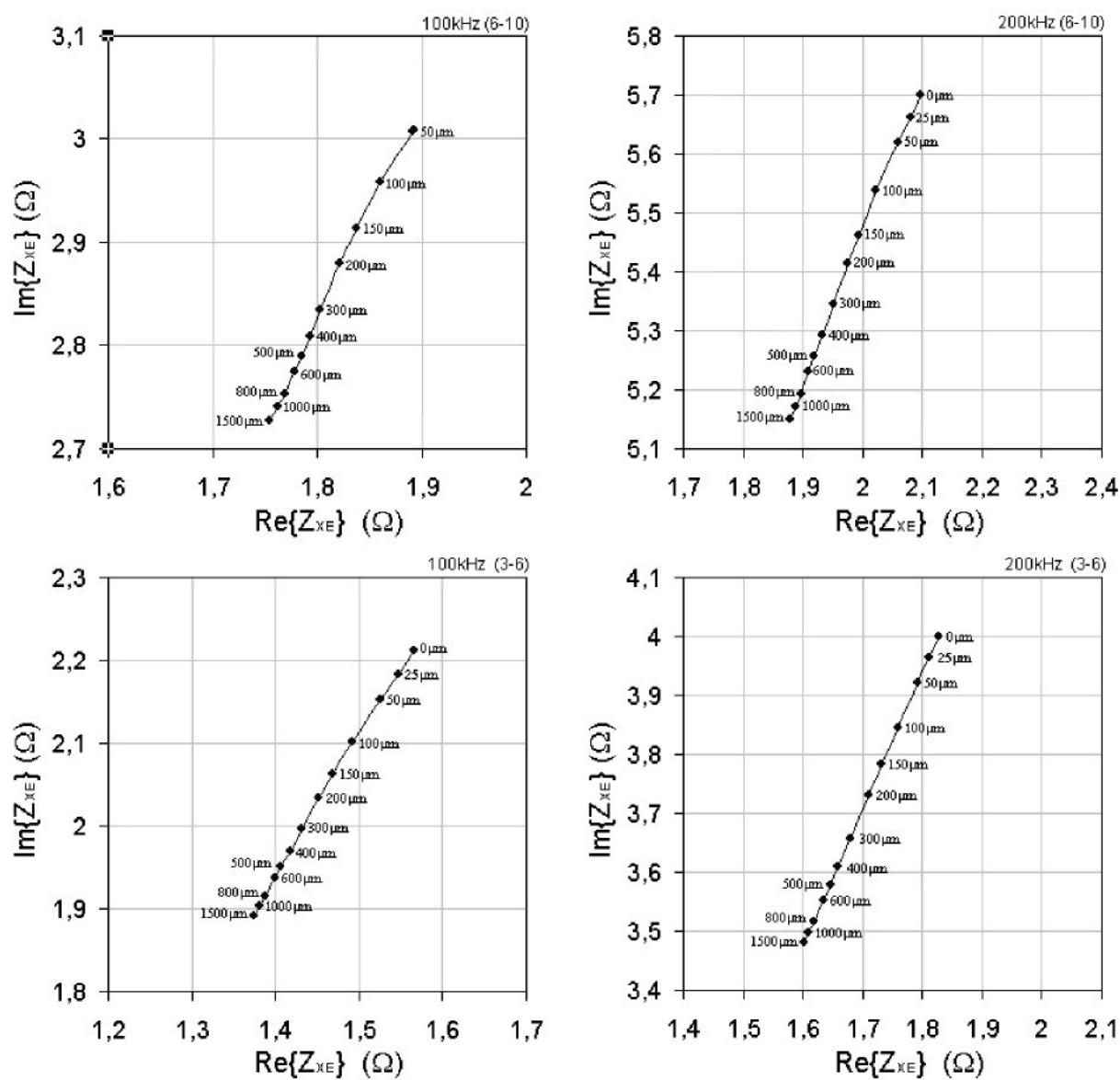


Obrázek 9.5: Měření trajektorie přiblížení pomocí „Lock-in amplifier“

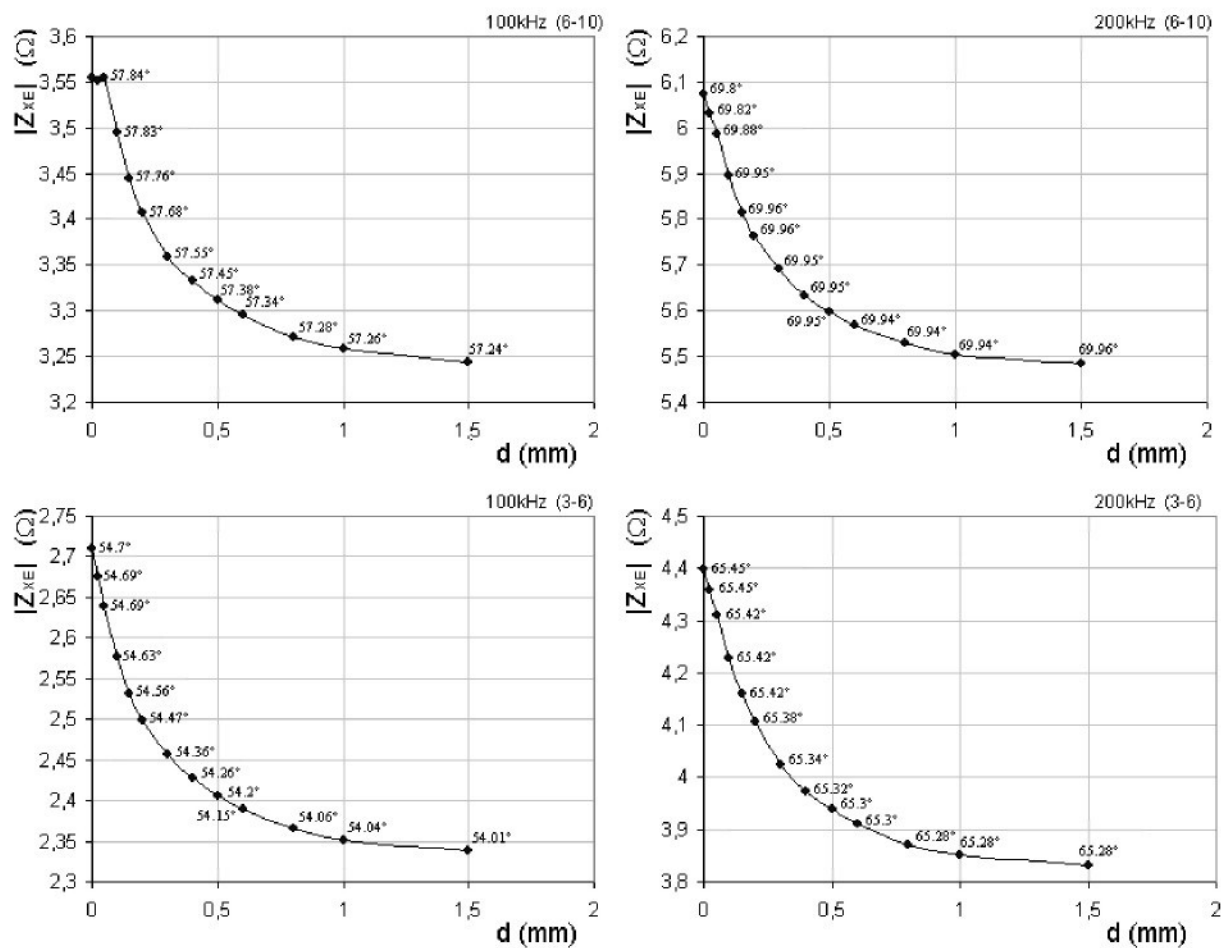
Uvedený typ „Lock-in amplifier“ zobrazuje aktuální hodnotu komplexní obálky signálu $x(t)$ relativně v poměru vůči amplitudě synchronního signálu $x_s(t)$, tj. zobrazuje hodnotu fázoru

$$\hat{X} \text{ resp. } \frac{\hat{E}}{|\hat{X}_s|}.$$

Pro přesné měření impedance v tomto zapojení je třeba střídavě vstupní svorky připojovat na svorky budícího vinutí a předřazený sériový odpor.



Obrázek 9.6: Impedanční trajektorie přiblížení – XY zobrazení



Obrázek 9.7: Impedanční trajektorie přiblížení – absolutní impedance

Zobrazené impedanční trajektorie přiblížení odpovídají režimu diferenční reflexní sondy s klasicky uspořádanými vinutími, tj. jedná se o impedance aditivně zapojeného budícího vinutí. První čtveřice průběhů zobrazuje trajektorie pro kombinaci dvou vybraných exemplářů sond různých rozměrů a dvou odlišných frekvencí buzení. Poslední čtveřice zobrazuje trajektorie alternativním způsobem jako závislost absolutní impedance na souhlasné vzdálenosti.

Trajektorie pro souhlasnou vzdálenost pod 50 μm nelze pokládat za přesné, neboť pro takto malou souhlasnou vzdálenost lze jen velmi obtížně docílit rovnoměrné velikosti vzduchové mezery mezi sondou a vzorkem.

Protože rozdílová impedance v Gaussově rovině je v ideálním případě zobrazena v 1. nebo 3. kvadrantu v závislosti na vinutí, pod kterým vada prochází nebo na smyslu nesouhlasné orientace, snažili jsme se zobrazovat především v 1. kvadrantu. V některých případech jsou proto zobrazovaná data otočena o 180°. Stejně tak např. následující zobrazení citlivostních profilů je rovněž otočeno o 180°, v opačném případě bychom museli např. referenční fázový směr 60° interpretovat jako -120°, což by bylo zbytečně nepřehledné. Prakticky to znamená, že citlivostní profily, které jsou předkládány jako 1. derivace impedančních trajektorií přiblížení, mají otočené znaménko. V případě diferenční reflexní sondy toto prakticky ničemu nevadí.

9.2.1 Aproximace impedančních trajektorií

Protože impedanční trajektorie přiblížení jsou patrně vůbec nejdůležitější empirická data nutná pro aplikaci většiny popsanych teorií a ověření hypotéz, ke každé trajektorii je vytvořena její aproximace pomocí polynomu. Polynomická aproximace umožňuje velice snadnou následnou manipulaci s nimi. Aproximace jsou vytvořeny pomocí elementárních funkcí aplikace „Microsoft Excel“.

$$\bar{Z}_{\lambda E(6-10)100} = 0.4483d^6 - 2.3762d^5 + 5.0138d^4 - 5.3854d^3 + 3.1471d^2 - 1.0213d + 1.9361 \\ + (-0.4137d^6 + 0.9816d^5 + 0.334d^4 - 2.756d^3 + 2.9881d^2 - 1.4691d + 3.0764) \cdot j$$

$$\bar{Z}_{\lambda E(6-10)200} = 0.1231d^6 - 0.9617d^5 + 2.6569d^4 - 3.5161d^3 + 2.4887d^2 - 1.0033d + 2.1007 \\ + (-1.3113d^6 + 4.4859d^5 - 4.5591d^4 - 0.0004d^3 + 2.8299d^2 - 1.9794d + 5.7057) \cdot j$$

$$\bar{Z}_{\lambda E(3-6)100} = 0.6197d^6 - 2.9367d^5 + 5.5779d^4 - 5.5026d^3 + 3.0647d^2 - 1.0103d + 1.5678 \\ + (0.1305d^6 - 1.1650d^5 + 3.4272d^4 - 4.7045d^3 + 3.4191d^2 - 1.4185d + 2.2142) \cdot j$$

$$\bar{Z}_{\lambda E(3-6)200} = -0.2003d^5 + 0.9433d^4 - 1.7424d^3 + 1.6393d^2 - 0.8598d + 1.8297 \\ + (-0.3202d^5 + 1.6514d^4 - 3.3356d^3 + 3.4149d^2 - 1.9194d + 4.0054) \cdot j$$

Polynom $\bar{Z}_{\lambda E(6-10)100}$ aproximuje trajektorii sondy rozměrové kategorie 6-10mm s frekvencí buzení 100kHz a ostatní polynomy analogicky. Nezávislá proměnná d je do všech polynomů dosazována v (mm).

9.2.2 Profil citlivosti sondy

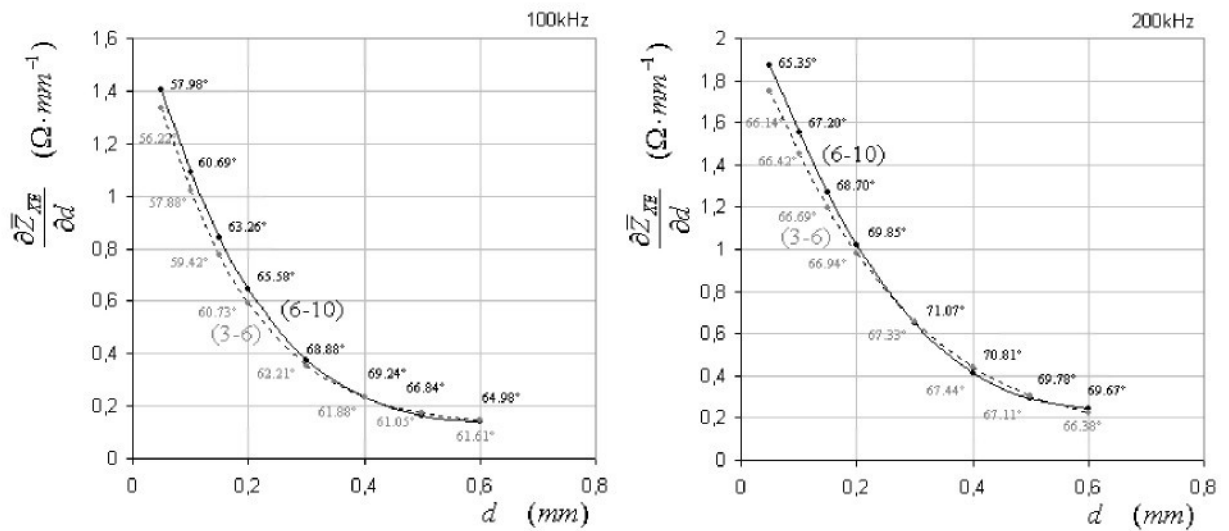
Podle tvrzení, které bylo vysloveno v kapitole 6.4.1, odpovídá profil citlivosti sondy na vadu a nesouhlasnou orientaci první derivaci impedanční trajektorie přiblížení podle souhlasné vzdálenosti. Podle tohoto tvrzení je profil citlivosti aproximován derivacemi předchozích polynomů.

$$\frac{\partial \bar{Z}_{\lambda E(6-10)100}}{\partial d} = 2.6898d^5 - 11.881d^4 + 20.0552d^3 - 16.1562d^2 + 6.294d - 1.0213 \\ + (-2.4822d^5 + 4.908d^4 + 1.336d^3 - 8.268d^2 + 5.9762d - 1.4691) \cdot j$$

$$\frac{\partial \bar{Z}_{\lambda E(6-10)200}}{\partial d} = 0.73872d^5 - 4.8083d^4 + 10.6277d^3 - 10.5484d^2 + 4.9775d - 1.0033 \\ + (-7.8677d^5 + 22.4296d^4 - 18.2364d^3 - 0.001053d^2 + 5.6597d - 1.9794) \cdot j$$

$$\frac{\partial \bar{Z}_{\lambda E(3-6)100}}{\partial d} = 3.7185d^5 - 14.6834d^4 + 22.3116d^3 - 16.5077d^2 + 6.1295d - 1.0103 \\ + (0.7829d^5 - 5.8249d^4 + 13.7087d^3 - 14.1134d^2 + 6.838d - 1.4185) \cdot j$$

