

UNIVERZITA KOMENSKÉHO V BRATISLAVE
FAKULTA MATEMATIKY, FYZIKY A INFORMATIKY

ČASOVO – FREKVENČNÁ ANALÝZA
SIGNÁLOV SCHUMANNOVÝCH REZONANCIÍ

Diplomová práca

Študijný program: Fyzika Zeme a planét
Študijný odbor: 4.1.1. Fyzika
Školiace pracovisko: Katedra astronómie, fyziky Zeme a meteorológie
Školiteľ: RNDr. Ing. Pavel Kostecký, CSc.

Bratislava 2010

Bc. Róbert Kysel

ZADANIE DIPLOMOVEJ PRÁCE

Študent(ka) **Róbert Kysel**

vypracuje za účelom obhajoby v rámci záverečného konania vo vysokoškolskom magisterskom štúdiu na UK FMFI diplomovú prácu s (predbežným) názvom:

Časovo-frekvenčná analýza signálov Schumannových rezonancií

pod vedením pracovníka RNDr. Ing. Pavel Kostecký, CSc. z pracoviska KAFZM FMFI UK...

Cieľ diplomovej práce a ďalšie poznámky:

Aplikovať časovo-frekvenčnú analýzu (TFA) a jej rôzne metódy na časové rady vertikálnej elektrickej zložky poľa Schumannových rezonancií z meraní na AGO FMFI Modra. Uvedenú analýzu zamerať hlavne na časové úseky obsahujúce tranzientné udalosti. Pomocou TFA kvantifikovať stupeň podobnosti synchronizovaných signálov z dvoch staníc.

podpis študenta *Kysel* podpis ved. dipl. práce *Kofel*

Diplomová práca je tematicky priradená k špecializácii geofyzika

V Bratislave dňa 29. novembra 2007 podpis gestora špec.: *Alta*

Poznámka: Vyplňte v 3 exemplároch: 1 pre študenta, 1 pre vedúceho práce, 1 pre študijné oddelenie (odovzdá študent pri zápise do 4. ročníka).

Ďakujem svojmu vedúcemu záverečnej práce RNDr. Ing. Pavlovi Kosteckému, CSc. za ochotu, čas a odborné vedenie, ktoré mi pri koncipovaní práce poskytol. Ďakujem tiež doc. RNDr. Sebastiánovi Ševčíkovi, CSc. a RNDr. Adriene Ondráškovej, PhD. za pomoc pri vyhľadávaní vhodných časových záznamov pre TFA a konzultácie pri interpretácii získaných TFR tranzientných javov.

Osobitné poďakovanie patrí Mgr. Miriam Kristekovej, PhD. za poskytnutie matlabovských skriptov pre vykresľovanie misfitov a za cenné rady pri prekonávaní technických zákutí programových balíkov „TF-SIGNAL“ a „TF-MISFIT_GOF_CRITERIA“.

Abstrakt

KYSEL, Róbert. *Časovo – frekvenčná analýza signálov Schumannových rezonancií* [diplomová práca]. Univerzita Komenského v Bratislave. Fakulta matematiky, fyziky a informatiky; Katedra astronómie, fyziky Zeme a meteorológie. Vedúci záverečnej práce: RNDr. Ing. Pavel Kostecký, CSc. Komisia pre obhajoby: Fyzika Zeme a planét. Predseda: doc. RNDr. Sebastián Ševčík, CSc. Stupeň odbornej kvalifikácie: Magister. Bratislava : FMFI UK, 2010. 108 s. + 102 s. príl.

Diplomová práca sa zaoberá možnosťami analýzy tranzientných javov v signále vertikálnej elektrickej zložky poľa Schumannových rezonancií nameraných na observatóriu AGO FMFI UK Modra pomocou vybraných metód časovo – frekvenčnej analýzy (spojitej wavelet transformácie s použitím alebo bez použitia metódy relokalizácie, metódy „matching pursuit decomposition“). Bola vytvorená 22-členná databáza tranzientných javov, rozčlenená na základe spoločných znakov v časovej oblasti do troch rôznych skupín: „obyčajné tranzienty“, „pekuliárne tranzienty“, „dvojbursty“. Pre každú skupinu tranzientných javov bol nájdený charakteristický TF vzor. V práci sa uvádzajú prínosy analýzy tranzientných javov pomocou vybraných metód časovo – frekvenčnej analýzy, ktoré nie je možné získať ich samostatnou časovou a frekvenčnou analýzou.

Diplomová práca sa zaoberá kvantifikovaním stupňa rozdielnosti synchronizovaných signálov vertikálnej elektrickej zložky poľa Schumannových rezonancií obsahujúcich tranzientné javy, nameraných v rôznom čase na jednom observatóriu (Modra) a v rovnakom čase na dvoch blízkyh observatóriách (Modra a Nagycenk), pomocou lokálne a globálne normovaných časovo – frekvenčných misfitov obálky a fázy.

Kľúčové slová: Schumannove rezonancie, ELF tranzienty, časovo – frekvenčná analýza, časovo – frekvenčné misfity, spojená wavelet transformácia

Predhovor

Metódy časovo – frekvenčnej analýzy (TFA), prudko sa rozvíjajúce v posledných desaťročiach, poskytujú mocný aparát na vyšetrovanie frekvenčného vývoja nestacionárnych signálov v čase. Ich cieľom je nájsť reprezentácie signálov v časovo – frekvenčnej rovine.

Motiváciou pre túto prácu boli obmedzenia klasickej spektrálnej analýzy založenej na Fourierovej transformácii, ktorá pre nestacionárne signály poskytuje informáciu len o „spriemerovanom“ frekvenčnom obsahu v určitom úseku signálu. V množstve situácií je takáto „spriemerovaná“ informácia nedostatočná.

Časovo – frekvenčná analýza sa neviaže na nijaký špecifický druh signálu a uplatňuje sa v najrôznejších technických (rádiokomunikácie, analýza vibrácií) a prírodovedných (biofyzika, medicína, seizmológia) odboroch. Hoci sa Schumannove rezonancie (SchR) študujú už vyše polstoročia, doteraz (pokiaľ je nám známe) nebola publikovaná súhrnná práca, ktorá by aplikovala metódy TFA na analýzu signálov SchR v pásme ELF. Všetky nám známe práce z tejto oblasti štandardne používajú aparát klasickej (fourierovskej) spektrálnej analýzy a len niekoľko z nich¹ využíva „najjednoduchšiu“ z metód TFA: metódu pohyblivého okna .

Táto skutočnosť spolu s tým, že v roku 2006 bola na Geofyzikálnom ústave SAV obhájená dizertačná práca Mgr. Miriam Kristekovej, PhD., zameraná na TFA seizmických signálov, v rámci ktorej bol vyvinutý fortranovský programový balík „TF-SIGNAL“ s rôznymi metódami TFA, nás viedla k nasmerovaniu diplomovej práce do „časovo – frekvenčných vôd.“ S prihliadnutím k zameraniu výskumu SchR na KAFZM FMFI UK na tranzientné javy a vzhľadom na „dostupnosť“ signálu SchR (na AGO FMFI UK Modra máme trvale k dispozícii iba signál vertikálnej elektrickej zložky poľa SchR) je diplomová práca orientovaná na analýzu tranzientných javov len v elektrickej zložke viacerými metódami TFA: metódou spojenej wavelet transformácie (CWT) aj s použitím metódy relokalizácie a metódou „matching pursuit decomposition“ (MPD).

S aplikáciami CWT úzko súvisí koncepcia časovo – frekvenčných misfitov, ktorými možno vyšetrovať časovo – frekvenčné rozdiely dvoch signálov. Využívajúc programový balík pre výpočet časovo – frekvenčných misfitov „TF-MISFIT_GOF_CRITERIA“, ktorý tiež

¹ Štandardne sa s metódou WFT možno stretnúť v prácach analyzujúcich ionosférické signály (hvizdy), ktoré sú ale vo vyššom frekvenčnom pásme (pásmo VLF – Very Low Frequency). V prácach zameraných na oblasť ELF sa spektrogramy „objavujú“ pri hľadaní súvislostí medzi sprajtami a ELF tranzientami. Odkazujeme na dve nám známe práce: (Greenberg et al., 2009 ; Surkov et al., 2010).

vyvinula Mgr. Miriam Kristeková, PhD., pokúsili sme sa kvantifikovať rozdielnosť a podobnosť synchronizovaných signálov vertikálnej elektrickej zložky poľa SchR, obsahujúcich tranzientné javy, a to signálov zaznamenaných súčasne na dvoch blízkych observatóriách (AGO a NCK²), ako aj signálov z jediného observatória (AGO) zaregistrovaných v odlišných časoch.

² Na tomto mieste by sme radi vyjadrili svoju vďaku pracovníkom GGKI MTA za poskytnutie záznamov SchR z observatória NCK (Nagycenk, Maďarsko).