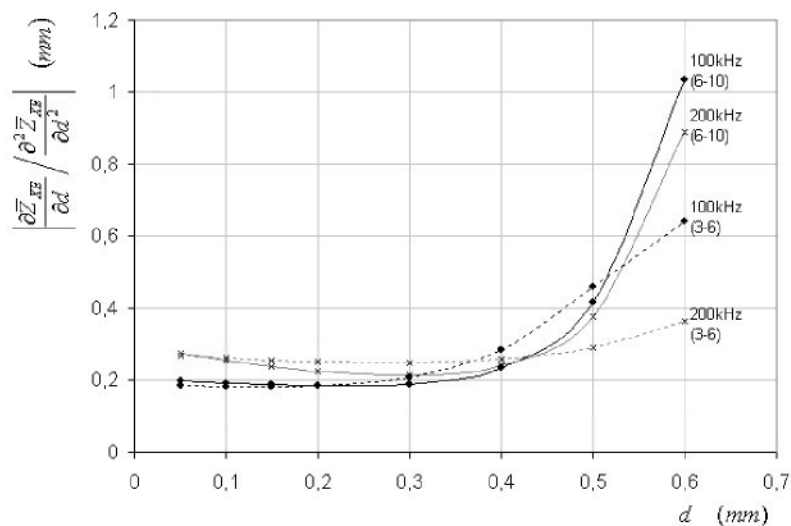
$$\frac{\partial \bar{Z}_{\lambda E(3-6)200}}{\partial d} = -1.0015d^4 + 3.7732d^3 - 5.2272d^2 + 3.2786d - 0.8598 \\ + (-1.601d^4 + 6.6056d^3 - 10.005d^2 + 6.8298d - 1.9194) \cdot j$$



Obrázek 9.8: Profily citlivosti sondy

Plnou čarou jsou zobrazeny profily sondy (6-10), čárkovanou (3-6). Argumenty derivací polynomů resp. úhly uvedené v obrázku definují referenční fázový směr v odpovídající souhlasné vzdálenosti. Citlivostní profily jsou zobrazeny pouze na omezeném rozsahu souhlasné vzdálenosti, protože derivace aproximačních polynomů nejsou v okrajových bodech příliš přesné. Tak výrazná podobnost profilů u obou rozměrových kategorií není náhodná, ale ani samozřejmá. Dvojice sond odlišných rozměrových kategorií byla vybrána především na základě co nejvýraznější podobnosti profilů citlivosti.

Podobně bylo vysloveno tvrzení o druhé derivaci impedančních trajektorií, mající význam citlivosti sondy na „lift-off“. Explicitně zde již nebudeme uvádět derivace předchozích polynomů, jde o triviální záležitost. Nebudeme zde ani zobrazovat průběhy druhých derivací, protože jejich význam není na první pohled zřejmý. Mnohem zřejmější je význam poměru obou těchto citlivostí resp. první a druhé derivace, který byl původně doporučován jako kritérium pro hodnocení kvality sondy resp. kvality její funkce za konkrétních podmínek.



Obrázek 9.9: Profil odolnosti na „lift-off noise“

Vzhledem k velké chybě druhé derivace zde již neuvádíme argumenty resp. úhly.

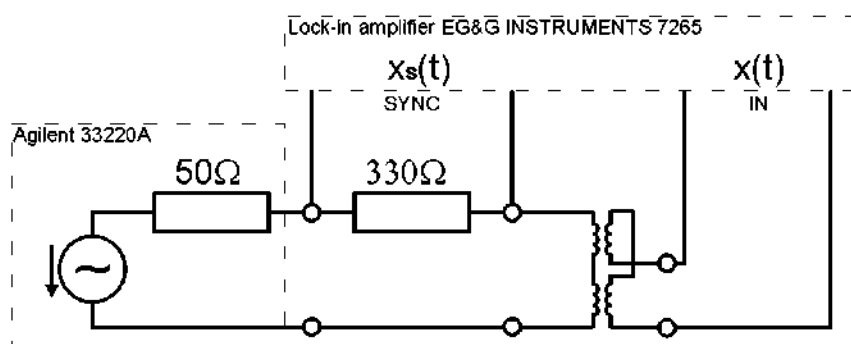
Význam tohoto profilu je velmi jednoduchý. Zjednodušeně řečeno, hodnota poměru obou citlivostí v konkrétní souhlasné vzdálenosti říká, že pokud bude sonda souhlasně oscilovat (přibližovat se a oddalovat) s amplitudou o velikosti právě tohoto poměru, důsledkem této oscilace bude produkován rozdílový signál o stejné velikosti, jako je velikost rozdílového signálu produkovaného aktuálně přítomnou vadou a/nebo nesouhlasnou orientací bez přítomnosti oscilace. Jde samozřejmě o velmi zjednodušené tvrzení, protože se zde pracuje s diferenciály, tedy nekonečně malými posuvy a za ty rozhodně nelze v tomto případě považovat souhlasný posuv 0.2mm. Nicméně tvrzení, že např. pokud bude sonda souhlasně oscilovat s amplitudou 10x nebo 100x menší, než je hodnota poměru citlivostí, bude důsledkem oscilace produkován signál 10x nebo 100x menší, má již praktické opodstatnění.

Přímo experimentálně ověřit význam druhé derivace jakožto citlivosti na lift-off nebude na této aplikaci zřejmě možné, exaktně rozlišit jednotlivé složky rozdílového signálu podle jejich příčin se rozhodně nepodařilo. Nicméně odvození významu obou derivací jakožto citlivostí vzniklo exaktně na základě modelů a náhradních obvodů, nejde tedy o hypotézy, ale o fakty. Otázkou pouze zůstává, jak budou tato tvrzení přesná v praxi a jak se na nich projeví nejruznější zjednodušení použitá při tvorbě modelů. Pokud ovšem uznáme význam první derivace jakožto citlivosti, význam druhé derivace resp. poměr obou je již samozřejmý. Stačí se podívat na zobrazení původního profilu citlivosti na vadu. Na první pohled musí být zřejmé, že souhlasným posuvem vzniklá změna citlivosti vyvolá rozdílový signál resp. jeho změnu v případě, že před tím, než došlo k posuvu, byl již nějaký rozdílový signál vyvolán vadou nebo nesouhlasností. Druhá derivace resp. směrnice říká jak moc.

Pro první derivaci jakožto citlivost hovoří i jeden zásadní fakt, argument první derivace rovná se referenční fázový směr. Metodou kompenzace lift-off, která byla popsána, tj. dělení rozdílové impedance aktuální hodnotou směrnice trajektorie přiblížení dochází k otočení fáze právě o referenční fázový směr, což je proces uváděný téměř každou literaturou.

9.3 Detekce a projevy vad v různé souhlasné vzdálenosti

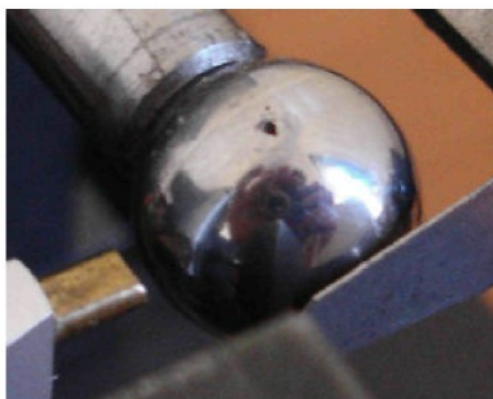
Základní experimenty jsou provedeny v nejjednodušším zapojení zaručující přímé a nezávislé měření a zobrazení rozdílové impedance, tj. vysoká impedance buzení i zátěže.



Obrázek 9.10: Přímé nezávislé měření rozdílové impedance

Následující experimenty jsou provedeny na jednoduchém testovacím přípravku a kuličce s uměle vytvořenými vadami, především velkou vyjiskřenou trhlínou, vybroušenou ploškou a nepatrným

vybroušeným prstencem. Orientace sondy vůči tzv. směru skenování resp. směr průchodu vady pod sondou je podélný, tzn., že bodová vada vždy prochází výhradně pod jedním vinutím. Vyjiskřená trhlina ležela přesně na protější straně než ploška, osa prstence přibližně odpovídá ose otáčení, přesto tyto osy nebyly zcela rovnoběžné.

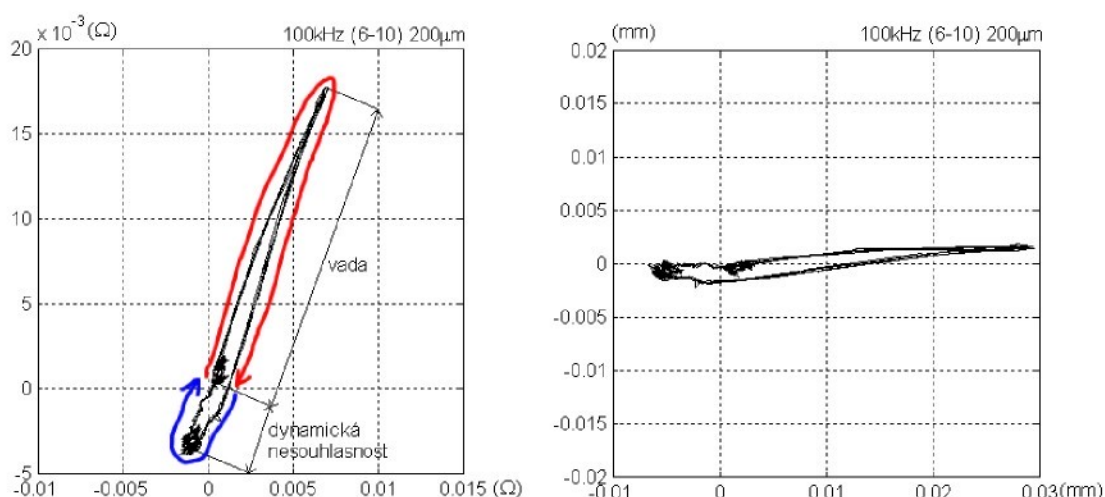


Obrázek 9.11: Vyjiskřená trhlina

Na obrázku je vidět uměle vytvořená trhlina, která leží na jemně vybroušeném a obtížně viditelném prstenci.

Vzhledem k velké podobnosti výsledků i závěrů z experimentů prováděných pro odlišné rozměrové varianty sondy a budících frekvencí jsme se postupně omezovali na variantu sondy 6-10mm a budící frekvencí 100kHz. Větší rozměr kuličky dovozoval větší variabilitu vzájemné polohy

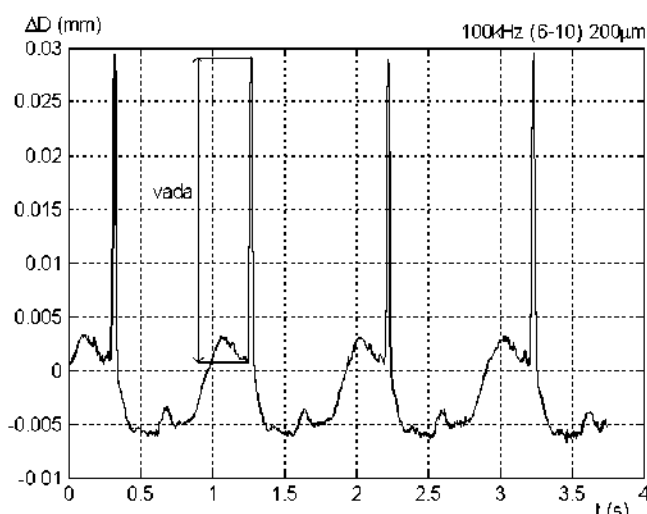
Experimenty jsou provedeny následujícím způsobem. Nejprve bylo provedeno tzv. vyvážení oddálené sondy, tj. vynulování rozdílového signálu, který sonda produkuje v oddálené poloze. Tento signál nazýváme jako nesymetrický, jelikož je důsledkem nesymetrie sondy. K tomuto účelu bylo využito funkce „Lock-in amplifier“ umožňující odečítání offsetu od obálky. Sonda byla přiblížena do nominální souhlasné vzdálenosti 200 μ m a změnou její nesouhlasné orientace byl nalezeno minimum rozdílového signálu, tj. byla uvedena do souhlasné orientace. V takto ustavené pozici je proveden následující experiment. Veškeré experimenty byly prováděny při velmi nízkých otáčkách, aby byl spolehlivě vyloučen vliv případných zpoždění v signálech a dalších dynamických vlivů v signálových cestách.



Obrázek 9.12: Zobrazení vady v Gaussově rovině (100kHz, 200 μ m)

Na obrázku vlevo je zobrazen průběh rozdílové impedance během skenování. Vzhledem k zapojení je možno signál z „Lock-in amplifier“, tedy fázor rozdílového napětí, interpretovat jako rozdílovou impedanci pouhým vynásobením konstantou. Sonda byla do souhlasné orientace uvedena v pozici, kdy se trhlina nacházela těsně vedle sondy. Tim mělo být docíleno možnosti měřit velikost projevu této vady vůči počátku. Pak by červeně označená část smyčky odpovídala době průchodu trhliny pod sondou a modře označená část ostatním vadám a vlivům. Nicméně průběhy pořízené v odlišných souhlasných vzdálenostech hovořily jinak.

Vpravo je zobrazen týž průběh, ovšem po vynásobení převrácenou hodnotou odečtenou z profilu citlivosti. Jde tedy o přibližný průběh veličiny ΔD , tedy interpretaci v měřítku ekvivalentní nesouhlasnosti v (mm). Přibližný proto, že souhlasná vzdálenost není během otáčky zcela konstantní, ale mírně se mění. Pro zcela přesné zobrazení by musel být každý bod průběhu násoben aktuální převrácenou citlivostí.

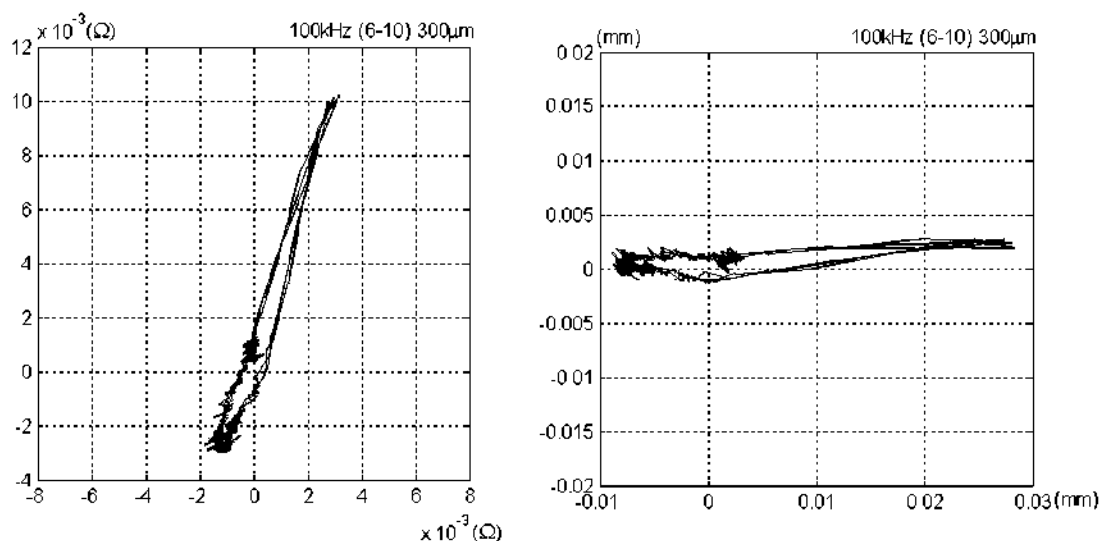


Obrázek 9.13: Časový průběh reálné složky (100kHz, 200μm)

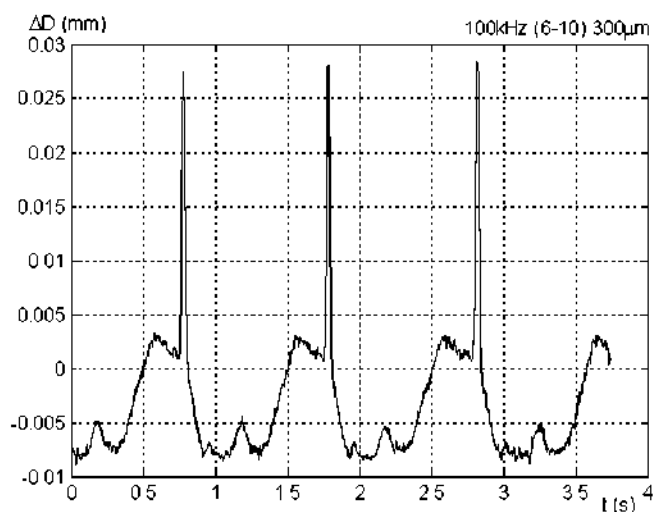
Jednou z výhod interpretace signálu v měřítku ekvivalentní nesouhlasnosti je zobrazení povrchových vad a případné nesouhlasnosti ve vodorovných průbězích v Gaussově rovině. Analyzovat proto postačí pouze reálnou složku signálu. To snižuje i případné nároky na průmyslovou implementaci zde uvedené metody kompenzace „lift-off“, kdy není potřeba získávat kvadraturní složku obálky v případě, že jsme schopni synchronní signál generovat s fází odpovídající argumentu profilu citlivosti.

Původně se předpokládalo, že velikost vady je přibližně úměrná rozdílu bodů průběhu, viz. obrázek 9.13. Nicméně následné experimenty to vyvrátily.

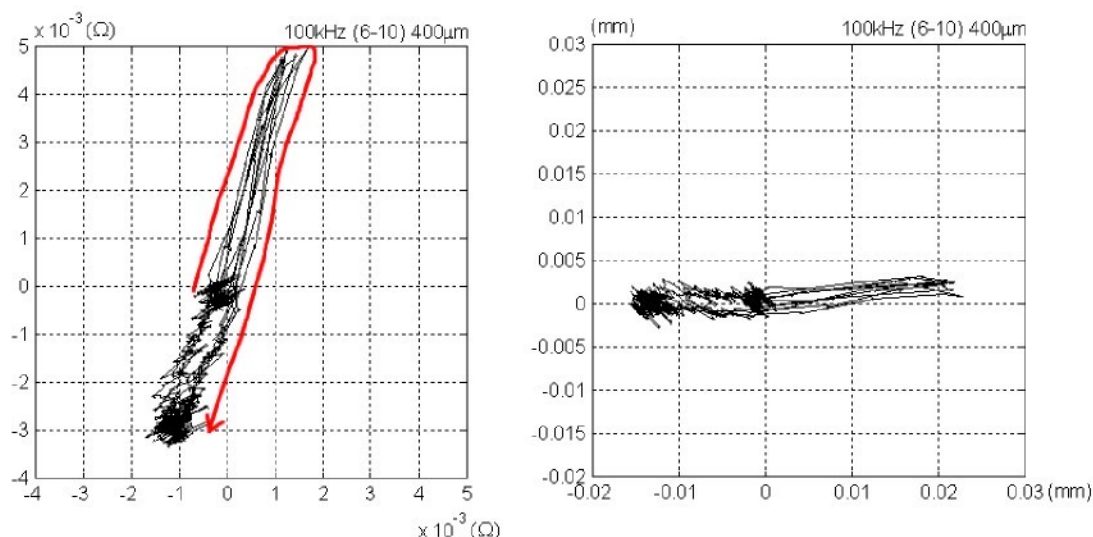
Pro následující experimenty provedené v odlišných souhlasných vzdálenostech byla sonda do provozní pozice ustavena pouze změnou polohy pomocí mikrometrického šroubu na testovacím přípravku, nebylo již opětovně prováděno hledání souhlasné pozice, takže průběhy v Gaussově rovině mohou být mírně posunuty ve směru referenčního fázového směru.



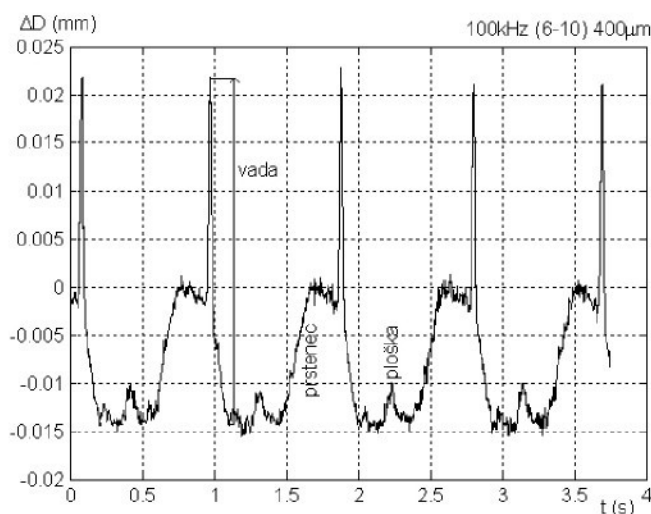
Obrázek 9.14: Zobrazení vady v Gaussově rovině (100kHz, 300 μ m)



Obrázek 9.15: Časový průběh reálné složky (100kHz, 300 μ m)



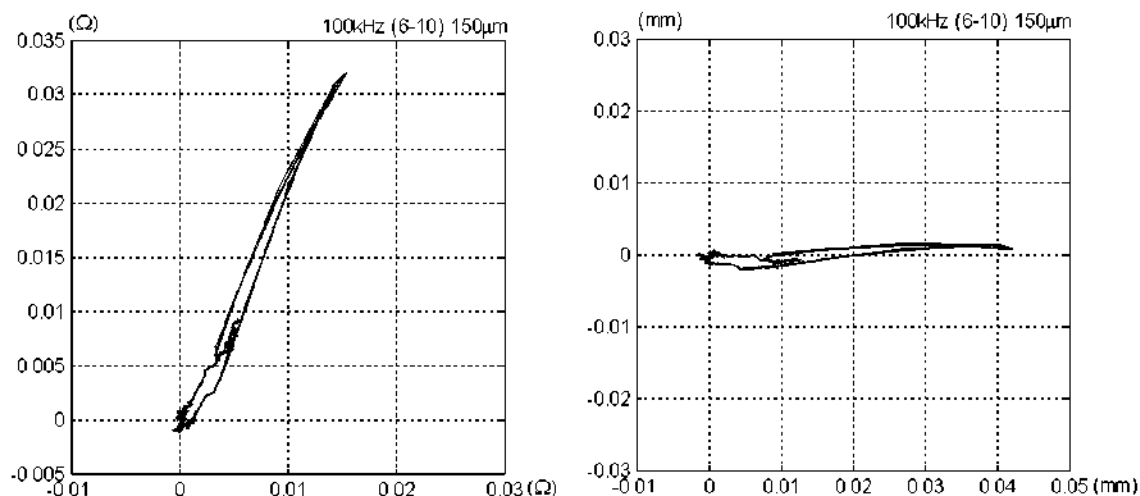
Obrázek 9.16: Zobrazení vady v Gaussově rovině (100kHz, 400 μ m)



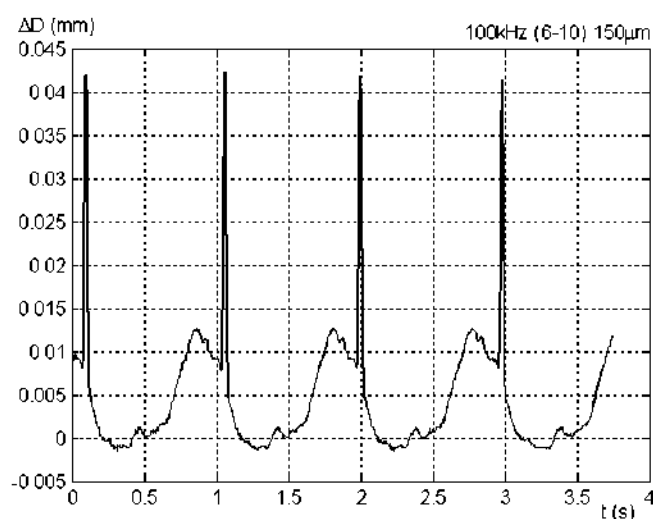
Obrázek 9.17: Časový průběh reálné složky (100kHz, 400 μ m)

Ze zobrazení v měřítku ekvivalentní nesouhlasnosti je patrné, že velikost vady je zjevně úměrná rozdílu mezi body průběhu viz. obrázek 9.17., tedy rozdílu špičkových hodnot. Potom je velikost vady v tomto měřítku hodnocena zhruba 37 μ m při souhlasných vzdálenostech 200, 300 i 400 μ m. Shoda rozdílu špičkových v těchto vzdálenostech je skutečně až překvapivě přesná. Skoro si dovolueme tvrdit, že až takto výrazná shoda je patrně náhodná. Očekávali bychom patrně větší rozptyl výsledků obzvláště u bodových vad, kdy je třeba vzít v úvahu, že profil citlivosti udává pouze průměrnou hodnotu citlivosti v dané vzdálenosti, neboť ta se pro bodové vady liší nejen v různých vzdálenostech, ale i v různých polohách vady vůči středu sondy. Ve středu sondy je nulová. Při takto velké změně vzdálenosti by se dalo očekávat, že v různých souhlasných vzdálenostech bude rozložení citlivosti odlišné.

Jednoznačně se nepodařilo identifikovat příčinu tzv. „schodu“ před špičkou vyvolanou trhlinou. Patrně je vyvolána prstencem, u něhož se během otáčky mění poloha i míra, kterou se nachází pod sondou, nebo jde dynamickou nesouhlasnost, případně může jít o teplotní změny v materiálu vzniklé během vyjiskřování.

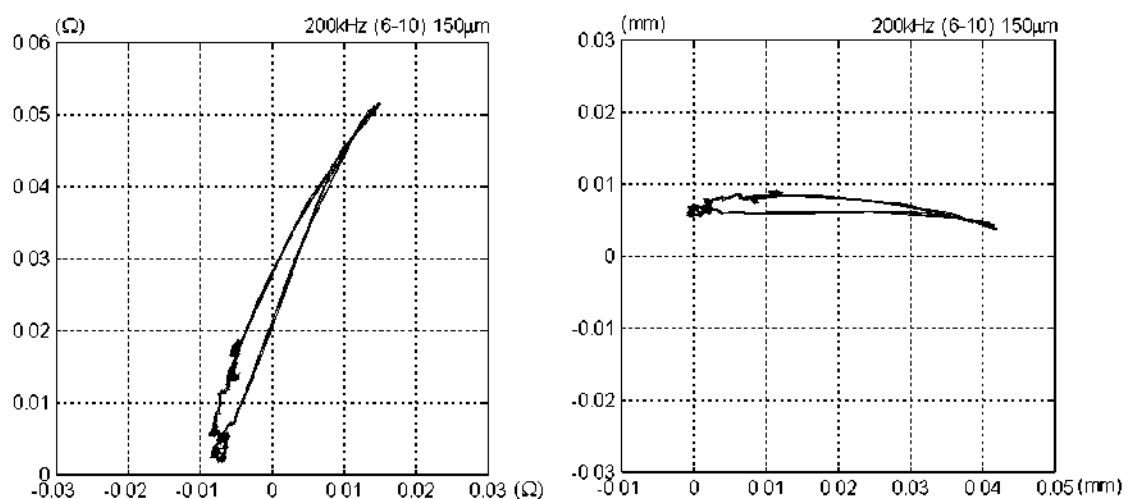
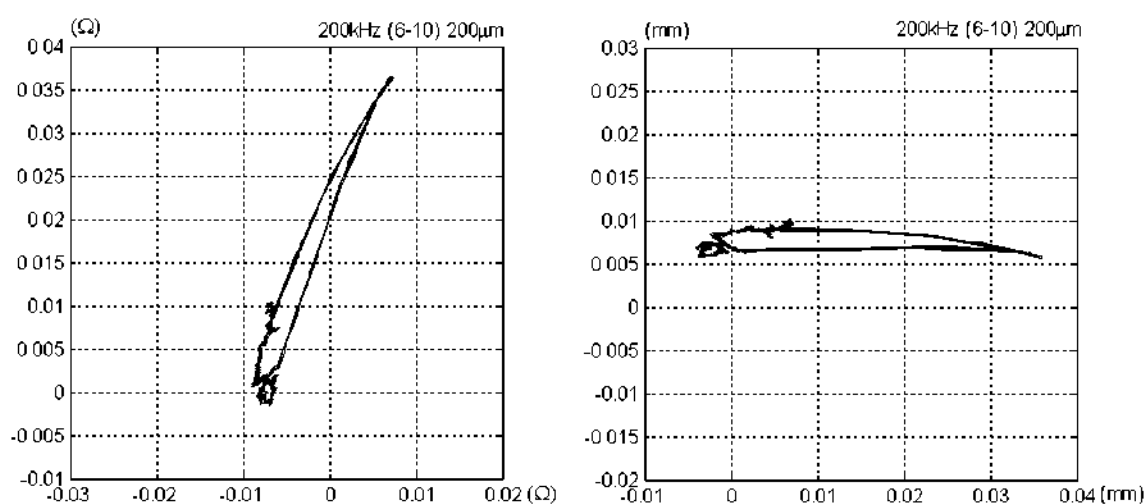
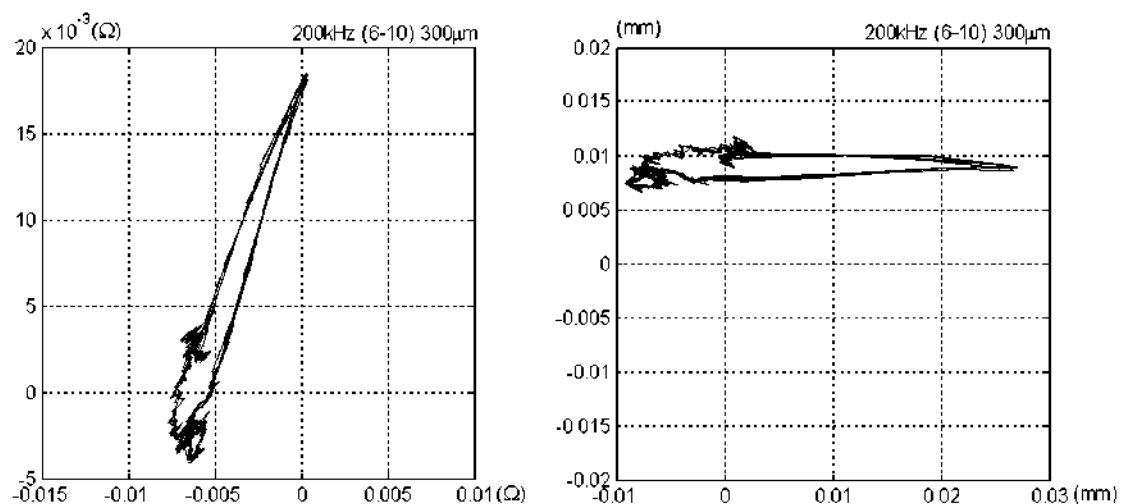