OBSAH

0 Úvod	13
1 Ciele práce	15
2 Schumannove rezonancie ako geofyzikálny jav	16
2.1 Geofyzikálna charakteristika SchR a história ich objavu	16
2.2 Význam a smery výskumu SchR	18
2.3 Vlastnosti elektromagnetických polí v pásme ELF	19
2.4 Jednoduché odvodenie vlastných módov SchR	20
2.5 Vzťah globálneho elektrického obvodu a SchR	21
3 Modelovanie elektromagnetických polí v rezonátore Zem – spodná ionosféra	23
3.1 Východiskové rovnice	23
3.2 Model rezonátora s ideálne vodivými hranicami	24
3.3 Okrajové podmienky	25
3.4 Model rezonátora s ostro ohraničenou konečne vodivou ionosférou	27
3.5 Model rezonátora s uhlovo izotropnou a radiálne nehomogénnou ionosférou	29
3.6 Možnosti riešenia elektromagnetických polí v schumannovskom rezonátore	30
3.7 Všeobecné vlastnosti rezonátora s nízkym faktorom kvality	31
4 Anatómia a parametre bleskov	34
4.1 Štandardný model bleskového výboja	34
4.2 Fyzikálne veličiny popisujúce bleskový výboj	37
4.3 Rozdelenie bleskových výbojov v čase a priestore	40
5 Meracia aparátúra, metodológia spracovania dát a zložky signálu SchR	42
5.1 Popis meracej aparatúry	42
5.2 Metodológia spracovania dát elektrickej zložky poľa SchR	44
5.3 Komponenty signálu SchR	47
6 Tranzientné javy v časovej a frekvenčnej oblasti	54
6.1 Tranzient ako globálny jav	54
6.2 Kritéria pre tranzient v časovej oblasti	56
6.3 Vyhľadávanie a určovanie tranzientov v časovej oblasti	57
6.4 Kritériá pre tranzient vo frekvenčnej oblasti	58

6.5	Kritériá pre tranzient v časovo – frekvenčnej oblasti	61
6.6	Porovnanie časového priebehu tranzientných javov v elektrickej a magnetickej zložke poľa SchR	61
7	Podstata a metódy časovo – frekvenčnej analýzy	63
7.1	Lesk a bieda Fourierovej transformácie	63
7.2	Metóda pohyblivého okna	65
7.3	Metóda spojitej wavelet transformácie	66
7.4	Metóda relokalizácie	70
7.5	Wignerova distribúcia	71
7.6	Metóda „matching pursuit decomposition“	72
8	Časovo – frekvenčné misfity obálky a fázy	74
8.1	Motivácia zavedenia časovo – frekvenčných misfitov	74
8.2	Definícia a použitie časovo – frekvenčných misfitov obálky a fázy	75
8.3	Goodness-of-fit kritériá	78
9	Výsledky diplomovej práce a diskusia	80
9.1	Predspracovanie signálu a metodika výberu tranzientov pre TFA	80
9.2	TFR tranzientných javov získané metódou CWT	82
9.3	Ukážky iných využití aplikácie metódy CWT na signál SchR	87
9.4	Porovnávanie tranzientných javov pomocou časovo – frekvenčných misfitov	92
9.5	TFR tranzientných javov získané metódou MPD	98
10	Záver	102
	Zoznam bibliografických odkazov	103
	Zoznam príloh	108

Zoznam obrázkov

Obr. č. 2.1	Schématické znázornenie schumannovského rezonátora.	16
Obr. č. 2.2	Náčrt modelu „ideálneho“ rezonátora s dokonale vodivými hranicami publikovanom W. O. Schumannom v citovaných prácach z roku 1952.	17
Obr. č. 2.3	Vplyv viacerých faktorov na globálny elektrický obvod.	22
Obr. č. 4.1	Časový priebeh prúdu spätného výboja.	36
Obr. č. 4.2	Časový priebeh vertikálnej zložky elektrického poľa vo vzdialenosti pozorovateľ – výboj 100 km.	38
Obr. č. 4.3	Amplitúdové spektrá prúdových (horný obrázok) a radiačných (dolný obrázok) momentov pre štandardné prúdové modely.	39
Obr. č. 4.4	Denná variácia bleskovej činnosti v troch hlavných globálnych búrkových centrách.	40
Obr. č. 4.5	Globálna búrková činnosť na planéte Zem.	41
Obr. č. 5.1	Anténa kapacitného typu (tzv. „ball antena“) pre príjem vertikálnej elektrickej zložky poľa SchR používaná na AGO FMFI UK Modra – Piesok.	43
Obr. č. 5.2	Schematické znázornenie umiestnenia magnetických senzorov.	44
Obr. č. 5.3	Ilustrácia „uloženia“ informácie v „balíčku“ o meraní jednej, cca 5,5 minúty (65 536 vzoriek) trvajúcej, sekvencie elektrickej zložky poľa SchR z observatória AGO.	45
Obr. č. 5.4	Typické „surové“ amplitúdové spektrum približne 5,5 minútového záznamu elektrickej zložky SchR, získané pomocou diskretnej Fourierovej transformácie.	45
Obr. č. 5.5	Príklad fitovania „surového“ amplitúdové spektrum sumou piatich Lorentzových aproximačných funkcií.	47
Obr. č. 5.6	Schématické znázornenie zložiek signálu SchR.	47
Obr. č. 5.7	Príklady typických časových priebehov signálov elektrickej zložky poľa SchR, zaznamenaných dňa 14.6.2006 o 23:35 UT na observatóriách AGO Modra [bodkovaná čiara] a v Nagycenku (NCK, Maďarsko) [plná čiara].	48
Obr. č. 5.8	Časový záznam tranzientu (5.9.2007, 02:12 UT) s výrazným zvončením na tyle prvého pulzu.	49
Obr. č. 5.9	Schématický diagram sekvencie príchodov troch elektromagnetických pulzov (vln) z miesta výboja („Lightning“) na observatórium s meracou aparátúrou („Antenna“).	50
Obr. č. 5.10a – d	Príklady časových priebehov rôznych typov Q–burstov podľa Ogawovej klasifikácie namerané na observatóriu Kochi (33,3°N, 133,4°E; Japonsko).	52
Obr. 6.1	Náhodne vybrané dvojsekundové úseky simultánneho časového záznamu obsahujúceho tranzientné javy z troch stredoeurópskych observatórií (AGO, BEL, NCK).	55
Obr. č. 6.2	Trojica amplitúdových DFT „short-time“ spektier z krátkych časových (10,24 s ; 2 048 vzoriek) úsekov signálu SchR.	59
Obr. č. 6.3	Frekvenčná analýza „pekuliárneho“ tranzientu zo dňa 26.6.2006 o 02:04:48 UT.	60
Obr. č. 6.4	Porovnanie troch záznamov časových priebehov tranzientov v elektrickej a magnetických zložkách poľa SchR zo dňa 23.8.2007 (časové rozpätie 23:31 ÷ 23:38 UT).	62
Obr. č. 7.1	„Tradičná“ časovo – frekvenčná reprezentácia signálu v podaní úryvku z prvého dejstva Mozartovej opery Don Giovanni.	63

Obr. č. 7.2	Konštantnosť časového a frekvenčného rozlíšenia signálu v celej TF rovine pre zvolenú funkciu okna v metóde WFT.	66
Obr. č. 7.3	Príklady rôznych typov waveletov používaných v metóde CWT.	67
Obr. č. 7.4	Reálna (plnou čiarou) a imaginárna časť (prerušovanou čiarou) Morletovho waveletu pri voľbe parametra $\omega_0 = 5$.	68
Obr. č. 7.5	Premenlivosť časového a frekvenčného rozlíšenia signálu v TF rovine pri metóde CWT.	69
Obr. č. 7.6	Príklad vzniku tzv. cross – členov pri WD dvojzložkového signálu.	71
Obr. č. 9.1	Odstránenie nízkofrekvenčnej zložky v signále vertikálnej elektrickej zložky poľa SchR pomocou programu Q-burst-finder na príklade záznamu z 26.6.2006, začínajúcim 02:00 UT a dlhom 327,68 s (65 536 vzoriek).	81
Obr. č. 9.2	TFR signálu zo dňa 8.9.2006 o 11:18 UT obsahujúceho 65 536 vzoriek (327,68 s) s využitím metódy CWT pri použití parametra Morletovho waveletu $\omega_0 = 25$ a lineárnej amplitúdovej škále (bez použitia relokalizácie).	87
Obr. č. 9.3	TFR signálu zo dňa 26.6.2006 o 02:00 UT obsahujúceho 65 536 vzoriek (327,68 s) s využitím metódy CWT pri použití parametra Morletovho waveletu $\omega_0 = 6$ a lineárnej amplitúdovej škále (bez použitia relokalizácie).	88
Obr. č. 9.4	Výrezy vybraných dvojsekundových úsekov TF roviny označené na obr. č. 9.3 zelenou bodkou.	89
Obr. č. 9.5a	Tranzientný jav v schumannovskom zázname zo dňa 7.9.2006 o 00:41:49.8 UT nameraný na AGO Modra, ktorý na základe časovej a frekvenčnej analýzy bol v prílohe D práce (Böhmová, 2007) zaradený medzi „neinterpretovateľné javy“ („non-interpretable events“).	90
Obr. č. 9.5b	Tranzientný jav v schumannovskom zázname zo dňa 8.9.2006 o 11:18:37.4 UT nameraný na AGO Modra, ktorý na základe časovej a frekvenčnej analýzy bol v prílohe D práce (Böhmová, 2007) zaradený medzi „neinterpretovateľné javy“ („non-interpretable events“).	91
Obr. č. 9.6a – c	TFR tranzientu c (z tab. č. 3) z observatória AGO získaná metódou MPD pri použití rôznych slovníkov časovo – frekvenčných atómov a vykreslení v logaritmickú amplitúdovej škále.	99
Obr. č. 9.7	Náhľad do knihy štruktúry MPD tranzientu c pri použití obyčajného slovníka časovo – frekvenčných atómov.	100
Obr. č. 9.8	TFR a časové záznamy tranzientu zo dňa 21.7. 2006 o 22:40:06 UT, získané metódou CWT a zobrazené v logaritmickú amplitúdovej škále pred odčítaním 50 Hz časovo – frekvenčného atómu (horný obrázok) a po odčítaní 50 Hz časovo – frekvenčného atómu pomocou metódy MPD.	101