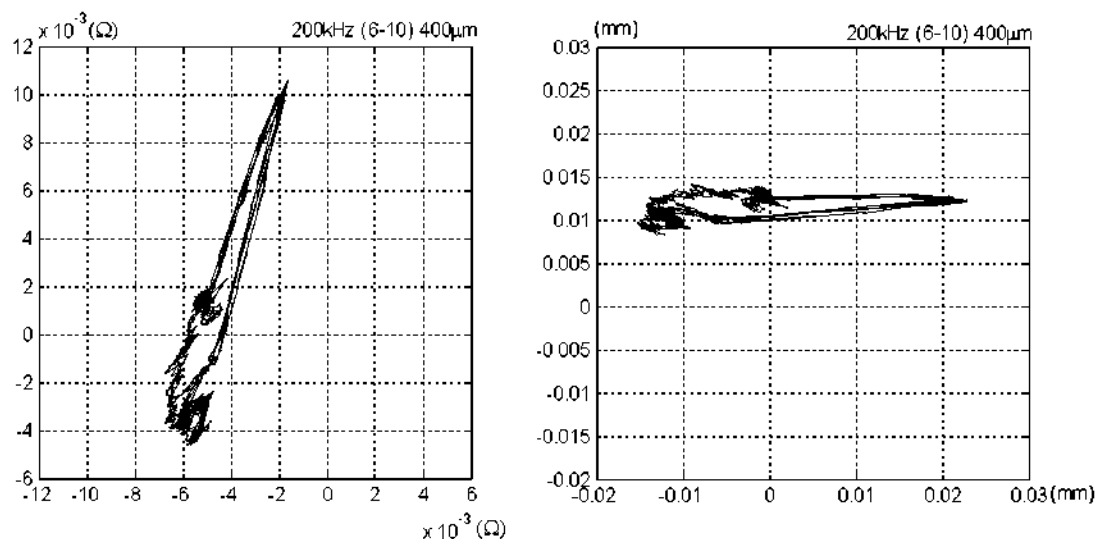
Obrázek 9.18: Zobrazení vady v Gaussově rovině (100kHz, 150 μ m)



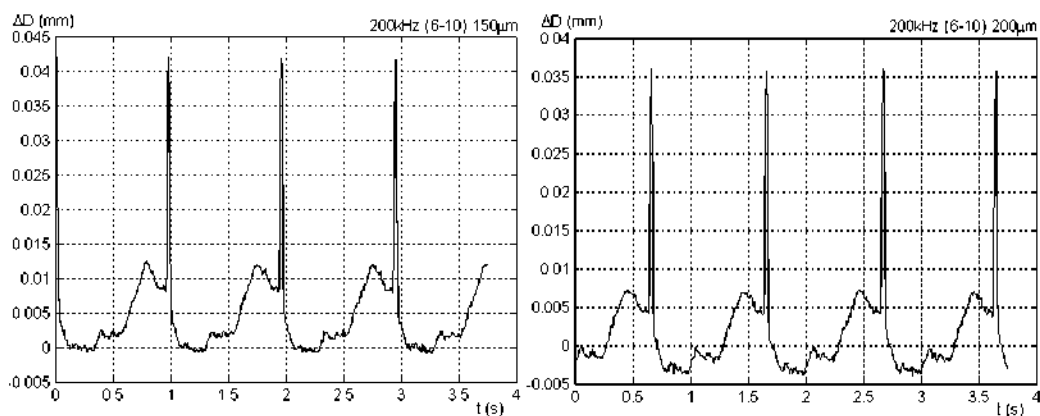
Obrázek 9.19: Časový průběh reálné složky (100kHz, 150 μ m)

Ve vzdálenosti 150 μ m je vada hodnocena jako 44 μ m ekvivalentní nesouhlasnosti, zde je přesnost podstatně nižší. Možnou příčinou může být mírně se měnící souhlasná vzdálenost během otáčky, která při menší vzdálenosti má větší vliv, protože s klesající souhlasnou vzdáleností roste strmost profilu citlivosti, ze stejného důvodu zde hraje větší roli případná nepřesnost nastavení souhlasné vzdálenosti pomocí mikrometrického šroubu a to jak během tohoto experimentu, tak během měření impedanční trajektorie přiblížení.

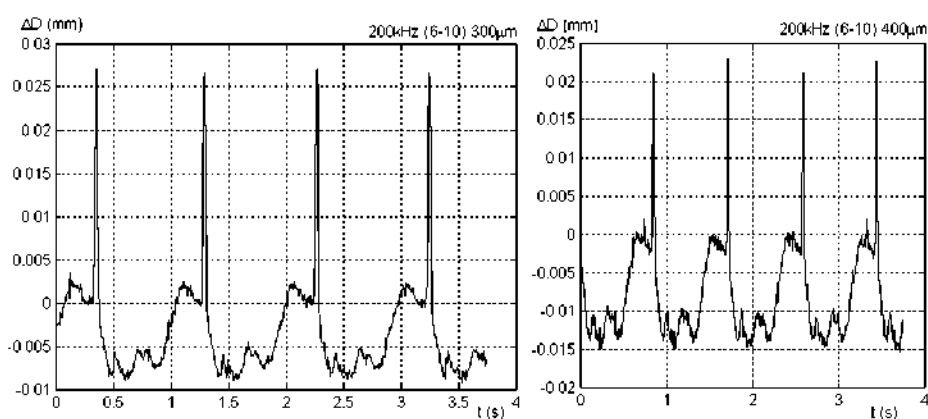
Obrázek 9.20: Zobrazení vady v Gaussově rovině (200kHz, 150 μ m)Obrázek 9.21: Zobrazení vady v Gaussově rovině (200kHz, 200 μ m)Obrázek 9.22: Zobrazení vady v Gaussově rovině (200kHz, 300 μ m)



Obrázek 9.23: Zobrazení vady v Gaussově rovině (400kHz, 150μm)



Obrázek 9.24: Časový průběh reálné složky (200kHz, 150μm-200μm)



Obrázek 9.25: Časový průběh reálné složky (200kHz, 300μm-400μm)

Zde jsou uvedena naměřená data identickým způsobem s frekvencí buzení 200kHz. Ačkoli i před tímto experimentem bylo provedeno vyvážení/nulování nesymetrie sondy, z naměřených dat je zřejmé, že ne dostatečně. Průběhy v Gaussově rovině jsou mírně vychýleny mimo počátek a to

směrem, který neodpovídá referenčnímu fázovému směru. Protože pro účel ohodnocení velikosti vady to není na závadu, byla data ponechána v této podobě. Nicméně tento nedostatek je možné snadno odstranit přičtením resp. odečtením odpovídající konstanty ještě před dělením citlivostí. Naopak na těchto datech je dobře patrný problém, který nedostatečné vyvážení nesymetrie způsobí v okamžiku, kdy je citlivostních profilů použito k potlačení „lift-off noise“. Podíváme-li se detailně na zobrazení v měřítku ekvivalentní nesouhlasnosti, zjistíme, že i zde jsou průběhy vychýleny, ovšem na rozdíl od zobrazení rozdílové impedance je míra vychýlení různá pro různou souhlasnou vzdálenost, což je logické. Pokud není nesymetrie vyvážena/nulována dostatečně, může použití citlivostních profilů k tlumení „lift-off noise“ působit negativně a jeho vliv naopak ještě posílit. Na zobrazeních v měřítku ekvivalentní nesouhlasnosti je toto vychylování nejvýraznější v imaginárním směru, které nevadí. Nastává zde ovšem i vychylování ve směru reálné osy, které je již nežádoucí. To jsme mohli v podobné míře pozorovat i na datech pořízených pro frekvenci 100kHz. Je tedy možné, že při použití k tlumení „lift-off noise“ bude třeba nesymetrii nulovat ještě dodatečně v pozici přibližné sondy. To bude ovšem podstatně komplikovanější. Na druhou stranu nelze v tuto chvíli jednoznačně říci, zda k tomuto vychylování nepřispívá i fakt, že souhlasná vzdálenost se během otáčky mírně mění a mi přitom celý záznam dat aritmeticky dělíme jedinou konstantní citlivostí odečtenou z citlivostního profilu pro danou souhlasnou vzdálenost. Nicméně pokud se jedná o různé vychýlení v různých vzdálenostech proti počátku ve směru referenčního fázového směru na impedanceních zobrazeních resp. ve směru reálné osy na zobrazeních v měřítku ekvivalentní nesouhlasnosti, to je v největší míře způsobeno malou změnou nesouhlasnosti, která patrně vždy nastala během přibližování sondy. Různé vychýlení totiž můžeme pozorovat právě i na impedanceních zobrazeních. Pokud by šlo o nedostatečné nulování/vyvážení nesymetrie, na impedanceních zobrazeních bychom pozorovali konstantní vychýlení v libovolné vzdálenosti.

Výsledky použití citlivostních profilů k ohodnocení velikosti vady jsou podobné jako pro frekvenci 100kHz.

$d (\mu m)$	$\Delta D (\mu m)$
150	42
200	39
300	36
400	37

tabulka 3: Velikosti špička-špička v měřítku ekvivalentní nesouhlasnosti

9.4 Potlačení vlivu dynamické změny souhlasné vzdálenosti (“lift-off noise”)

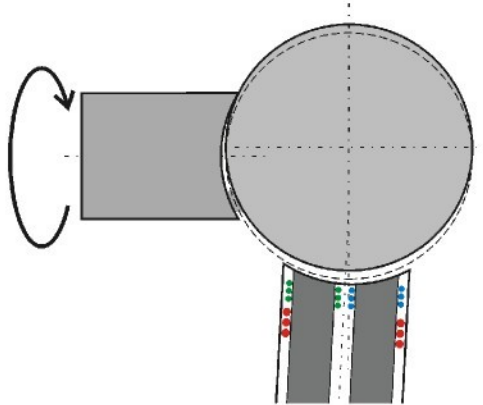
Tento experiment je velice podobný předchozímu s tím rozdílem, že v každém okamžiku je aktuální hodnota rozdílové impedance dělena aktuální hodnotou citlivosti, která je stanovena na základě znalosti aktuální souhlasné vzdálenosti. Souhlasná vzdálenost je dosazována do polynomiálního vyjádření profilu citlivosti. K samotnému stanovení souhlasné vzdálenosti bylo použito měření amplitudy napětí přímo na budících svorkách sondy. Díky více než stonásobně vyšší vnitřní impedanci buzení lze úroveň tohoto napětí považovat za úměrou úplné impedance budícího vinutí $|\bar{Z}_{XE}|$. Amplituda byla měřena pomocí jednoduchého usměrňovače s operačním zesilovačem.

Lineární relace mezi měřeným napětím a $|\bar{Z}_{XE}|$ byla stanovena kalibrací ve dvou bodech vždy těsně před měřením. V ideálním případě by k měření úrovně na svorkách sondy mohla být použita rovněž synchronní fázová detekce, která by byla mnohem přesnější.

Relace mezi $|\bar{Z}_{XE}|$ a souhlasnou vzdáleností byly opět realizovány polynomiální aproximací stejných dat, ze kterých byly aproximovány impedanční trajektorie přiblížení, pouze jde o inverzní relaci. Zde uvedená je pro případ sondy (6-10) pro frekvenci buzení 100kHz.

$$d = -484.180801 \cdot |\bar{Z}_{XE}|^5 + 8570.95913 \cdot |\bar{Z}_{XE}|^4 - 60670.3260 \cdot |\bar{Z}_{XE}|^3 + 214666.653 \cdot |\bar{Z}_{XE}|^2 - 379665.7 \cdot |\bar{Z}_{XE}| + 268525.054$$

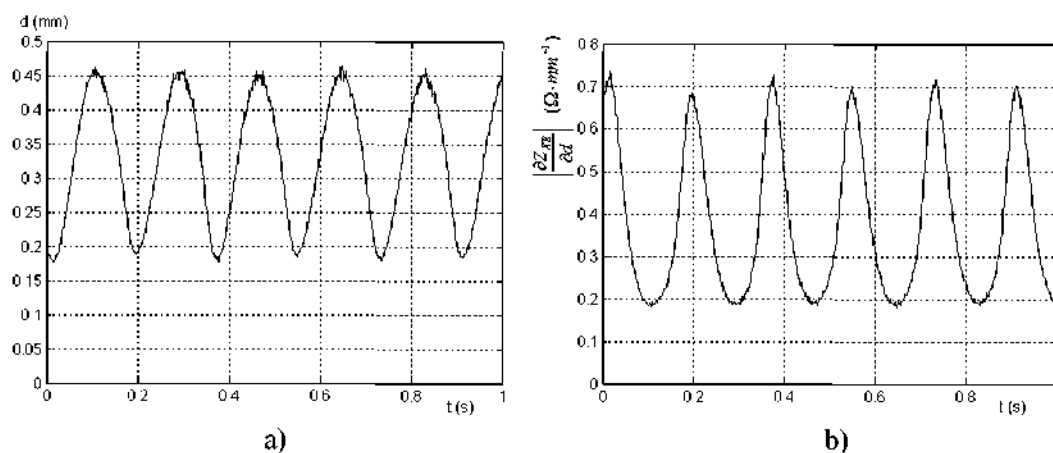
Podmínky dynamicky se měnící souhlasné vzdálenosti byly vytvořeny nesouosým spojením kuličky a roztáčecí hřídele.



Obrázek 9.26: Dynamicky se měnící souhlasná vzdálenost

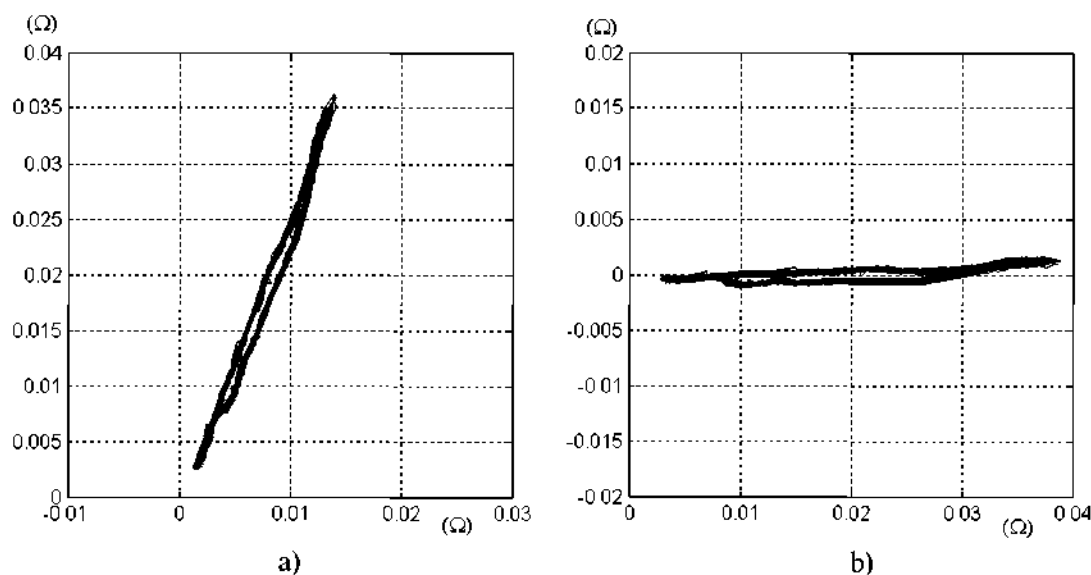
Aby diferenční reflexní sonda začala produkovat tzv. „lift-off noise“, měnící se souhlasná vzdálenost nestačí, je třeba vyvolat i jistou nesouhlasnost. Proto byla vychýlena i sonda. U kulových povrchů dosáhneme nesouhlasnosti pootočením nebo posunutím sondy.