Zoznam tabuliek

Tab. č. 1	Prúdové parametre spätného výboja podľa rôznych modelov.	36
Tab. č. 2	Prevodové vzťahy medzi hodnotami misfitov obálky (TFEM) a fázy (TFPM) a hodnotami goodness – of – fit kritérií obálky (TFEG) a fázy (TFPG) používané v seizmológii.	79
Tab. č. 3:	Tabuľka tranzientov súčasne zaznamenaných na AGO a NCK, porovnávaných časovo – frekvenčnými misfitmi.	92
Tab. č. 4	Hodnoty skalárnych („single-valued“) misfitov obálky <i>EM</i> a fázy <i>PM</i> pre simultánne zaznamenané tranzientné javy (z tab. č. 3) na observatóriách AGO a NCK, analyzované v prílohe G.	96
Tab. č. 5	Hodnoty skalárnych („single-valued“) misfitov obálky <i>EM</i> a fázy <i>PM</i> pre vzájomné porovnania tranzientných javov zo skupín „obyčajných vzorových tranzientov“ a „obyčajných tranzientov“ (z prílohy A), zaznamenaných na observatóriu AGO.	97
Tab. č. 6	Hodnoty skalárnych („single-valued“) misfitov obálky <i>EM</i> a fázy <i>PM</i> pre vzájomné porovnania tranzientných javov z rôznych skupín (z prílohy A), zaznamenaných na observatóriu AGO a analyzovaných v prílohe H.	97

Zoznam použitých skratiek

a. u.	ľubovoľné jednotky („arbitrary units“)
AGO	Astronomické a geofyzikálne observatórium [Univerzity Komenského v Bratislave]
BEL	Belsk [observatórium]
CG	bleskový výboj medzi oblakom a zemou („cloud – to – ground“ [discharge])
GGKI MTA	Geodéziai és Geofizikai Kutatóintézet Magyar Tudományos Akadémia (Výskumný ústav geodézie a geofyziky Maďarskej akadémie vied)
COI	oblasť ovplyvnenia („cone of influence“)
CWT	spojitá wavelet transformácia („continuous wavelet transform“)
DB	Deutsche Bahn
DFT	diskrétna Fourierova transformácia
ELF	pásmo extrémne nízkych frekvencií („Extremely Low Frequency“)
FT	Fourierova transformácia
GOF	Goodness – of – fit [kritérium]
KAFZM FMFI UK	Katedra astronómie, fyziky Zeme a meteorológie Fakulty matematiky, fyziky a informatiky Univerzity Komenského [v Bratislave]
lin.	lineárny
log.	logaritmický
MPD	„matching pursuit decomposition“
NCK	Nagycenk [observatórium]
ÖBB	Österreichische Bundesbahnen
SAV	Slovenská akadémia vied
SchR	Schumannove rezonancie
TF	časovo – frekvenčná („time – frequency“)
TFA	časovo – frekvenčná analýza („Time – frequency analysis“)
TFR	časovo – frekvenčná reprezentácia („Time – frequency representation“)
TLE	tranzientné svetelné javy (Transient Luminous Events)
UT	svetový čas („Universal Time“)
VLF	pásmo veľmi nízkych frekvencií („Very Low Frequency“)
WFT	metóda pohyblivého okna („windowed Fourier transform“)

Úvod

Schumannove rezonancie (SchR) predstavujú globálny geofyzikálny jav odohrávajúci sa v obrovskom dutinovom rezonátore medzi elektricky vodivým povrchom Zeme a spodnou (rovnako vodivou) hranicou ionosféry. Sú to elektromagnetické oscilácie excitované atmosférickými výbojmi (bleskami) v troposfére v planetárnom rozsahu. Frekvenčne sú v pásme ELF, ktoré sú v rezonátore relatívne slabo tlmené.

Hoci od „objavu“ SchR uplynulo už vyše polstoročia, neustále prekvapujú svojimi aplikáciami v mnohých (nielen) geofyzikálnych odboroch. V minulosti sa vo vedeckých štúdiách venovala menšia pozornosť tranzientným javom v schumannovskom signáli, ktoré sú vyvolané obzvlášť silnými atmosférickými výbojmi. Ich amplitúdy sú väčšie s faktorom $5 \div 10$ ako pozadie. Od 90-tych rokov minulého storočia však aj výskum tranzientných javov púta väčšiu celosvetovú pozornosť schumannovskej komunity. Štandardne boli ich morfológické znaky analyzované len v časovej oblasti a frekvenčný obsah bol určovaný Fourierovou spektrálnou analýzou. Preto prekvapuje, že tak sofistikované a široko uplatňované metódy analýzy signálu, ako nepochybne metódy časovo – frekvenčnej analýzy (TFA) predstavujú, neboli doteraz v nám známych prácach z oblasti analýzy signálu SchR okrem metódy pohyblivého okna aplikované.

S poukázaním na túto skutočnosť sme sa rozhodli zamerať našu prácu na analýzu tranzientných úsekov v signále vertikálnej elektrickej zložky poľa SchR, ktorý je kontinuálne meraný na observatóriu AGO FMFI UK Modra od roku 2001. Táto analýza je realizovaná pomocou vybraných metód časovo – frekvenčnej analýzy (TFA), a to metódy spojitkej wavelet transformácie (CWT) s použitím a bez použitia metódy relokalizácie a metódy „matching pursuit decomposition“ (MPD).

Druhým zameraním práce, ktoré však úzko súvisí s metódou spojitkej wavelet transformácie, je kvantifikovanie rozdielnosti synchronizovaných signálov vertikálnej elektrickej zložky poľa SchR, zaznamenaných na dvoch blízkych observatóriách v Modre (AGO) a Nagycenku (NCK) a kvantifikovanie rozdielnosti tranzientov nameraných na jednom observatóriu (AGO) v rôznych časoch. K tomu bola použitá metóda časovo – frekvenčných misfitov obálky a fázy.

Práca je rozdelená do desiatich kapitol a obsahuje aj osem samostatných skupín príloh. V prvej kapitole definujeme ciele diplomovej práce. V druhej kapitole podávame stručný

kvalitatívny výklad Schumannových rezonancií ako globálneho geofyzikálneho javu a stručne sa zmieňujeme o histórii ich objavu a aplikovateľnosti výsledkov ich výskumu na iné (geo)fyzikálne vedné odbory. V tretej kapitole prezentujeme súčasný stav poznatkov o možnosti modelovať elektromagnetické polia v rezonátore Zem – spodná ionosféra (tzv. schumannovskom rezonátore), a to od najjednoduchších modelov po tie najviac sa približujúce reálnej konfigurácii polí v rezonátore. Keďže tranzientné javy sú dôsledkom bleskových výbojov, stručne uvádzame súčasné poznatky o štandardnom modeli bleskového výboja a fyzikálnych veličinách, ktoré ho popisujú.

V nasledujúcich dvoch kapitolách obraciame pozornosť k charakteristikám signálu SchR. V piatej kapitole prezentujeme fyzikálne princípy meracích aparátov pre príjem signálu SchR s dôrazom na anténu pre príjem signálu elektrickej zložky poľa SchR používanej na AGO. Okrem toho sa v tejto kapitole venujeme zložkám signálu SchR z observatória AGO a doterajším metódam ich spracovania, používaných na KAFZM FMFI UK. V šiestej kapitole sa už konkrétne zameriavame len na tranzientné javy, ktoré sú hlavným predmetom analýz v tejto práci. Uvádzame fyzikálnu interpretáciu tranzientného javu a kritériá pre ich identifikáciu v časovej a frekvenčnej oblasti.

V kapitolách 7 a 8 zameriavame pozornosť na prehľadnú charakteristiku rôznych metód časovo – frekvenčnej analýzy, ktoré sme v diplomovej práci pre analýzu tranzientných javov SchR použili (kapitola 7). V kapitole 8 sa teoreticky venujeme aplikácii jednej z metód TFA, metódy spojitkej wavelet transformácie (CWT), na určovanie miery rozdielnosti medzi signálmi pomocou časovo – frekvenčných misfitov obálky a fázy.

V deviatej kapitole prezentujeme nami dosiahnuté výsledky diplomovej práce a diskusiu k nim, pričom sa odvolávame na početné obrazové prílohy. Závery práce sú napokon zhrnuté v desiatej kapitole.

Vzhľadom na neustálenú slovenskú geofyzikálnu terminológiu v prípadoch, kedy by slovenský odborný termín mohol vyvolávať nejasnosti, v zátvorke pri jeho prvom použití uvádzame aj anglický ekvivalent.

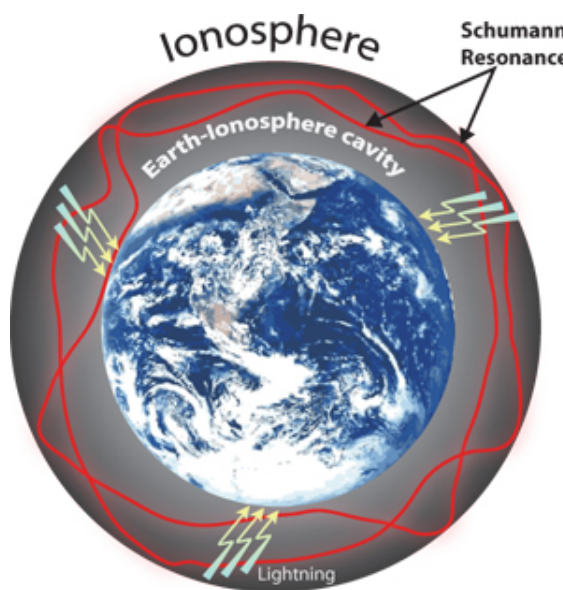
1 Ciele práce

1. Na základe vizuálneho hodnotenia časového priebehu signálov vertikálnej elektrickej zložky podľa Schumannových rezonancií nameraných na observatóriu AGO Modra vytvoriť databázu tranzientných javov.
 - Tranzientné javy v databáze rozčleniť do rôznych skupín podľa ich časového priebehu.
2. Testovať aplikovateľnosť časovo – frekvenčnej analýzy (TFA) na analýzu rôznych skupín tranzientných javov:
 - metódou spojitej wavelet transformácie (CWT) s použitím a bez použitia metódy relokalizácie,
 - metódou „matching pursuit decomposition“ (MPD).
3. Zhodnotiť prínos zvolených metód TFA v porovnaní s frekvenčnou analýzou prostredníctvom diskrétnej Fourierovej transformácie (DFT).
4. Časovo – frekvenčnými misfitmi obálky a fázy kvantifikovať stupeň rozdielnosti synchronizovaných signálov:
 - z dvoch vzájomne blízkych observatórií Modra (AGO) a Nagycenk (NCK),
 - z rovnakého observatória (AGO) v rámci a naprieč rôznymi skupinami obsiahnutými v databáze tranzientných javov.

2 Schumannove rezonancie ako geofyzikálny jav

2.1 Geofyzikálna charakteristika SchR a história ich objavu

Schumannove rezonancie (SchR) predstavujú globálny geofyzikálny jav, *vlastné rezonančné elektromagnetické kmity sférického dutinového* (schumannovského) *rezonátora*, ktorého elektricky vodivými hranicami sú povrch Zeme a spodné vrstvy ionosféry, a ktorý je vyplnený dielektrikom – vzduchovými hmotami troposféry a stratosféry (obr. č. 2.1). Schumannovský rezonátor si tiež môžeme predstaviť ako obrovský sférický kondenzátor „Zem – ionosféra“ s neustálym málo sa meniacim potenciálovým rozdielom niekoľko stoviek kilovoltov.



Obr. č. 2.1 Schématické znázornenie schumannovského rezonátora.

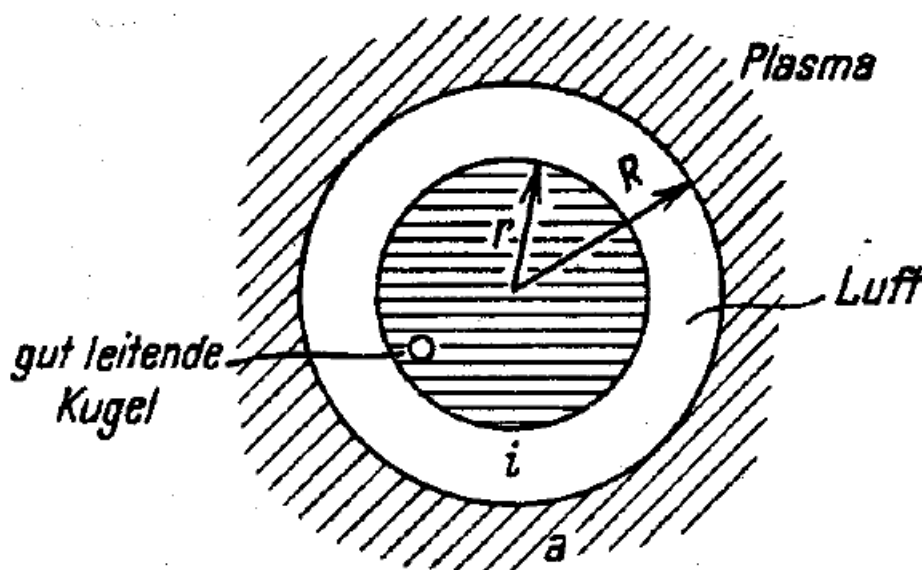
Všeobecnou podmienkou vzniku rezonancie elektromagnetických vĺn je existencia ich vzájomného posunu o hodnotu $2k\pi$ ($k = 0,1,2, \dots$). Keďže schumannovský rezonátor (rezonátor Zem – ionosféra) je trojrozmerná štruktúra, vyskytujú sa v ňom tri druhy rezonancií:

- *transverzálne* (označované tiež ako *radiálne*) – vzhľadom na malú výšku dutiny (cca 50 km) ich základná rezonančná frekvencia leží v rozmedzí 1,7 – 2 kHz (v pásme značného útlmu šírenia elektromagnetických vĺn),
- *longitudinálne* („klasické“ Schumannove rezonancie) – ich približné rezonančné frekvencie sú 8, 14, 20, atď. Hz, t.j. ležia v pásme ELF³,

3 Extremely Low Frequencies – frekvenčné pásmo v rozmedzí od 3 Hz po 300 Hz

- *azimutálne* – prejavujú sa v štiepení (jemnej štruktúre) rezonančných pík longitudinalíných rezonancií v dôsledku prítomnosti geomagnetického poľa (Nickolaenko a Sentman, 2007).

V ďalšom výklade sa *budeme zaoberať* takmer výlučne *longitudinálnymi rezonanciami*. Sú pomenované na počesť Winfrieda Otta Schumanna (1888 – 1974). Schumann nebol prvý, ktorý prišiel s predstavou dutinového elektromagnetického rezonátora Zem – ionosféra (náznačky možno nájsť už u J. J. Thomsona v roku 1893). S výskumom vlastností schumannovského rezonátora úzko súvisí aj výskum v oblasti šírenia rádiových vln (tu nemožno obísť prínos N. Teslu vo výskume využitia ionosféry pre bezdrôtový prenos energie na prelome 19. a 20. storočia) a výskum troposférickej búrkovej činnosti (A. S. Popov v roku 1905 prvý experimentálne zistil elektromagnetické žiarenie z búrkových mračen, resp. bleskov). Nezmazateľný prínos nemeckého fyzika a elektrotechnika W. O. Schumanna, rodáka z Tübingenu, od roku 1924 až do odchodu na dôchodok v roku 1961 profesora na Technickej univerzite v Mníchove, však tkvie vo fyzikálne exaktnom pochopení a popísaní javu, ktorý v rezonátore nastáva a jeho prepojení s bleskovými výbojmi. V sérii článkov počínajúc rokom 1952 Schumann vytvoril model „ideálneho“ rezonátora (majúceho ideálne vodivé steny, t.j. ideálne vodivý povrch Zeme a ideálne vodivá spodná hranica ionosféry [obr. č. 2.2]), pre ktorý spočítal aj rezonančné frekvencie (obr. č. 2.2). Zároveň vysvetlil aj princíp budenia rezonátora, ktorým je globálna búrková činnosť (Schumann, 1952a; Schumann, 1952b).



Obr. č. 2.2 Náčrt modelu „ideálneho“ rezonátora s dokonale vodivými hranicami publikovanom W. O. Schumannom v citovaných prácach z roku 1952. (Schlegel a Füllekrug, 2007)

Schumann tiež predpovedal, že jav by mal byť experimentálne zistiteľný, čo sa skutočne potvrdilo v roku 1960, kedy M. Balser a C. A. Wagner pôsobiaci na americkej MIT na observatóriu West Greenwich (Long Island, USA) detekovali v spektre ELF spektrálne píky na frekvenciách približne zodpovedajúcim teoreticky Schumannom predpovedaným (Balser a Wagner, 1960). V neskoršom období boli longitudinálne rezonancie pomenované ako Schumannove. Podrobný prehľad histórie výskumu SchR možno nájsť v práci Bessera (Besser, 2007).