Nejefektivnější by byla demonstrace za podmínek, při kterých by se dynamicky měnila velikost souhlasné vzdálenosti, ale nesouhlasnost by byla po celou dobu konstantní, pak bychom po aplikaci potlačení „lift-off noise“ dosáhli neměnné rozdílové impedance. Bohužel tyto podmínky se na tomto přípravku nepodařilo vytvořit. Tj. měnila se jak souhlasná tak nesouhlasná vzdálenost. Demonstrace za těchto podmínek není tak efektní, zato však lépe odpovídá běžným reálným podmínkám. Souhlasná vzdálenost se ovšem měnila v extrémně velkém intervalu. Aby nedošlo k poškození přípravku, nebylo spojení mezi roztáčecí hřídelí a kuličkou pevné a tudíž mohlo docházet k jistému skluzu či změně polohy, měření tedy nebylo časově dlouho opakovatelné, resp. výsledky nebyly zcela periodické.



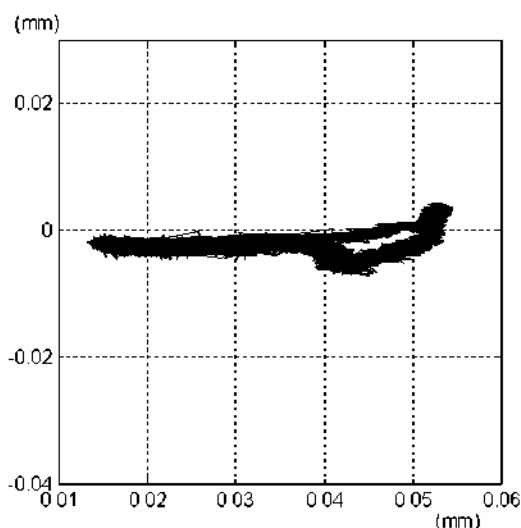
Obrázek 9.27: Průběh souhlasné vzdálenosti a), citlivosti b) v čase

Na obrázcích jsou zobrazeny časové průběhy souhlasné vzdálenosti a modulu citlivosti. Oba průběhy jsou vypočtené na základě měřeného průběhu amplitudy napětí na svorkách sondy.



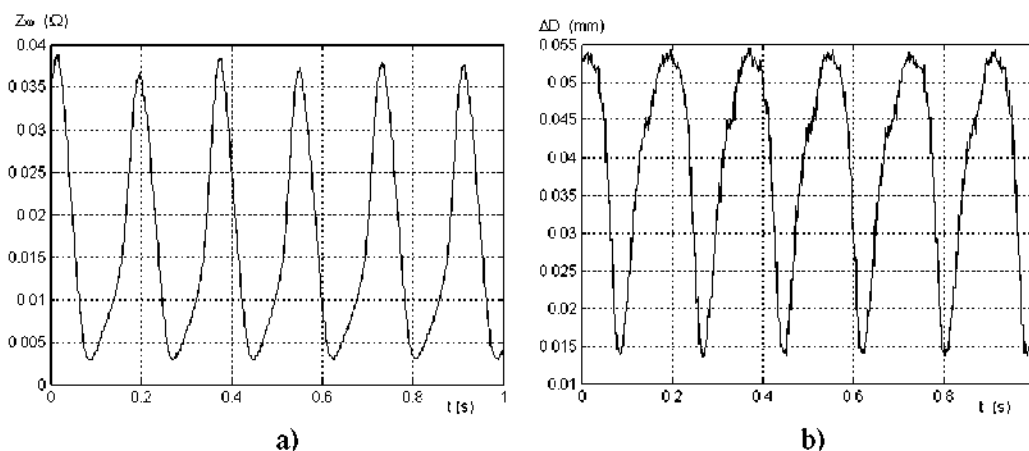
Obrázek 9.28: a) Rozdílová impedance, b) rozdílová impedance otočená o referenční fázový směr.

Na obrázku a) je vykreslen průběh rozdílové impedance během experimentu, na obrázku b) je identický průběh otočený o přibližný referenční fázový směr 67° .



Obrázek 9.29: Průběh ekvivalentní nesouhlasnosti.

Průběh ekvivalentní nesouhlasnosti ΔD se od předchozích experimentů liší v tom, že každý jeho bod je kompenzován aktuální citlivostí, zatímco v předchozích experimentech to bylo pomocí průměrné citlivosti.



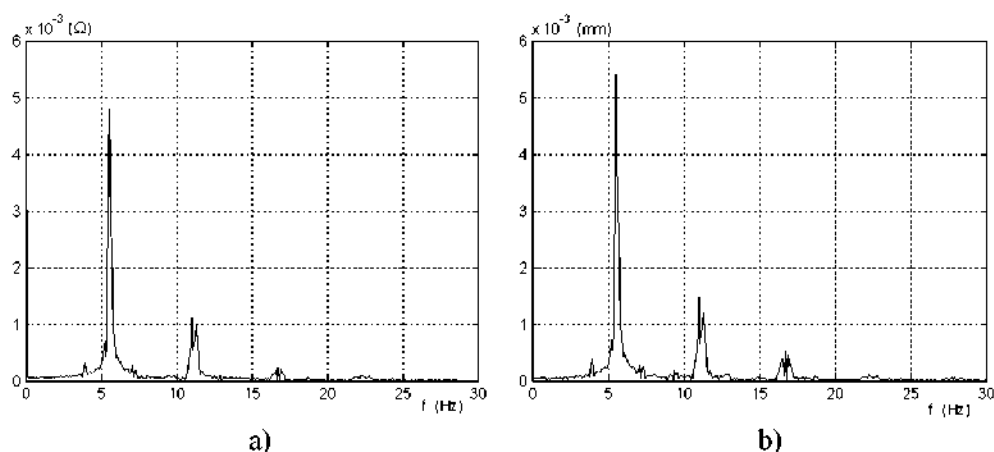
Obrázek 9.30: a) Průběh reálné složky impedance otočené o referenční fázový směr, b) průběh reálné složky ekvivalentní nesouhlasnosti

K otočení rozdílové impedance došlo právě kvůli možnosti srovnání těchto průběhů, na kterých je možné nejlépe pozorovat účinek potlačení „lift-off noise“.

V prvním řadě je třeba doplnit, že tento experiment byl prováděn na bezvadném vzorku a to z toho důvodu, že přítomnost vady by byla zavádějící vzhledem k extrémně velkému intervalu, na kterém dochází ke změně souhlasné vzdálenosti. Pokud by se vada nacházela v místě, které probíhá v maximální vzdálenosti, byl by výsledek velmi efektní. Pokud by se nacházela v místě minimální vzdálenosti, už by tomu tak nebylo. Praktické uplatnění této metody je především v situacích, kdy změna souhlasné vzdálenosti nastává v mnohem menším intervalu, ale zato s vyšší rychlostí, ve vyšším frekvenčním pásmu. Pak to, zda se vada nachází v nejbližším či nejvzdálenějším místě, nehraje téměř žádnou roli. Přítomnost vady by také znemožnila učinit jakékoli závěry z následujících spekter díky velkému množství vyšších harmonických způsobených právě vadou.

K ocenění pozitivního účinku je třeba se podívat zpět na průběh citlivosti. Zde vidíme, že citlivost se pohybuje v intervalu $0.2 - 0.7 \Omega/\text{mm}$. Hodnoty špička-špička průběhu rozdílové impedance jsou zhruba $35\text{m}\Omega$, ekvivalentní nesouhlasnosti $40\mu\text{m}$. Pokud by byla přítomna trhlina např. o velikosti $40\mu\text{m}$ v nejbližším místě, tedy ten nejméně příznivý případ, v impedanční interpretaci by dosáhla velikosti $40 \mu\text{m} * 0.7 \Omega/\text{mm} = 28 \text{ m}\Omega$. Zatímco při interpretaci v měřítku ekvivalentní nesouhlasnosti dosahovala právě prahové úrovně, při impedanční interpretaci je pod prahovou úrovní a to je ten nejméně příznivý případ. V nejpříznivějším případě $40 \mu\text{m} * 0.2 \Omega/\text{mm} = 8 \text{ m}\Omega$ by byla hluboko pod prahovou úrovní, tedy potlačení vlivu souhlasné změny by znamenalo 5ti násobné zvýšení rozlišovací schopnosti.

K podobným závěrům dojdeme i na základě spekter obou signálů.

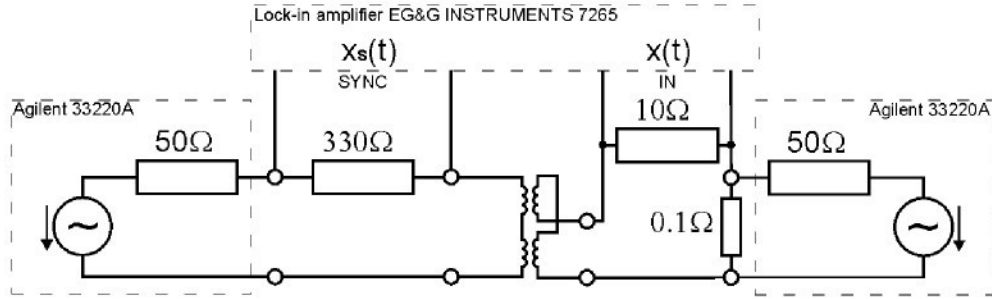


Obrázek 9.31: Spektrum reálné složky a) otočené rozdílové impedance, b) ekvivalentní nesouhlasnosti

Tento experiment demonstruje aplikaci potlačení vlivu souhlasné změny za jedné konkrétní podmínky. Ty lze patrně nejlépe specifikovat tak, že průběh souhlasné vzdálenosti resp. citlivosti je korelovaný s průběhem nesouhlasného signálu a zároveň průběh citlivosti je téměř ve fázi s průběhem nesouhlasného signálu. Fázový rozdíl mezi prvními harmonickými byl zhruba 30° . Patrné je to nejlépe na dolních špičkách obou signálů, obr. 9.27b a 9.30b. Je zřejmé, že tato metoda nepřinese pozitivní výsledky za všech okolností. V případě, že by zmiňované signály byly v proti-fázi, pozorovali bychom účinek negativní. Nejpozitivnější účinek lze ovšem očekávat v případě, že oba zmíněné signály budou obsahovat výrazné nekorelované složky, kdy dojde k sečtení šířek obsazených frekvenčních pásem obou signálů. Obdobné by to bylo v případě vzájemného fázového posuvu okolo 90° . Za těchto podmínek bude význam metody největší, protože v praktických aplikacích jsou tyto nežádoucí složky rozdílového signálu potlačovány nejčastěji potlačením spodních frekvencí.

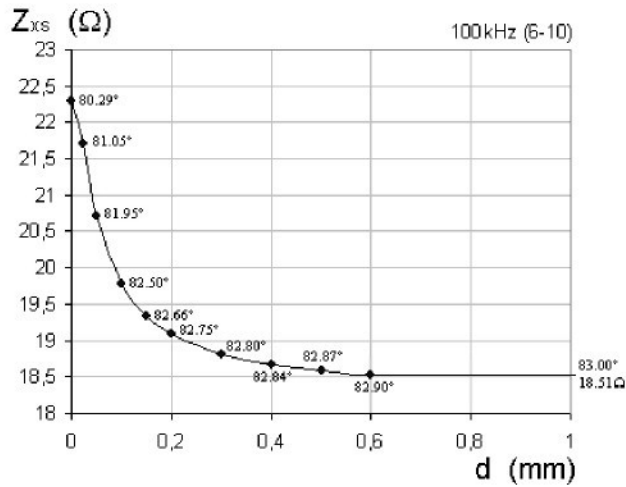
9.5 Zátěž snímacího vinutí

Zde se pokusíme jednoduše ověřit správnost předpokladů při zjednodušování transformačního vztahu rozdílového napětí na rozdílovou impedanci. Při zjednodušování byla dotčena právě pouze zátěž snímacího vinutí, vliv impedance buzení nijak dotčen nebyl. Ověříme zde tedy pouze zatížení snímacího vinutí, impedanci zdroje buzení ponecháme na vysoké hodnotě. Nízká impedance zdroje buzení by vyžadovala konstrukci budiče a vzhledem k tomu, že na základě zjištěných teoretických poznatků není úmyslem nízkou impedanci buzení kdykoli prakticky využívat, by konstrukce budiče pro ověření takto elementární skutečnosti nebyla účelná.



Obrázek 9.32: Zapojení sondy se zátěží

Při zařazení zátěže snímacího vinutí byl zařazen rovněž nulovací/vyvažovací zdroj, protože v tomto případě hraje důležitou roli. Zátěž je zvolena úměrně odhadované velikosti $\bar{Z}_{SCD}$. Při zařazení zátěže snímacího vinutí je třeba vzít v úvahu veškeré poznatky formulované pro sondu v režimu U. Ačkoli z důvodů komplikujících nasazení většiny zdejších metod na sondu pracující v tomto režimu jsme sondy vždy používali výhradně v klasickém režimu, nyní je zapotřebí podívat se na impedanční trajektorii přiblížení sondy v režimu U. Prakticky jde o závislost impedance snímacího vinutí na souhlasné vzdálenosti, resp. vinutí, které jsme jako snímací používali. V případě zapojení v režimu U by se jednalo o vinutí budící.