2.2 Význam a smery výskumu SchR

Štúdium Schumannových rezonancií umožňuje získavať nové poznatky pre široké spektrum (nielen) geofyzikálnych vedných odborov. Z nepretržitého sledovania a zaznamenávania vyplynulo, že základné parametre (frekvencie jednotlivých rezonančných módo, ich amplitúdy a k nim prislúchajúce faktory kvality) vykazujú rôzne (kvázi)periodické variácie: denné, sezónne, polročné, 11-ročné (posledná súvisí s 11-ročným slnečným cyklom). *Zmeny parametrov rezonátora Zem – ionosféra potom odrážajú zmeny vlastností spodnej ionosféry* (tzv. D-vrstvy; napríklad jej vodivosť, na ktorú vplýva tok UV- a RTG- žiarenia zo Slnka prostredníctvom ionizácie) a *zmeny globálnej búrkovej činnosti* (časové a priestorové variácie budiacich zdrojov, napríklad v podobe migrácie hlavných búrkových ohnísk v smere sever – juh). (Nickolaenko et al., 1998)

Veľmi skoro sa tiež zistila *možnosť simultánnym meraním* na (minimálne) troch dostatočne od seba vzdialených staniciach *určiť* pomocou triangulácie *miesto bleskového výboja*, a to s rádovou presnosťou stoviek kilometrov. Výsledky „online“ sledovania bleskov⁴ majú nesporný význam pre výskum globálnej búrkovej činnosti, ale tiež pre vytváranie globálnej monitorovacej siete včasného varovania pre leteckú dopravu.

Nové pole výskumu Schumannových rezonancií sa v posledných rokoch našlo v štúdiu súvislosti medzi tranzientnými javmi v pásme ELF a atmosférickými TLE javmi, čo je široká skupina optických javov vo výškach 20 ÷ 100 km nad búrkovou oblačnosťou. (Williams et al., 2007)

Prienik geofyziky s astrofyzikou predstavuje *výskum Schumannových rezonancií na iných telesách Slnečnej sústavy*, potenciálnymi kandidátmi sú Jupiter, Saturn, Venuša (už detekované), Mars (zatiaľ nedetekované) a Titan (pravdepodobná, zatiaľ nie definitívna,

4 Využívajú sa tiež optické, prevažne družicové, a radarové metódy pozorovania búrkovej oblačnosti a bleskových výbojov.

detekcia modulom Huygens sondy Cassini v roku 2005). Úspešné merania na týchto (resp. iných) telesách by mohli prispieť k poznatkom o ionosfére, atmosférickej elektrine a globálnom elektrickom okruhu na týchto telesách. (Pechony a Price, 2004)

Od deväťdesiatych rokov sa Schumannove rezonancie uplatnili v „dosť nečakanej“ oblasti: v klimatológii. Americký meteorológ E. Williams upozornil na možnosť využiť *Schumannove rezonancie ako „globálny teplomer“* pre sledovanie klimatických zmien a ukázal koreláciu medzi relatívnou teplotou v tropických oblastiach počas cyklu El Niño a amplitúdou prvého píku Schumannových rezonancií (Williams, 1992). Začala sa skúmať tiež súvislosť medzi intenzitou globálnej búrkovej aktivity a teplotou rovníkovej troposféry. Keďže hlavné búrkové oblasti (juhovýchodná Ázia, Afrika a Južná Amerika – Amazónia) ležia v tropickej oblasti, vplyvom búrkovej činnosti tu dochádza k transportu veľkých objemov vodnej pary, jedného z dôležitých skleníkových plynov, do tropopauzy. Vzhľadom na obtiažnosť priamych meraní obsahu vodnej pary v tropopauze sa Schumannove rezonancie ukazujú ako možný nepriamy spôsob jej merania. (Price a Asfur, 2002). Nie je to však jediná možnosť aplikácie Schumannových rezonancií v klimatológii a výskum v tejto oblasti intenzívne pokračuje (pozri prehľadovú prácu Harrison, 2004).

Otvoreným a značne kontroverzným problémom ostáva *otázka pôsobenia nízkofrekvenčných elektromagnetických polí na psychiku živých organizmov*, predovšetkým však človeka. V prípade Schumannových rezonancií ide konkrétne o (možný?) vplyv najnižších módov na činnosť mozgu (známe alfa a beta rytmy ležiace vo frekvenčnom rozsahu týchto módov).⁵ Skeptici poukazujú na fakt mimoriadne nízkej intenzity poľa Schumannových rezonancií (amplitúda intenzity elektrického poľa je rádovo 10^{-7} V.m⁻¹, amplitúda magnetickej indukcie je rádovo 10^{-13} T); v prípade amplitúdy magnetickej zložky je rozdiel mínus osem rádov oproti priemernej indukcii geomagnetického poľa. Výskum v tejto oblasti sa navyše musí vyrovnáť s „komplexnosťou“ ľudskej psychiky a multifaktorovým (často vzájomne podmieneným) pôsobením na ňu (bližšie pozri Micek a Micek, 2005).

2.3 Vlastnosti elektromagnetických polí v pásme ELF

Bleskový výboj emituje elektromagnetické žiarenie do všetkých smerov a v širokom frekvenčnom rozsahu. Len veľmi malá časť emitovaného žiarenia spadá do frekvenčného

⁵ Iná, zaujímavá a medzi geofyzikou a biológou stojaca otázka je, či sa ľudský mozog svojou „pracovnou frekvenciou“ (alfa vlny frekvenčne zasahujú do prvých dvoch módov) evolučne neprispôbil schumannovskému frekvenčnému rozsahu. Pripomíname, že ten je „evolučne“ stály, daný (len) geometriou rezonátora.

pásma ELF, teda pásma, v ktorom nastáva jav Schumannových rezonancií. Táto oblasť frekvenčného pásma sa vyznačuje malým útlmom šíriacich sa elektromagnetických vln (rádovo desatiny dB/1 000 km), a tak elektromagnetický pulz emitovaný pri výboji „obehne“ niekoľkokrát „vlnovod“ okolo Zeme“ (teda aj úsek medzi miestom vzniku-výboja a miestom pozorovateľa) pred disipačným zánikom.

Šírenie vln v pásme ELF sa však v terestrických podmienkach (podmienkach schumannovského rezonátora, resp. vlnovodu) vyznačuje niekoľkými osobitosťami. Prvou je omnoho menší priečny rozmer „vlnovodu“ (jeho akási „efektívna výška“, cca $60 \div 90$ km) oproti vlnovej dĺžke ELF vlny. Naproti tomu pozdĺžny rozmer vlnovodu daný obvodom Zeme (cca 40 000 km) je porovnateľný s vlnovou dĺžkou elektromagnetickej vlny v pásme ELF, čo dáva možnosť vzniku rezonancií.

Druhou osobitosťou je „problematickosť“ ionosféry ako dokonale vodivej hranice „vlnovodu“. Reálny charakter ionosféry ako hranice je „difúzny“, pretože vodivosť sa mení s výškou. Navyše ionosféra ako prostredie javí anizotropiu, čoho dôsledkom je potrebné uvažovať s relatívnou permitivitou (a tým aj vodivosťou) ako tenzorom. Nezanedbateľná je aj asymetria ionosféry na osvetlenej a neosvetlenej strane Zeme (tzv. asymetria deň-noc). Šírenie elektromagnetických vln v ionosfére (konkrétne ich fázovú rýchlosť) napokon ovplyvňuje i magnetické pole Zeme, ktoré deformuje vlnoplochy (nie sú guľové, ale zakrivené v závislosti od geomagnetických súradníc zdroja a polohy rozhrania deň – noc v ionosfére). „Reálna“ ionosféra tak výrazne komplikuje teoretické výpočty a modelovanie Schumannových rezonancií, o čom sa detailnejšie oboznámime v tretej kapitole tejto práce.

2.4 Jednoduché odvodenie vlastných módov SchR

Vlastné módy Schumannových rezonancií sú dôsledkom konštruktívnej (pre určité frekvencie) interferencie vln (i niekoľkokrát, ako bolo vyššie naznačené) obiehajúcich Zem rôznymi smermi z miesta zdroja, ktorým je bleskový výboj. Rezonančný jav v schumannovskom rezonátore je teda spojený s interferenciou priamych, odrazených vln a niekoľkokrát obehnutých vln v mieste pozorovateľa. V závislosti od fázového posunu prichádzajúcich vln môže prísť v dôsledku interferencie k amplitúdovému zosilneniu, alebo naopak zoslabeniu. Uvažujúc ideálny model rezonátora (podľa Schumanna, t.j. rezonátor s oboma dokonale vodivými hranicami) môžeme pomerne jednoducho odhadnúť frekvencie jeho vlastných rezonančných módov z podmienky, že rezonančná vlnová dĺžku je rovná

charakteristickému „pozdlžnemu“ rozmeru rezonátora daného obvodom Zeme ($2\pi R_z$, kde R_z predstavuje polomer Zeme). Zanedbaním sférickosti dostávame hrubý vzťah pre frekvencie jednotlivých longitudinálnych⁶ rezonančných módov (indexované n)

$$f_n = \frac{c}{\lambda_n} = \frac{c}{2\pi \cdot R_z} \approx 7,5n \text{ [Hz]}, \quad (2.1)$$

kde $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m.s}^{-1}$ je rýchlosť svetla (vo vákuu) a $n = 1, 2, \dots$ indexy rezonančných módov.

Energiu pre vybudenie vlastných kmitov rezonátora Zem – ionosféra dodáva globálna búrková činnosť. Každú sekundu „udrie“ nad celou Zemou približne $100 \div 200$ bleskových výbojov, 95% z nich sa koncentruje v troch veľkoškálových búrkových ohniskách ležiacich v tropických oblastiach: rovníková Afrika, Amazónia v Južnej Amerike a indonézske súostrovia, pričom búrková činnosť kulminuje v každej z oblastí medzi $13 \div 15$ hodinou miestneho času. (Ondrášková et al., 2008c)

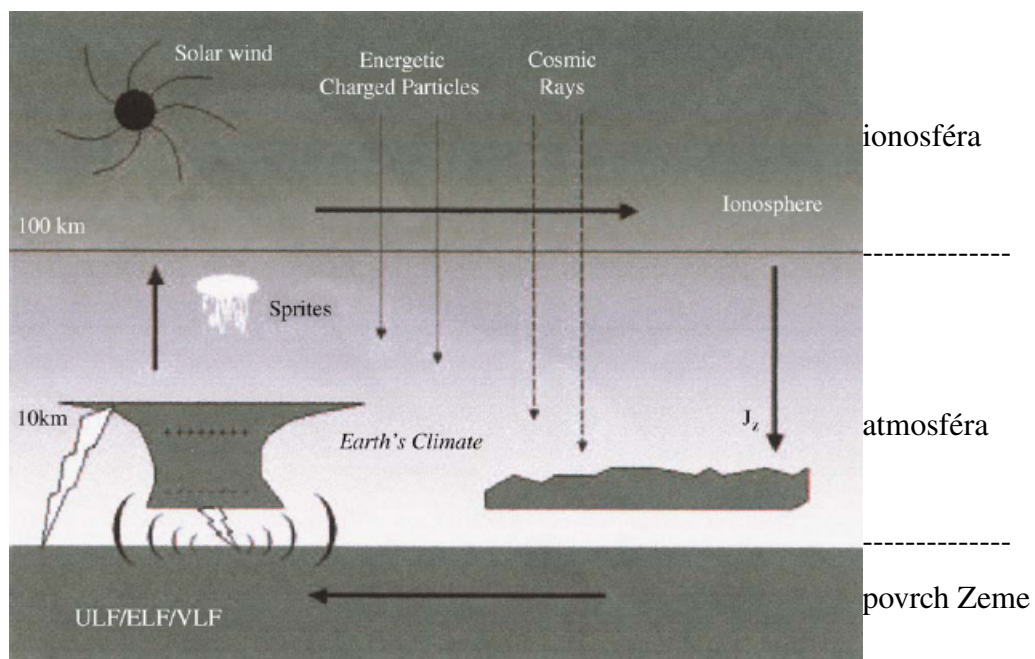
2.5 Vzťah globálneho elektrického obvodu a SchR

Bleskové výboje, zdroj energie pre Schumannove rezonancie, sú súčasťou globálneho elektrického obvodu („global electric circuit“; obr. č. 2.3). Ako už bolo naznačené, na dutinový rezonátor Zem – ionosféra možno tiež hľadiť ako na obrovský sférický kondenzátor, ktorý je takmer konštantne nabitý na napätie okolo $250 \div 300 \text{ kV}$. Tento rezonátor možno simulovať obvodom s paralelne zapojenou kapacitou približne $0,05 \text{ F}$ a rezistenciou približne 150Ω . (Bering et al., 1998)

Jedným z prejavov existencie globálneho elektrického obvodu je meraný vertikálny (takmer) konštantný a nepretržitý tečúci (a merateľný) elektrický prúd zo zemského povrchu nahor do atmosféry s prúdovou hustotou $1 \div 3 \cdot 10^{-12} \text{ A.m}^{-2}$ (globálne je prúd cca 2 000 A). Merateľné je tiež kvázistacionárne elektrické pole („fair-weather field“), ktoré má pri zemskom povrchu intenzitu okolo 100 V.m^{-1} . Výkon tohto celozemského „atmosférického elektrického stroja“ je približne 500 MW , čo dáva vzhľadom na obrovskú veľkosť dutiny rezonátora po prepočítaní hustotu výkonu $0,01 \text{ W.km}^{-3}$. (Ondrášková et al., 2008c)

⁶ Podobnou úvahou môžeme získať aj frekvencie tranzverzálnych rezonančných módov F_p ; požadujeme, aby ionosférická výška h bola poločíslenným násobkom vlnovej dĺžky vlny zodpovedajúcej p -temu rezonačnému módu, čiže

$$F_p = \frac{c}{2h} p = 2 \cdot 10^3 p \text{ [Hz]}. \quad (2.2)$$



Obr. č. 2.3 Vplyv viacerých faktorov na globálny elektrický obvod. (Rycroft, 2008)

3 Modelovanie elektromagnetických polí v rezonátore Zem – spodná ionosféra

3.1 Východiskové rovnice

Pri modelovaní (matematickom popise) elektromagnetických („schumannovských“) polí v rezonátore Zem – spodná ionosféra prirodzene vychádzame z *Maxwellových rovníc*:

$$\text{rot } \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (3.1a)$$

$$\text{rot } \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (3.1b)$$

$$\text{div } \vec{D} = 0 \quad (3.1c)$$

$$\text{div } \vec{H} = 0, \quad (3.1d)$$

kde $\vec{E}(\vec{r}, t)$ predstavuje vektor elektrickej intenzity (vo fyzikálnej „hantírke“: vektor elektrického poľa), $\vec{H}(\vec{r}, t)$ vektor magnetickej intenzity (vektor magnetického poľa), $\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E}$ vektor elektrickej indukcie, ε_0 permitivita vákua ($\varepsilon_0 \sim 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$), ε_r relatívna permitivita prostredia, μ_0 permeabilita vákua ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H.m}^{-1}$) a μ_r relatívna permeabilita prostredia. V celom objeme rezonátora uvažujeme dokonalé dielektrikum s $\varepsilon_r = 1$ a elektrickou vodivosťou $\sigma = 0$.

Sústavu Maxwellových rovníc (3.1a – 3.1d) následne *doplníme o príslušné okrajové podmienky* uvažovaného modelu rezonátora. Logicky, vzhľadom na geometriu problému, keďže schumannovský rezonátor je ohraničený dvomi koncentrickými sférickými povrchmi, formulujeme Maxwellove rovnice v sférickej súradnicovej sústave (r, θ, φ) .

Pokiaľ sa zaujíname iba o *hodnoty frekvencií a útlmov* jednotlivých vlastných módo, v prvom priblížení⁷ postačuje formulovať a *riešiť disperznú rovnicu*. Jej korene (hodnoty vlnového čísla, resp. komplexnej frekvencie) sú výsledkom pre jednotlivé vlastné módy. V tomto prípade nie je nutné zaoberať sa budením rezonátora.

⁷ Priblíženie presne platí iba pre rezonátor s vysokým činiteľom kvality, teda s nepatrným útlmom.

3.2 Model rezonátora s ideálne vodivými hranicami

Ako najjednoduchší model rezonátora Zem – spodná ionosféra uvažujeme zemský povrch (polomer Zeme označme $r = a$) ako dokonale vodivý; v prípade schumannovského rezonátora je tento predpoklad oprávnený s vysokým stupňom presnosti, nakoľko prevažujúci vplyv na útlm vo vlnovom pásme ELF má vodivosť spodnej ionosféry. Ionosféru považujeme za prostredie s ostrou spodnou a zároveň ideálne vodivou hranicou (s polomerom $r = b$), ktorého komplexná (absolútna) permitivita ε je skalár (t.j. môže byť závislý iba na uhlovej frekvencii ω) a platí pre ňu

$$\varepsilon(r) = \begin{cases} \varepsilon_0 & , \text{ pre } a \leq r \leq b \\ \varepsilon_0 \varepsilon_r & , \text{ pre } r \geq b \end{cases} \quad (3.2)$$

Pre takto formulovaný model z Maxwellových rovníc (3.1a – 3.1d) v sférických súradniciach pre jednotlivé zložky vektorov $\vec{E}(\vec{r}, t)$ a $\vec{H}(\vec{r}, t)$ dostávame sústavu 6 rovníc (Nickolaenko a Hayakawa, 2002, s. 10):

$$\frac{1}{r \sin \theta} \left(\frac{\partial}{\partial r} r \sin \theta E_\varphi - \frac{\partial E_r}{\partial \varphi} \right) = i \omega \mu H_\theta \quad (3.3a)$$

$$\frac{1}{r} \left(\frac{\partial}{\partial r} r E_\theta - \frac{\partial E_r}{\partial \theta} \right) = i \omega \mu H_\varphi \quad (3.3b)$$

$$\frac{1}{r \sin \theta} \left(\frac{\partial}{\partial r} r \sin \theta H_\varphi - \frac{\partial H_r}{\partial \varphi} \right) = -i \omega \varepsilon E_\theta \quad (3.3c)$$

$$\frac{1}{r} \left(\frac{\partial}{\partial r} r H_\theta - \frac{\partial H_r}{\partial \theta} \right) = i \omega \varepsilon E_\varphi \quad (3.3d)$$

$$\frac{1}{r \sin \theta} \left(\frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta E_\varphi - \frac{\partial E_\theta}{\partial \varphi} \right) = -i \omega \mu H_r \quad (3.3e)$$

$$\frac{1}{r \sin \theta} \left(\frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta H_\varphi - \frac{\partial H_\theta}{\partial \varphi} \right) = i \omega \varepsilon E_r \quad (3.3f)$$

V týchto a ďalších vzťahoch pre zložky polí automaticky predpokladáme harmonickú časovú závislosť $\sim e^{i\omega t}$. Všetky prostredia (objem rezonátora aj obe hranice) uvažujeme zatiaľ ako nemagnetické (s relatívnou permeabilitou $\mu_r = 1$).