Obrázek 9.33: Závislost impedance snímacího vinutí na souhlasné vzdálenosti (impedanční trajektorie přiblížení v režimu U)

Zjednodušený transformační vztah (8.22) si upravíme pro tento experiment, během kterého bude velikost souhlasné vzdálenosti a tedy i aditivní impedance konstantní.

$$\bar{Z}_{XD}(t) = \frac{\hat{U}_E / \hat{I}_E(t) + (\bar{Z}_S + \bar{Z}_{SCD} - R_{is} - \bar{Z}_{EC})}{\bar{Z}_S} \cdot \hat{U}_{SD}(t) / \hat{I}_E(t), \quad (9.1)$$

$$\bar{Z}_{XD}(t) = \frac{(\bar{Z}_{XE} + R_{is}) + (\bar{Z}_S + (\bar{Z}_{XS} - \bar{Z}_{XAU}) - R_{is} - (\bar{Z}_{XE} - \bar{Z}_{XA}))}{\bar{Z}_S} \cdot \hat{U}_{SD}(t) / \hat{I}_E(t), \quad (9.2)$$

kde $\bar{Z}_{XS}$ je úplná impedance snímacího vinutí a

$\bar{Z}_{XAU}$ je aditivní impedance, kterou by sonda za daných podmínek dosahovala v případě, že by byla provozována v režimu U.

$$\bar{Z}_{\lambda D}(t) = \frac{\bar{Z}_S + \bar{Z}_{XS} - \bar{Z}_{XAu} + \bar{Z}_{XA}}{\bar{Z}_S} \cdot \hat{U}_{SD}(t) / \hat{I}_E(t), \quad (9.3)$$

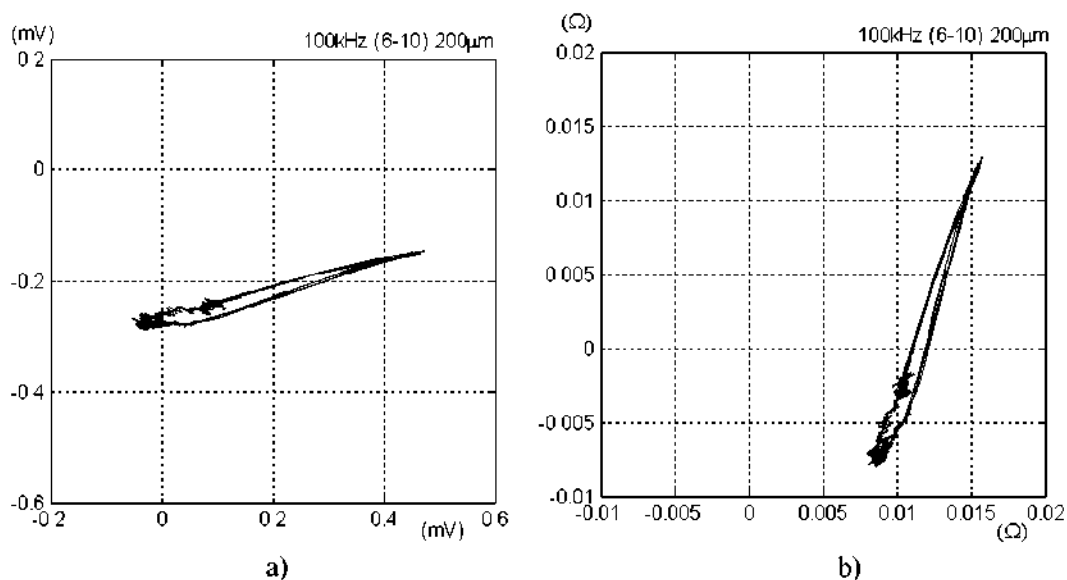
$$\bar{Z}_{\lambda D}(t) = \frac{\bar{Z}_S + \bar{Z}_{XS}(t) + \bar{Z}_{XAd}(t)}{\bar{Z}_S} \cdot \hat{U}_{SD}(t) / \hat{I}_E(t), \quad (9.4)$$

kde $\bar{Z}_{XAd}$ je rozdíl mezi aditivními impedancemi dosaženými za daných podmínek v obou režimech

$$\bar{Z}_{XAd} = \bar{Z}_{XA} - \bar{Z}_{XAu}.$$

V ideálním případě by aditivní impedance v obou režimech byly shodné. Vzhledem k neideálním vlastnostem magnetického obvodu zde díky vysokému neužitečnému magnetickému toku v režimu U dochází ke snížení velikosti aditivní impedance. Z analogie s elektrickými obvody, tento neužitečný magnetický tok vyváří úbytek na magnetickém odporu, čímž dochází ke snížení užitečného magnetického toku, který vytváří aditivní impedanci. Detailně je tento problém popsán v kapitole **Diferenční reflexní sonda typu U**. O velikosti tohoto neužitečného magnetického toku si lze udělat obrázek z poměru impedance budicího a snímacího vinutí.

Vztah, ke kterému jsme se zde dopracovali, je patně nejvhodnější forma zjednodušené transformace pro praktickou implementaci. Naopak by byl ovšem velmi nevhodný předchozím teoretickým analýzám. Kromě rozdílového napětí se omezuje pouze na čtyři další veličiny, z nichž budicí proud je snadno přímo měřitelný, impedance zátěže konstantní a známá, impedance snímacího vinutí snadno vypočitatelná na základě znalosti souhlasné vzdálenosti a závislosti impedance snímacího vinutí na ní. Tato závislost může být opět nejlépe interpretována pomocí polynomiální aproximace. Jediným problémem tak zůstává rozdíl aditivních impedancí, který není možné exaktně určit. Zahnuje v sobě veškeré parametry náhradního obvodu, které nelze přímo změřit. Hodnotu této veličiny lze nalézt jedině srovnáním s variantou s odpojenou zátěží. V našem případě to však velký problém představovat nebude. Z trajektorií přiblížení je impedance budicího vinutí sondy (6-10) při 100kHz zhruba $3.4(58^\circ)\Omega$, přičemž odpor vinutí a přívodů je cca. 1Ω . Aditivní impedance by tak mohla dosahovat maximálně zhruba $3(74^\circ)\Omega$ a to za předpokladu nulové $\bar{Z}_{EC}$. Pokud by aditivní impedance v režimu U dosahovala velmi malých hodnot, byl by onen rozdíl maximálně 3Ω . Ve skutečnosti však bude mnohem menší. Víme tedy, že rozdíl aditivních impedancí máme hledat v rozsahu do maximálně 3Ω , přičemž dosazením nulového rozdílu se dopustíme chyby maximálně 10%. I rozdíl aditivních impedancí může být do jisté míry závislý na souhlasné vzdálenosti. V experimentu zde uvedeném se však omezujeme na konstantní souhlasnou vzdálenost.



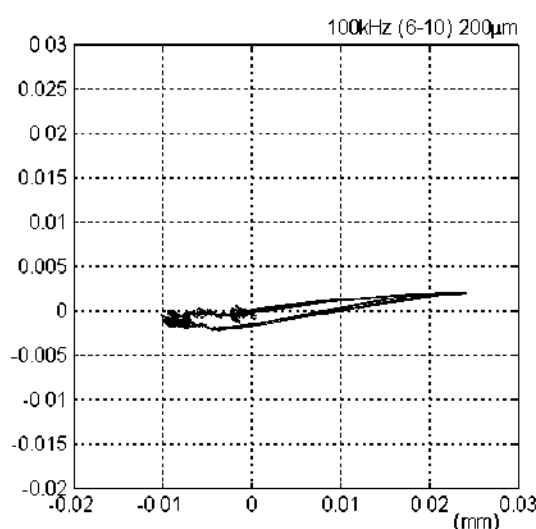
Obrázek 9.34: a) rozdílové napětí se zátěží, b) rozdílová impedance

Na obrázku a) je průběh rozdílového napětí naměřený za velice podobných podmínek jako v úvodním experimentu při vzdálenosti 200μm, nyní ovšem se zařazenou zátěží. Na b) je toto napětí přepočteno na rozdílovou impedanci takto

$$\bar{Z}_{XD}(t) = \frac{10\Omega + 19.09(83^\circ)\Omega + 1(50^\circ)\Omega}{10\Omega} \cdot \hat{U}_{SD}(t)/57.3mA.$$

Impedance snímacího vinutí je odečtena z naměřené závislosti a hodnota rozdílu aditivních impedancí byla určena jednoduchým porovnáním po odpojení zátěže. Ta byla odpojena při zastavení kuličky s vadou nacházející se pod sondou. Přesnost jejího stanovení je ovšem patrně velmi nízká.

Na rozdíl od předchozích experimentů jsou tato data získána bez nulování nesymetrie, nulována byla až dodatečně.

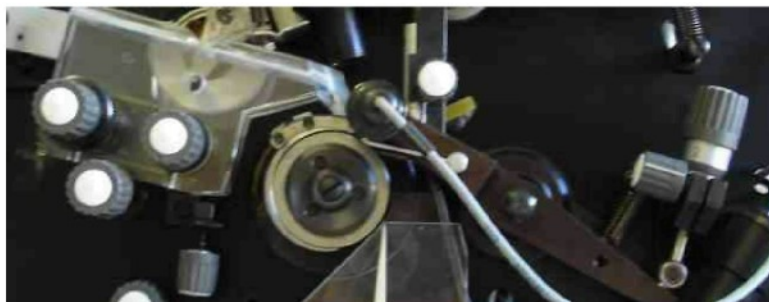


Obrázek 9.35: Zobrazení měření se zátěží v měřítku ekvivalentní nesouhlasnosti

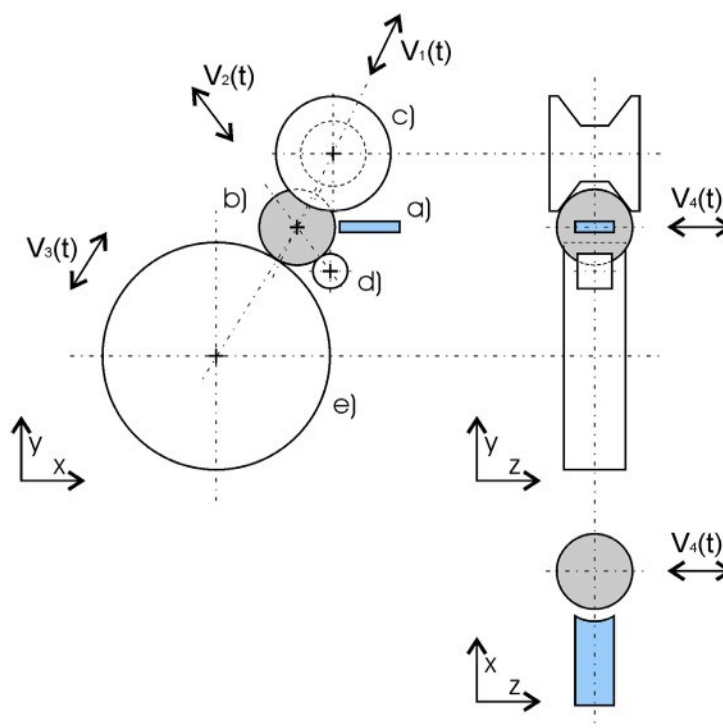
Zařazení zdroje vyvažovacího/nulovacího signálu umožnilo ověření, že s nesymetrickým signálem lze zacházet stejně jako s užitečným signálem nebo signálem vyvolaným nesouhlasností tak, jak bylo uvedeno v kapitole **Kompenzace vlivu nesouhlasné orientace**. Velmi zjednodušeně řečeno, v momentě zařazení zátěže vznikne na nesymetrickém signálu stejný úbytek jako na signálu užitečném daným děličem (9.4). Ačkoli se to může zdát jako ověřování trivialit, není tomu tak. Obecně nelze přesně říci, jakým způsobem nesymetrický signál vzniká. Je sice samozřejmé, že bude rozdělen přinejmenším v poměru impedancí zátěže a snímacího vinutí, nicméně zde figuruje ještě rozdíl aditivních impedancí. Se stoprocentní jistotou nebylo možné předem tvrdit, že toto bude stejným způsobem platit i pro nesymetrii.

10 Aplikace v praxi

Výsledky této práce mohou jistě najít uplatnění ve velké řadě aplikací defektoskopie vířivými proudy pomocí diferenčních reflexních sond. Během hledání veškerých zde zpracovaných metod bylo vždy postupováno s maximálním zřetelem na šířku možnosti jejich uplatnění. Zde však uvedeme několik detailů o aplikaci, která záměr zkvalitnění interpretovatelnosti a nalezení účinné metody potlačování „lift-off noise“ iniciovala a pro kterou bude nadále vyvíjena snaha o praktické nasazení těchto metod.



Obrázek 10.1: Reálný mechanismus třídícího automatu



Obrázek 10.2: Ilustrativní náčrt mechanismu třídícího automatu

- a) sonda vířivých proudů ECT
- b) testovaná kulička
- c) řídicí kladka (zajišťuje takový pohyb kuličky, aby byl otestován celý povrch)
- d) opěrná kladka
- e) roztáčecí kotouč

$v_1(t)$	výchylka kmitů způsobených řídicí kladkou v tečném směru
$v_2(t)$	kmitů způsobené opěrnou kladkou v tečném směru
$v_3(t)$	kmitů způsobené roztáčecím kotoučem v tečném směru
$v_4(t)$	kmitů od řídicí kladky v příčném směru

Na obrázku je ilustrativně znázorněn mechanismus třídícího automatu ložiskových kuliček. Jde skutečně pouze o ilustraci nikoli o technický výkres. Úmyslně jsou maximálně zkresleny rozměry, polohy i tvary a vynecháno maximum detailů. Veškeré konstrukční i výrobní postupy jsou vlastnictvím firmy Temos Tools a.s., která mechanismus třídícího automatu zapůjčila a v žádném případě nebylo úmyslem zveřejnit nic, co by mohlo být zneužito.

Lze předpokládat, že cylindrické kladky, které se dotýkají povrchu kuličky v jediném bodě, kladky d) a e), budou produkovat vibrace resp. pohyb kuličky převážně ve směru normály mezi povrchem kladky a kuličky. Tyto směry jsou zde označeny jako v_2 a v_3 . Řídicí kladka, která je tvořena dvěma protilehlými přibližně kuželovými plochami, se dotýká povrchu kuličky ve dvou bodech a lze opět předpokládat, že kmitů budou produkovány ve směru normál. Tyto lze tedy rozložit na příčný směr rovnoběžný s osou kladky v ose Z, označený v_4 a směr v rovině XY odpovídající spojnici středů kladky a kuličky označený v_1 . Řádově největší je výchylka ve směru v_4 , což je nutným důsledkem speciálního tvaru kladky c) tak, aby zajistila rotaci ve dvou osách. Její tvar není ve skutečnosti zcela kuželový, neboť pak by takovýto pohyb nebyl zajištěn.

Aby bylo možné popsat přenos těchto kmitů do souhlasného a nesouhlasného pohybu, je třeba transformovat vektory do souřadného systému zvoleného podle polohy sondy ECT. V naznačeném pravouhlém souřadném systému XYZ leží osa sondy ECT v ose X. Výsledný vektor kmitání rozložený do složek xyz bude následující.

$$v_x(t) = v_1(t) * \cos(\alpha) + v_2(t) * \cos(\beta) + v_3(t) * \cos(\chi)$$

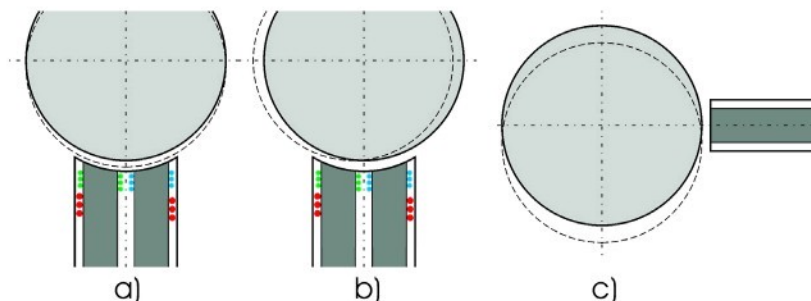
$$v_y(t) = v_1(t) * \sin(\alpha) + v_2(t) * \sin(\beta) + v_3(t) * \sin(\chi)$$

$$v_z(t) = v_4(t)$$

kde

α, β, χ úhly mezi v_1, v_2, v_3 a osou x

Velikost úhlů α, β, χ se mění v závislosti na konfiguraci. Důležitým zjištěním ovšem je, že ve směru osy Z se přenášejí pouze příčné kmit vyvolané kladkou c).