Systém rovníc (3.3a – 3.3f) možno zjednodušiť zavedením *dvoch skalárnych funkcií*: *Debyeovho elektrického a magnetického potenciálu* U , V , ktoré v podstate predstavujú

vyjadrenia zložiek Hertzovho vektora v sférickej geometrii (Gough, 1996). Za cenu zvýšenia rádu diferenciálnych rovníc pre tieto potenciály znížime počet neznámych funkcií zo šesť (zložky vektorov $\vec{E}, \vec{H}$) na dve. Jednotlivé zložky elektrickej a magnetickej intenzity sú cez Debyeove potenciály potom vyjadrené nasledovne (Nickolaenko a Hayakawa, 2002, s. 10):

$$E_r = \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \epsilon_r k^2 \right) \frac{rU}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad H_r = \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \epsilon_r k^2 \right) rV \quad (3.4a)$$

$$E_\theta = \frac{1}{r\sqrt{\epsilon_r}} \frac{\partial^2(rU)}{\partial r \partial \theta} - \frac{i\omega\mu_0}{\sin\theta} \frac{\partial V}{\partial \varphi} \quad H_\theta = \frac{1}{r\sqrt{\epsilon_r}} \frac{\partial^2(rV)}{\partial r \partial \theta} - \frac{i\omega\epsilon_0\sqrt{\epsilon_r}}{\sin\theta} \frac{\partial U}{\partial \varphi} \quad (3.4b)$$

$$E_\varphi = \frac{1}{r\sin\theta\sqrt{\epsilon_r}} \frac{\partial^2(rU)}{\partial r \partial \varphi} + i\omega\mu_0 \frac{\partial V}{\partial \theta} \quad H_\varphi = \frac{1}{r\sin\theta} \frac{\partial^2(rV)}{\partial r \partial \varphi} - i\omega\epsilon_0\sqrt{\epsilon_r} \frac{\partial U}{\partial \theta} \quad , \quad (3.4c)$$

kde k je konštanta šírenia (vlnové číslo) vo vákuu $(k^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0)$.

Polia $\vec{E}, \vec{H}$ môžu byť vo všeobecnosti zložené z dvoch typov parciálnych vlnových polí:

- tranzverzálné magnetické (TM – vlny, tiež E – vlny) $\rightarrow V = 0 \Rightarrow H_r = 0$,
(pole, v ktorom iba elektrická intenzita $\vec{E}$ má radiálnu zložku)
- tranzverzálné elektrické (TE – vlny, tiež M – vlny) $\rightarrow U = 0 \Rightarrow E_r = 0$.
(pole, v ktorom iba magnetická intenzita $\vec{H}$ má radiálnu zložku)

Ktorý typ vlny (prípadne ich superpozícia) sa bude v rezonátore šíriť, závisí od okrajových podmienok a spôsobu budenia.

3.3 Okrajové podmienky

Najjednoduchšie okrajové podmienky implikuje nekonečná vodivosť hranice obmedzujúcich plôch. Vtedy na nich musí byť nenulová iba radiálna zložka elektrickej intenzity. Ak uvažujeme obidve hranice [zemský povrch a (ostrú) spodnú hranicu ionosféry] ako nekonečne vodivé, dostaneme historicky prvý Schumannov model rezonátora (Schumann, 1952a; Schumann, 1952b). Debyeove potenciály U, V vyhovujú vlnovým rovniciam (Helmholtzovho typu)

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \Delta_r + \epsilon_r k^2 \right) r \begin{pmatrix} U \\ V \end{pmatrix} = 0 \quad , \quad (3.5)$$

kde k je už spomenutá konštanta šírenia vo vákuu a Δ_T je tranzverzálna časť Laplaceovho operátora.⁸

Rovnicu (3.5) možno riešiť známou *metódou separácie premenných*, čiže všeobecné riešenie skalárneho potenciálu $F \in (U, V)$ bude súčinom troch funkcií: *radiálnej funkcie* $R_n(r)$, *funkcie polárneho uhla* $T(\theta)$ a *funkcie rovníkového (azimutálneho) uhla* $\Phi(\varphi)$. Funkcie $T(\theta)$ a $\Phi(\varphi)$ možno ďalej skombinovať do všeobecne známych *sférických harmonických funkcií* $Y_{n,m}(\theta, \varphi)$. Teda

$$F(r, \theta, \varphi) = R(r) \cdot T(\theta) \cdot \Phi(\varphi) = R(r) \cdot Y_{n,m}(\theta, \varphi) \quad , \quad (3.6)$$

pričom sférické harmonické funkcie stupňa n a rádu m majú tvar

$$Y_{n,m}(\theta, \varphi) = \sqrt{\frac{2n+1}{4\pi} \frac{(n-m)!}{(n+m)!}} \cdot P_{n,m}(\cos \theta) e^{im\varphi} \quad , \quad (3.7)$$

kde $P_{n,m}(\cos \theta)$ je pridružená Legendreova funkcia⁹ stupňa n , rádu m a argumentu $(\cos \theta)$.

Radiálna zložka $R(r)$ potenciálu F vyhovuje rovnici

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} + k^2 \varepsilon_r - n \frac{(n+1)}{r^2} \right] (rR) = 0 \quad , \quad (3.8)$$

kde index $n = 1, 2, 3, \dots$ predstavuje stupeň sférickej harmonickej funkcie $Y_{n,m}$ v uhlovej zložke potenciálu.

Ak je celý problém sféricky symetrický, riešenie radiálnej rovnice neobsahuje závislosť od uhla φ a dostávame $(2n+1)$ – násobnú *degeneráciu vlastných módov* [známu z kvantovej mechaniky; nezávislosť vlastnej frekvencie a rozloženia poľa na indexe m vo sférickej harmonickej funkcii $Y_{n,m}(\theta, \varphi)$]. V najjednoduchšom Schumannovom modeli sú vlastné frekvencie jednotlivých módov čisto reálne (rezonátor je bezútlmový!) a za predpokladu, že „výška“ spodnej hranice ionosféry je podstatne menšia ako polomer Zeme,

8 Tranzverzálna časť Laplaceovho operátora má tvar $\Delta_T = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}$.

9 Pripomeňme: hlavný index $n = 1, 2, 3, \dots$ ($n = 0$ je formálne prípustné, ale reprezentuje homogénne radiálne elektrostatické pole), vedľajší index $m = -n, -(n-1), \dots, -1, 0, 1, \dots, (n-1), n$.

závisia iba od polomeru Zeme a podľa vzťahu (Nickolaenko a Hayakawa, 2002, s. 17)

$$f_n = \frac{c}{2\pi a} \sqrt{n(n+1)} \quad , \quad (3.9)$$

kde c je rýchlosť svetla vo vákuu. Činiteľ $\sqrt{n(n+1)}$ je charakteristický pre sférickú geometriu.

Pre rezonátor Zem – spodná ionosféra v tomto ideálnom prípade dostal Schumann frekvencie prvých štyroch vlastných módov ($n = 1, 2, 3, 4$): **10,6 – 18,3 – 25,9 – 33,5 Hz**, čo sú hodnoty cca o 25 ÷ 30 % vyššie oproti realite, čo je však pochopiteľné, pretože v akomkoľvek rezonujúcom systéme *útlm vlastné frekvencie znižuje*.