Obrázek 10.3: Relativní pohyb mezi sondou a kuličkou v různých osách a kuličkou v různých osách
a) ve směru osy X, b) ve směru osy Z, c) ve směru osy Y

Z obrázku je patrné, že kmity v ose X mají za následek shodnou změnu vzduchové mezery mezi testovaným povrchem a oběma jádry, rozloží se tedy převážně do souhlasného pohybu. Při výrazně nesouhlasně orientované sondě se však částečně mohou rozložit i do pohybu nesouhlasného. To bylo demonstrováno i na jednom z experimentů. Kmitání v ose Y nemá na souhlasnost ani nesouhlasnost prakticky žádný vliv. Kmitání v ose Z , které je produkováno výhradně příčnými výchylkami od kladky c), je rovněž výhradním zdrojem nesouhlasného pohybu. Výchylky v ose Z se ovšem rovněž rozkládají do pohybu souhlasného, což je výjimka u sondy sférického tvaru. Jelikož výchylka ve směru v_z je řádově největší, je také nejvýraznějším zdrojem souhlasného i nesouhlasného pohybu.

Relativní pohyb mezi sondou a testovaným vzorkem představuje velký problém a doposud je řešen výhradně konvenčním způsobem jako u většiny aplikací, tj. potlačováním nízkých frekvencí v rozdílovém signálu. Stávající konstrukční řešení této aplikace, na němž se podílel i autor je doposud založeno na čistě konvenčních principech. Nasazení i testování principů zde publikovaných bude vyžadovat řadu konstrukčních změn v elektronických částech třídícího automatu. Na rozdíl od zkušební vzorku, na němž byla provedena většina zde zpracovaných experimentů, na reálném mechanismu není možné snížení otáček, resp. snížení otáček možné je, ale vzhledem k nejruznějším pružným mechanickým vazbám a vůlím, nejsou experimenty za těchto podmínek nijak vypovídající. Standardní rychlost otáčení je 4m/s. Při těchto rychlostech je třeba pracovat s rozdílovým signálem ve vyšších frekvenčních pásmech, kdy se u elektroniky použité pro experimenty projevují časová zpoždění v signálech a nejruznější dynamika, omezení vzorkovací frekvence apod..

11 Závěr

Předmětem disertační práce bylo hledání způsobů zlepšení interpretace měřených signálů z diferenčních reflexních sond vířivých proudů z hlediska charakterizace vad a hledání možnosti účinného potlačení vlivu vzájemných nežádoucích pohybů mezi sondou a testovaným vzorkem.

Základním kamenem byl především model umožňující impedanční interpretaci signálu z této sondy pomocí veličiny rozdílová impedance. Pomocí impedance jsou interpretována měření na běžnějších typech sond, jako je absolutní, absolutní reflexní, nebo čistě diferenční sonda, u kterých získání informací o vadě zdaleka tak velký problém nepředstavuje. Zde byl nalezen jednoduchý mechanismus, který umožnil stejným způsobem interpretovat měřený signál z hybridního provedení, diferenční reflexní sondy, která je vůbec nejcitlivějším provedením, ovšem interpretace signálu zde byla vždy podstatně komplikovanější než u předchozích provedení. U tohoto hybridního provedení byl doposud měřený signál interpretován především z rozdílu napětí snímacích vinutí na základě empirických pozorování a poznatků, teoretické poznatky zde byly využívány podstatně menší měrou než u předchozích jednodušších provedení. Tento nedostatek byl v této práci zcela vyřešen. Je zde zpracována i experimentálně ověřena vyvinutá metoda, která umožňuje provádět defektoskopii pomocí diferenční reflexní sondy analýzou rozdílové impedance ekvivalentně, jako u čistě diferenční sondy.

Velice důležitým krokem vedoucím jednak k interpretovatelnosti měřeného signálu z hlediska velikosti vady tak i k potlačení jisté části vlivu zmíněných nežádoucích pohybů, který je označován jako „lift-off noise“, byla formulace vztahu mezi jednotlivými druhy vzájemného pohybu a impedančním popisem. Neméně důležitou byla formulace pojmů, která rozdělila tento pohyb na různé druhy podle účinků, kterým na impedanční popis působí. Jedná se o souhlasný a nesouhlasný pohyb.

Formulace souvislosti mezi tzv. impedanční trajektorií přiblížení, tedy jednoduchou závislostí impedance budícího vinutí na souhlasné vzdálenosti, a tzv. citlivostním profilem sondy pomocí jednoduchého modelu, umožnil velice snadné získání veškerých informací právě o vztahu mezi pohybem a rozdílovou impedancí.

Díky všem těmto předchozím krokům je v této práci prezentován kompletní algoritmus zajišťující jednak efektivní potlačování části vlivu vzájemného pohybu, přiblížení, „lift-off noise“, i velmi zajímavý způsob interpretace měřeného signálu charakterizující velikost vady v délkových jednotkách. Potlačení „zbytkového“ vlivu přiblížení, tento typ sondy je sám o sobě velmi odolný proti vlivu přiblížení, je zcela unikátní metodou. Jejím vedlejším produktem je metoda měření velikosti vady. Tato metoda umožňující měření v délkových jednotkách, anglickou literaturou označovaná jako „inverse ECT problem“, značně přispěla k praktičtějšímu řešení této problematiky, neboť jede o velmi snadno implementovatelnou metodu odvozenou výhradně analyticky. Dosavadní metody řešení byly založené na konečných prvcích, neuronových sítích, apod.. Jde jistě o velice fundované a v mnoha ohledech komplexnější metody než zde vytvořené. Nicméně právě jejich komplikovanost znemožňuje jejich širší nasazení např. implementací do univerzálních defektoskopických přístrojů. Komplikovaností není míněna výpočetní náročnost, která dnes již patrně není překážkou, ale např. obtížnost přizpůsobení takového modelu podmínkám konkrétní aplikace.

Výsledky této práce mohou u mnoha defektoskopických přístrojů využívajících diferenční reflexní sondy a v mnoha aplikacích značně zlepšit přesnost a rozlišovací schopnost těchto přístrojů. Jejich implementace i do stávajícího přístroje bude v řadě případů znamenat jen minimální zásah a minimum změn. Zájem lze tedy očekávat ze strany výrobců takových přístrojů, případně i ze strany uživatelů. Vzhledem k tomu, že defektoskopie pomocí diferenční reflexní sondy je schopna rozpoznat vůbec ty nejmenší vady, je používána pro kontrolu tam, kde spolehlivé odhalení každé, i té nejmenší, je mnohdy životně důležité, např. v leteckém průmyslu. Jakékoli zlepšení spolehlivosti či schopnosti

odhalit ještě menší vady tak bude vždy přínosné. Naopak v aplikacích, kde taková kontrola je otázkou čistě ekonomickou, může metoda potlačování „lift-off noise“ pomocí algoritmu zpracování signálu, snížit náklady na mechanické provedení.

Literatura

- [1] NDT Resource Center. (<http://www.ndt-ed.org>)
- [2] KREIDL M., ŠMÍD R.: *Technická diagnostika*. BEN – technická literatura, Praha 2006. ISBN 80-7300-158-6
- [3] TŮMA J.: *Zpracování signálů získaných z mechanických systémů užitím FFT*. Sdělovací technika, Praha 1997. ISBN 80-901936-1-7
- [4] KADLEC F.: *Zpracování akustických signálů*. Vydavatelství ČVUT, Praha 2002. ISBN 80-01-02588-8
- [5] KREIDL M. A KOL.: *Diagnostické systémy*. Vydavatelství ČVUT, Praha 2001. ISBN 80-01-02349-4
- [6] AULD B. A., MOULDER J. C.: *Review of Advances in Quantitative Eddy Current Nondestructive Evaluation*. Journal of Nondestructive Evaluation, Vol. 18, No. 1, (1999), ISSN 0195-9298, 1573-4862, (<http://www.springerlink.com/content/r258250875h48631/>)
- [7] SHEKHAR H., POLIKAR R., RAMUHALLI P., LIU X., DAS M., UDPA L., UDPA S. S.: *Dynamic thresholding for automated analysis of bobbin probe eddy current data*. International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics 15, (2001/2002), ISSN 1383-5416, 1875-8800, pp. 39–46. (<http://iospress.metapress.com/journals/>)
- [8] FULTON J. P., WINCHESKI B., NATH S., REILLY J., NAMKUNG M.: *A New Electromagnetic Instrument for Thickness Gauging of Conductive Materials*. NASA technical report, Langley Research Center. (1994). (<http://www.tpub.com/products/nasabefore1995.htm>)
- [9] WINCHESKI B., FULTON J. P., NATH S., NAMKUNG M.: *New Eddy Current Probe for Thickness Gauging of Conductive Materials*. NASA technical report, Langley Research Center. (1993). (<http://citeseer.ist.psu.edu/192462.html>)
- [10] WINCHESKI B., FULTON J. P., NATH S., NAMKUNG M., SIMPSON J. W.: *Self-Nulling Eddy Current Probe for Surface and Subsurface Flaw Detection*. Materials Evaluation Volume 52, 1994, pp. 22-26. (<http://www.tpub.com/products/nasabefore1995.htm>)
- [11] Cox J., Brown D.: *Eddy Current Instrumentation*. Zetec Inc., Snoqualmie (WA), USA, (2003)
- [12] STEPHEN J. NORTON, JOHN R. BOWLER: *Theory of eddy current inversion*. Journal of Applied Physics Volume 73, American institute of Physics. (1993). (http://class.ee.iastate.edu/jbowler/My%20Articles/JAP_EC_Inv.pdf)
- [13] HUANG H., TAKAGI T., FUKUTOMI H.: *Fast Signal Predictions of Noised Signals in Eddy Current Testing*. IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS, VOL. 36, NO. 4, (2000), pp. 1719-1723.
- [14] IOAN D., REBICAN M.: *Numerical Model for Eddy-Current Testing of Ferromagnetic Steel Parts*. IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS, VOL. 38, NO. 2, (2002), pp. 629-632.
- [15] SATAKE K., TANAKA M., SHIMIZU N., ARAKI Y., MORIMOTO K.: *Three-dimensional analysis on eddy current testing for S/G tubes*. IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS, VOL. 28, NO. 2, (1992), pp. 1466-1468.

- [16] UDPA L., LORD W.: *Impedance and mesh structure considerations in the finite element analysis of Eddy current NDT probe phenomena*. *Magnetics, IEEE Transactions on* Volume 21, Issue 6, (1985), pp. 2269 – 2272.
- [17] CHEN Z., MIYA K.: *ECT Inversion Using a Knowledge-Based Forward Solver*. *Journal of Nondestructive Evaluation* Volume 17, Number 3, (1998), ISSN 0195-9298, Springer Netherlands, pp. 167-175.
(<http://www.springerlink.com/content/x83252309j4h727p/fulltext.pdf>)
- [18] ALLWEINS K., KREUTZBRUCK M.: *Magnetic Modelling in Eddy Current Testing using FEM*. *Institut für Angewandte Physik*. (<http://www.iap.physik.uni-giessen.de/sensorik/magnetosensorik/magnetosensorik.htm>)
- [19] NGUYEN Q.H., PHILIPP L.D., LYNCH D.J., PARDINI A.F.: *Steam Tube Defect Characterization Using Eddy Current Z-Parameters*. *Journal Research in Nondestructive Evaluation* Volume 10, Number 4, (1998), ISSN 0934-9847, 1432-2110, pp. 227-252.
(<http://www.springerlink.com/content/8vnfcx81grardy9a/>)
- [20] FIORI S., BURRASCANO P.: *A Neural Network Approach to Maximum Likelihood Estimation for Eddy-Current Back-Scattering NDE Data Inversion*. *IEEE-INNS-ENNS International Joint Conference on Neural Networks* Volume 5, (2000).
- [21] NGUYEN Q.H., PHILIPP L.D., LYNCH D.J., MAHMOOD A.: *Modeling the differential eddy current probe for steam generator tubing inspections using Z parameters*. *NTD and E International* Volume 30 Number 3, (1997).
- [22] LI SHU, HUANG SONGLING, ZHAO WEI: *Development of differential probes in pulsed eddy current testing for noise suppression*. *Sensors and Actuators A: Physical*, Volume 135, Issue 2, (2007), pp. 675-679. (<http://www.sciencedirect.com/>)
- [23] GUI YUN TIAN, ALI SOPHIAN: *Reduction of lift-off effects for pulsed eddy current NDT*. *NDT and E International* 38, (2005), pp. 319–324. (<http://www.sciencedirect.com/>)
- [24] US PATENT 5172058: *Non-destructive eddy current testing device with signal compensation for signal propagation delay*. 1992. (<http://www.patentstorm.us/>)
- [25] AULD B.A., MOULDER J.C., JEFFERIES S., SHULL P. J., AYTER S., KENNEY J.: *Eddy-current reflection probes: Theory and experiment*. *Research in Nondestructive Evaluation*, Volume 1, Number 1, (1989), ISSN 0934-9847, 1432-2110. pp. 1-11. (<http://www.springerlink.com>)
- [26] YOUNG-KIL SHIN, JEONG-HO LEE, MYUNG-HO SONG: *Preparation of Eddy Current Impedance Plane Diagram by Finite Element Modeling*. *Key Engineering Materials* Volumes 270-273, (2004), pp. 579-584. (<http://www.scientific.net>)
- [27] BUCKLEY J.M.: *An introduction to Eddy Current Testing theory and technology*. *The e-Journal of Nondestructive Testing & Ultrasonics*. ISSN: 1435-4934. Vol. 4 No. 8 (1999). (<http://www.joe.buckley.net/papers/eddyc.pdf>)
- [28] BROZZETTI A., FIORI S., BURRASCANO P.: *Inverse Neural Modeling for Non Destructive Evaluation*. *Second International ICSC Symposium on NEURAL COMPUTATION*, Technical University of Berlin, Germany (2000).
(<http://www.unipg.it/burrasc/ArticoliPdf/082.NC2000.PDF>)

- [29] COLLINS G.W.: *Fundamental Numerical Methods and Data Analysis*. (1990) (<http://ads.harvard.edu/books/1990fnmd.book/>)
- [30] US PATENT 4,551,677: Apparatus and method for inspecting a bearing ball. 1985. (<http://www.freepatentsonline.com/4551677.html>)
- [31] ROBERT C. MCMASTER: *The Present and Future of Eddy Current Testing*. Materials Evaluation, The American Society for Nondestructive Testing (2002). (<http://www.asnt.org/>)
- [32] GAMALIY V.F., TRUSHAKOV D.V., SEREBRENIKOV S.V.: *Automation non-destructive testing system for metal crippling (metal cracks) in the process of manufacturing cylindrical parts*. The 8th International Conference of the Slovenian Society for Non-Destructive Testing, „Application of Contemporary Non-Destructive Testing in Engineering“ 2005, Portorož, Slovenia, pp. 409-418. (<http://www.ultrasonic.de/article/ndt-slovenia2005/PAPERS/49-NDTP05-16.pdf>)
- [33] BARTELS K.A., FISHER J.L.: *Multifrequency eddy current image processing techniques for nondestructive evaluation*. International Conference on Image Processing Volume 1, ISBN: 0-8186-7310-9, IEEE Computer Society, (1995).
- [34] FIORI S., BURRASCANO P.: *ECT-Data Fusion By The Independent Component analysis For Non-Destructive Evaluation Of Metallic Slabs*. 3rd Int. Conf. on independent component analysis and blind signal separation, San Diego, CA, USA, (2001). (http://www.unipg.it/burrasc/ArticoliPdf/095.ica01_ect.pdf)
- [35] PICHENOT G., REBOUD C., SOLLIER T., CATTIAUX G.: *Development of Eddy Current Simulation Features within CIVA for the Analysis of Steam Generator Tubing Inspection Safety Issues*. 6th International Conference on NDE in Relation to Structural Integrity for Nuclear and Pressurised Components, Budapest, (2007). (http://www-civa.cea.fr/home/liblocal/docs/Pr%C3%A9sentations/ICNDT_2007/ICNDT2007_EC_Simulation_CEA_IRSN.pdf)
- [36] Technická dokumentace k převodníku rozdílové impedance DIT 5200. Althen GmbH Mess und Sensortechnik, Frankfurter Str. 150 – 152, D-65779 Kelkheim. (http://www.althen.de/uploads/pdf_catalog/displacement_and_position/DIT-5200_EN05.pdf)
- [37] *Datasheet k multifunkčním měřicím kartám National Instruments řady M*. (<http://www.ni.com/pdf/products/us/044063301101dlr.pdf>)
- [38] *Datasheet k Lock-In Amplifier EG&G 7265*. (http://www.signalrecovery.com/_datasheets/7265Lock-inAmplifiersV7.pdf)
- [39] *Lock-in amplifier*. Wikipedia (2008). (http://en.wikipedia.org/wiki/Lock-in_amplifier)
- [40] SULLIVAN S.P., SMITH S.P., SHARP F.L.: *Simultaneous Absolute and Differential Operation of Eddy Current Bobbin Probes for Heat Exchange Tube Inspection*. Materials Evaluation VOL. 58, pp. 634-638, (2000), ISSN 0025-5327. (<http://www.asnt.org/publications/materialseval/solution/may00solution/may00sol.htm#components>)

Přehled publikací

- [1] BAŽANT, J.: *The virtual measuring and diagnostic system of induction motors*. In: Závěrečná zpráva grantu GAČR 102/01/1291 „Ivan Jaksch et al.: Diagnostics for Electrical Machines“, VUT v Brně, 2003, ISBN 80-214-2540-7
- [2] BAŽANT, J.: *Implementace souběžové filtrace*. In: „TD 2004 – DIAGON 2004“, Academia centrum Univerzity Tomáše Bati ve Zlíně, 2004, ISBN 80-7318-195-6
- [3] BAŽANT, J.: „*Aplikace signálových procesorů BlackFin pro zpracování obrazu*“ přednáška na seminářích Analog Devices. Praha, Brno, Ostrava, Žilina. 2004.
- [4] JAKSCH, I., BAŽANT, J.: *Demodulation Methods for Exact Induction Motor Rotor Fault Diagnostic*. In: SDEMPED 2005 – International Symposium on Diagnostics for Electric Machines, Power Electronics and Drives, Vídeň 2005
- [5] BAŽANT, J.: *Algoritmická optimalizace regulátorů kmitavých systémů*. Závěrečná zpráva centra PTSE, TU Liberec, Liberec (2007).
- [6] HERNYCH M., KRÁLOVCOVÁ J., BAŽANT J.: *Fuzzy Algorithm for the Control of Traffic Lights*. In: MOSATT 2007 – Modern Safety Technologies in Transportation, Košice, (2007).
- [7] BAŽANT, J.: *Implementace regulátorů kmitavých systémů do low-end mikrořadičů*. TU Liberec, Liberec (2008).

Přílohy

A Derivace úplné transformace na rozdílovou impedanci

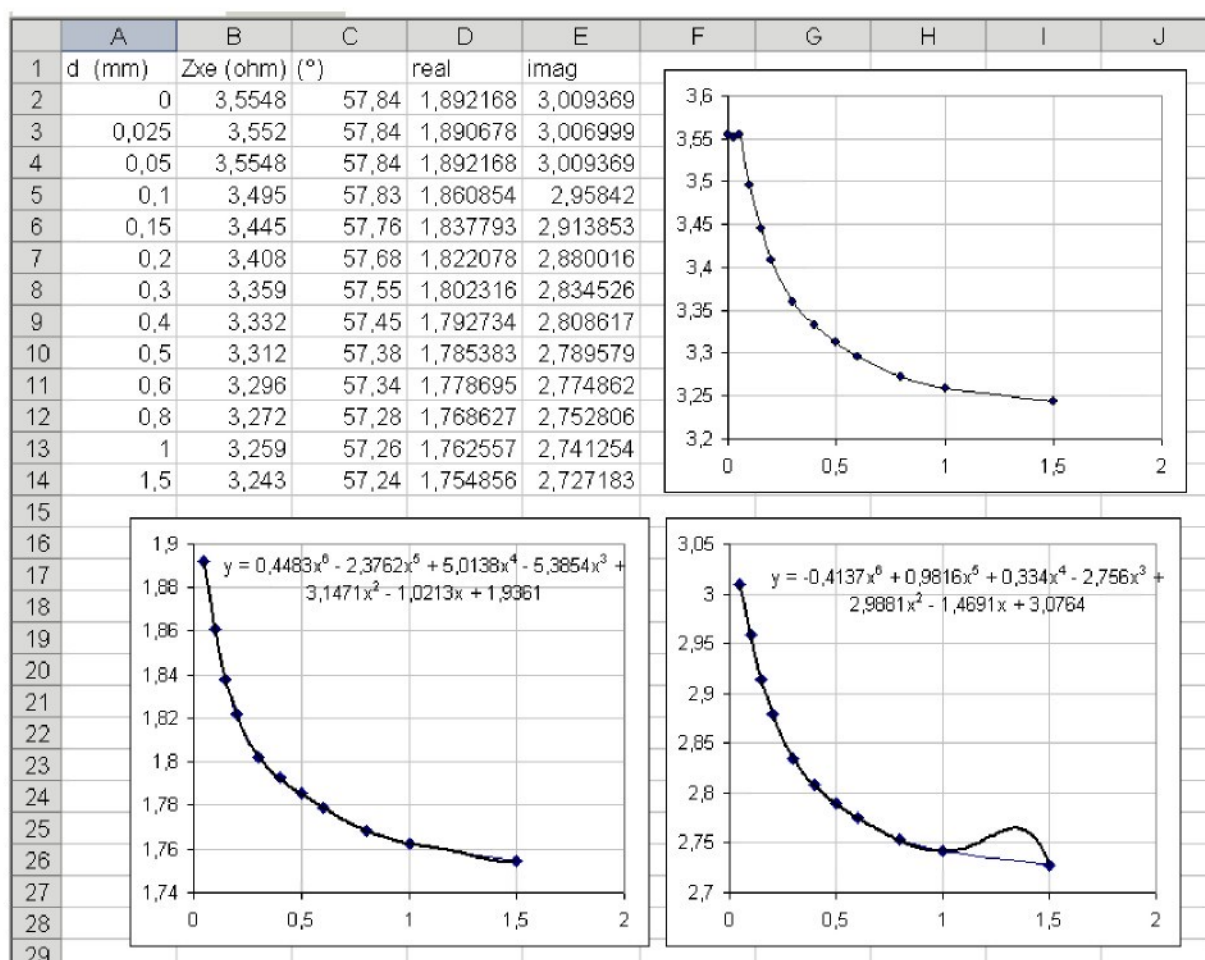
$$\frac{d}{dU_{SD}} \left({}^{(4,24)}\bar{Z}_{XD}(t) \right) = \frac{\left(\sqrt{\frac{4 \cdot \hat{U}_{SD}^2 \cdot (K^2 \cdot (\bar{Z}_S + \bar{Z}_{SCD}) + \bar{Z}_{XA}) \cdot (R_{is} + \bar{Z}_{EC} + \bar{Z}_{XA}) + K^2 \cdot \hat{U}_E^2 \cdot \bar{Z}_S^2}{K^2 \cdot \hat{U}_E^2 \cdot \bar{Z}_S^2}} - 1 \right) \cdot K \cdot \hat{U}_E \cdot \bar{Z}_S}{2 \cdot \hat{U}_{SD}^2 \cdot \sqrt{\frac{4 \cdot \hat{U}_{SD}^2 \cdot (K^2 \cdot (\bar{Z}_S + \bar{Z}_{SCD}) + \bar{Z}_{XA}) \cdot (R_{is} + \bar{Z}_{EC} + \bar{Z}_{XA}) + K^2 \cdot \hat{U}_E^2 \cdot \bar{Z}_S^2}{K^2 \cdot \hat{U}_E^2 \cdot \bar{Z}_S^2}}}$$

$$\lim_{U_{SD} \rightarrow 0} \left(\frac{d}{dU_{SD}} \left({}^{(4,24)}\bar{Z}_{XD}(t) \right) \right) = \frac{(K^2 \cdot (\bar{Z}_S + \bar{Z}_{SCD}) + \bar{Z}_{XA}(t)) \cdot (R_{is} + \bar{Z}_{EC} + \bar{Z}_{XA}(t))}{K \cdot \hat{U}_E \cdot \bar{Z}_S}$$

B Příklad aplikace vybraných poznatků

Zde je uveden nejjednodušší postup, jak bez speciálního vybavení aplikovat některé teoretické poznatky. Konkrétně postup potlačení „lift-off noise“, který je zpracován v kapitole 9.4.

Veškeré informace, které jsou třeba k aplikaci potlačení „lift-off noise“, jsou obsaženy v impedanční trajektorii přiblížení. Nejjednodušší způsob, jak ji pořídit, je změřit komplexní impedanci budícího vinutí sondy v různých souhlasných vzdálenostech od vzorku. Tyto impedance jsou zde zapsány ve sloupci B aplikace Microsoft Excel. Ve sloupci C je argument impedance, v D a E je její reálná a imaginární složka.



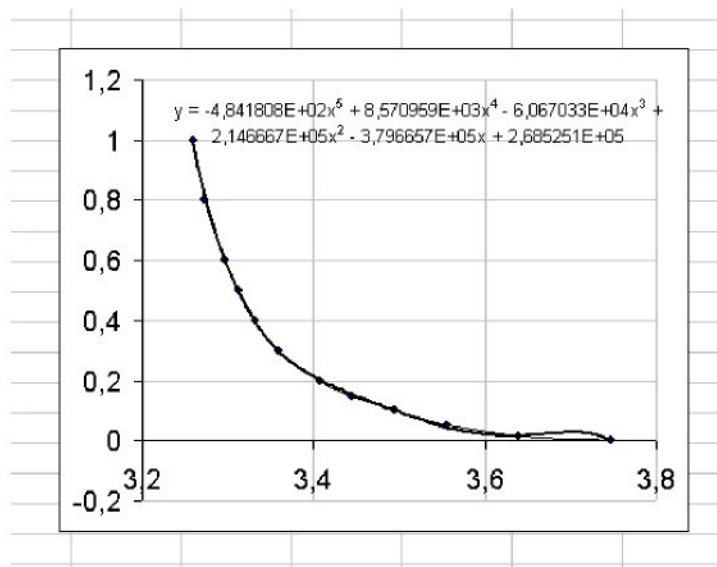
Nejsnáze lze informace potřebné k potlačování „lift-off noise“ získat z polynomičké aproximace impedanční trajektorie přiblížení ve formě závislosti komplexní impedance na souhlasné vzdálenosti. K tomu lze velmi snadno použít elementární funkce Microsoft Excel a zvláště aproximovat reálnou a imaginární složku impedanční trajektorie přiblížení, čímž získáme aproximaci

$$\bar{Z}_{xe} = 0,4483d^6 - 2,3762d^5 + 5,0138d^4 - 5,3854d^3 + 3,1471d^2 - 1,0213d + 1,9361 + (-0,4137d^6 + 0,9816d^5 + 0,334d^4 - 2,756d^3 + 2,9881d^2 - 1,4691d + 3,0764) \cdot j$$

Jak bylo prokázáno, tzv. citlivostní profil sondy je dán první derivací impedanční trajektorie přiblížení podle souhlasné vzdálenosti. K získání aritmeticky definovaného citlivostního profilu tak postačí zderivovat aproximační polynom.

$$S = \frac{\partial \bar{Z}_{XE}}{\partial d} = 2.6898d^5 - 11.881d^4 + 20.0552d^3 - 16.1562d^2 + 6.294d - 1.0213 + (-2.4822d^5 + 4.908d^4 + 1.336d^3 - 8.268d^2 + 5.9762d - 1.4691) \cdot j$$

Pro potlačování „lift-off noise“ je třeba přesně znát okamžitou vzdálenost sondy od vzorku, tedy hodnotu souhlasné vzdálenosti. Mechanické měření této vzdálenosti zde příliš nepřipadá v úvahu, vhodnější je měření elektrické. To lze nejsnáze realizovat měřením impedance budícího vinutí a je k tomu třeba inverzní aproximace, tj. závislosti souhlasné vzdálenosti na impedanci budícího vinutí. Opět může pomoci Microsoft Excel, tentokrát aproximovat relaci danou sloupci A, B.



$$d = -484.180801 \cdot |\bar{Z}_{XE}|^5 + 8570.95913 \cdot |\bar{Z}_{XE}|^4 - 60670.3260 \cdot |\bar{Z}_{XE}|^3 + 214666.653 \cdot |\bar{Z}_{XE}|^2 - 379665.7 \cdot |\bar{Z}_{XE}| + 268525.054$$

I když se obvykle nepodaří změřit přesně impedanční trajektorii přiblížení v celém rozsahu, problematická je především malá souhlasná vzdálenost, v tomto případě je třeba i manuálně aproximaci korigovat tak, aby pomocí ní bylo možné měřit souhlasnou vzdálenost v celém rozsahu. Citlivostní profil v intervalu blízké souhlasné vzdálenosti můžeme označit za neplatný, ale je třeba se bezpečně dozvědět o tom, že se v tomto intervalu pohybujeme.

V adresáři \matlab\ na přiloženém CD lze nalézt soubor \matlab\liftoff100.txt obsahující záznam měření tří veličin. První dva sloupce jsou reálná a imaginární složka rozdílového napětí z Lock-in Amplifier, třetí sloupec je záznam napětí z usměrňovače odpovídající amplitudě budícího signálu. Zapojení odpovídá uvedenému v kapitole 9.4.

Samotné potlačení „lift-off noise“ lze pak již provést snadno, např. pomocí aplikace Matlab takto. (\matlab\liftoff_suppress100.m)

Pomocí funkce Import Data je třeba načíst měřená data do pole liftoff100

```
>fs=800; %vzorkovací frekvence
```

```
>usd=complex(liftoff100(:,1),liftoff100(:,2)); %rozdílové napětí, nepovídá měřítko amplitudy
```

```
>ue=liftoff100(:,3); %amplituda budicího napětí, neodpovídá měřítko
```

```
>zxd=0.1745*usd; %díky vysoké impedanci buzení i zátěže a použití budicího proudu jako synchronního signálu lze transformaci provést takto
```

```
>zxd=zxd + 0.004*exp(67*pi/180*i); %dodatečné nulování nesymetrie
```

```
>zxe=25.06*ue; %přepočet pomocí empiricky zjištěného koeficientu
```

```
%měření souhlasné vzdálenosti
```

```
>d=-4.84180801e2*zxe.^5 + 8.57095913e3*zxe.^4 - 6.06703260e4*zxe.^3 + 2.14666653e5*zxe.^2 - 3.79665700e5*zxe + 2.68525054e5;
```

```
%stanovení aktuální citlivosti
```

```
>s=2.6898*d.^5-11.881*d.^4+20.0552*d.^3-16.1562*d.^2+6.294.*d-1.0213+i*(-2.4822*d.^5+4.908*d.^4+1.336*d.^3-8.268*d.^2+5.9762*d-1.4691);
```

```
%kompenzace lift-off
```

```
>dD=zxd./-s;
```

```
%zobrazí rozdílovou veličinu v měřítku ekvivalentní nesouhlasnosti viz. obrázek 9.29
```

```
>plot(dD);
```