3.4 Model rezonátora s ostrou ohraničenou konečne vodivou ionosférou

Všeobecným riešením rovnice (3.8) pre radiálnu funkciu $R(r)$ je lineárna kombinácia tzv. *sférických Hankelových funkcií* (1. a 2. druhu) $h_n^{(1)}(kr)$ a $h_n^{(2)}(kr)$, kde k je vlnové číslo ($k = \omega/c$). Singularita v počiatku ($r \rightarrow 0$) u funkcie 2. druhu nie je prekážkou, lebo náš rezonátor počiatok súradníc neobsahuje. Tieto funkcie sú vyjadriteľné cez *klasické Hankelove funkcie* 1. a 2. druhu $H_{n+1/2}^{(1)}, H_{n+1/2}^{(2)}$ *polocelého rádu*

$$h_n^{(j)}(x) = \sqrt{\frac{\pi}{2x}} H_{n+1/2}^{(j)}(x) \quad (3.10)$$

Riešenie vlnovej rovnice (3.5) pre potenciály U, V (s odlišnými sadami koeficientov $\{A\}$ a $\{B\}$) potom možno na základe vzťahov (3.6), (3.7) a (3.10) vyjadriť nasledovne

$$\frac{U}{V} = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \left[A_{n,m} h_n^{(1)}(kr) + B_{n,m} h_n^{(2)}(kr) \right] Y_{n,m}(\theta, \varphi) \quad (3.11)$$

Pre ionosféru ako zospodu ostro ohraničené a homogénne (*už nie nekonečne vodivé!*) prostredie so skalárnou, ale všeobecne komplexnou (pri zahrnutí útlmu) relatívnou permitivitou ϵ_r , ktorá môže závisieť iba na frekvencii ω , platia pre Debyeove potenciály U, V nasledujúce *okrajové podmienky na spodnej ionosférickej hranici*:

$$U(r) = \sqrt{\varepsilon} U^i(r) \quad r = b \quad (3.12a)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} [rU(r)] = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \frac{\partial}{\partial r} [rU^i(r)] \quad r = b \quad (3.12b)$$

$$V(r) = V^i(r) \quad r = b \quad (3.12c)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} [rV(r)] = \frac{\partial}{\partial r} [rV^i(r)] \quad r = b \quad (3.12d)$$

kde horný index i označuje príslušný potenciál v ionosfére.

K okrajovým podmienkam pre amplitúdy polí na hraniciach rezonátora pristupuje tzv. *Sommerfeldova okrajová podmienka*, ktorá zabezpečuje, aby riešenie potenciálu $F \in (U, V)$ nad hornou hranicou rezonátora ($r > b$) obsahovalo iba postupnú vlnu šíriacu sa smerom „od Zeme“, t.j. $r \rightarrow \infty$. Matematicky túto podmienku, ktorá eliminuje sférické Hankelove funkcie 1. druhu, možno vyjadriť nasledovne:

$$\lim_{r \rightarrow \infty} r \left[\frac{\partial F(r)}{\partial r} + ikF(r) \right] = 0 \quad (3.13)$$

Ak sa obmedzíme na vlny typu TM (ukazuje sa, že v poli reálnych schumannovských módov budených bleskovými výbojmi dominuje v *blízkosti zemského povrchu* práve tento typ vĺn) a riešenie pre potenciály (3.11) „vložíme“ do okrajových podmienok (3.12a – d, 3.13), získame homogénny systém dvoch lineárnych rovníc pre konštanty $A_{m,n}$, $B_{m,n}$. Položením determinantu systému do rovnosti s nulou získame *disperznú rovnicu* (Nickolaenko a Hayakawa, 2002, s. 22)

$$h_n^{(1)'}(kb) \cdot h_n^{(2)'}(ka) - h_n^{(2)'}(kb) \cdot h_n^{(1)'}(ka) = \frac{-i}{\sqrt{\varepsilon}} \left[h_n^{(1)}(kb) \cdot h_n^{(2)'}(ka) - h_n^{(2)}(kb) \cdot h_n^{(1)'}(ka) \right] \quad (3.14)$$

kde znak ' pri sférických Hankelových funkciách predstavuje ich deriváciu voči argumentu.

Rovnica (3.14) je riešiteľná iba aproximatívne (numericky), a to za predpokladu fyzikálne plauzibilnej voľby funkcie $\varepsilon(\omega)$, ktorá v sebe „ukrýva“ akúsi „priemernú“ vodivosť spodnej ionosféry. Za týchto podmienok môžeme dostať vlastné frekvencie prvých štyroch módov: **7,8 – 14,7 – 21,6 – 28,5 Hz**, čo už dosť dobre súhlasí so skutočnosťou. Zo skutočnosťou však nesúhlasia činitele útlmu (získané z imaginárnych častí vlastných

frekvencií), ktoré vychádzajú $2 \div 3$ – krát väčšie (!) oproti realite („reálne“ činitele kvality Q pre prvé módy sú v rozsahu $1,5 \div 3$ oproti reálnym hodnotám $4 \div 8$).

3.5 Model rezonátora s uhlovo izotrópnou a radiálne nehomogénnou ionosférou

Ďalším priblížením k reálnemu schumannovskému rezonátoru je *model uhlovo izotrópnej, ale radiálne nehomogénnej ionosféry*, v ktorom komplexná permitivita ionosféry závisí aj na radiálnej súradnici r , teda $\varepsilon(r, \omega)$. Radiálna vlnová rovnica pre tento model nadobúda tvar (Nickolaenko a Hayakawa, 2002, s. 26)

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} + k^2 \varepsilon(r) - n \frac{(n+1)}{r^2} - \sqrt{\varepsilon(r)} \frac{d^2}{dr^2} \left[\frac{1}{\sqrt{\varepsilon(r)}} \right] \right) r R(r) = 0 \quad . \quad (3.15)$$

Analytické riešenie rovnice (3.15) existuje iba pre 7 typov funkcií $\varepsilon(r)$ (ionosférických „profilov“, pozri prácu Bliokh et al., 1980), z ktorých, žiaľ, nijaká ani veľmi približne nezodpovedá reálnej ionosfére.

Radiálnu rovnicu (3.15) možno riešiť *numericky* viacerými postupmi (Taflöv a Hagness, 2005), riešenia tohto typu však nemajú veľkú cenu, nakoľko vodivosť ionosféry:

- *nie je ani približne uhlovo izotropná* (asymetrie typu „deň – noc“, „polárne čiapky“ a pod.),
- *má tenzorový charakter*, preto *efektívna povrchová impedancia* Z (pomer tangenciálnych zložiek $\vec{E}$ a $\vec{H}$ na spodnej hranici), ktorá vystupuje vo vyjadrení okrajových podmienok, nie je skalár, ale *symetrický* 2×2 *tenzor*; je však potrebné dodať, že okrajová podmienka *impedančného typu* (tzv. Leontovičova podmienka) je aplikovateľná, striktné povedané, iba pre prípad *normálového dopadu* vlny na hranicu prostredia,
- za prítomnosti (kvázistacionárneho) *geomagnetického poľa* sa ionosférická plazma prejavuje (z hľadiska šírenia elektromagnetických vĺn) ako *anizotropné* a *gyrotropné* prostredie; komponenty vĺn šíriace sa *v smere* vektora indukcie geomagnetického poľa a *kolmo naň* majú odlišné konštanty šírenia,

- akákoľvek odchýlka od sférickej symetrie sníma degeneráciu vlastných módov podľa vedľajšieho indexu m (teda podľa azimutálneho uhla φ), čím vzniká *jemná štruktúra* jednotlivých módov. Priamo v spektrách signálu SchR táto nie je pre nízky činiteľ kvality Q vlastných módov, a tým veľkú „šírku“ jednotlivých rezonančných „čiar“ pozorovateľná; experimentálne však bola overená na základe korelovania súčasne zaznamenaných signálov na vzdialených observatóriách (Nickolaenko a Sentman, 2007).

3.6 Možnosti riešenia elektromagnetických polí v schumannovskom rezonátore

Vzhľadom na skutočnosti popísané v predchádzajúcej podkapitole je presnejší výpočet vlastných módov schumannovského rezonátora, resp. jeho odozvy na budenie atmosférickými výbojmi veľmi obtiažny problém. Z literatúry poznáme dva zásadné prístupy:

- a) *vyjadrenie polí každého módu superpozíciou (lineárnou kombináciou) vlastných (TE- aj TM-) módov ideálneho rezonátora (t.j. rezonátora s nekonečne vodivými hranicami),*
- b) *prevod problému na riešenie dvojdimenzionálnej (2-D) telegrafnej rovnice.*

V prípade a) úloha vyústi do hľadania koreňov sekulárneho determinantu (veľmi vysokého, teoreticky ∞ - ho stupňa) pre koeficienty lineárnej kombinácie. V prvkoch determinantu vystupujú zložité výrazy vzniknulé z formulácií okrajových podmienok (bližšie pozri Nickolaenko a Hayakawa 2002, kap. 2.7 ÷ 2.10, s. 31 – 54).

Postup b) (aplikovaný napr. v prácach Kirillov a Kopeykin, 2002; Morente et al., 2004) rieši úlohu „integrálnych parametrov“ sui generis, menovite *elektrického napätia* (radiálne uvažovaného) medzi povrchom Zeme a určitou hladinou v ionosfére a tangenciálnych zložiek *prúdovej hustoty* spĺňajúcich klasickú telegrafnú rovnicu (opäť Helmholtzovho typu) v dvoch premenných (θ, φ). Radiálna premenná r v probléme explicitne nevystupuje, lebo „elektrické napätie Zem –ionosféra“ predstavuje integrál z intenzity vektora $\vec{E}$ v radiálnom smere. Keďže z meraní získavame zložky $\vec{E}$ a $\vec{H}$ v tesnej blízkosti zemského povrchu, je takto naznačený prístup oprávnený.

Prirodzene možno tiež konštruovať „ad-hoc“ modely ionosférickej vodivosti s

dostatočným počtom voľných parametrov, cez ktoré sa dajú výsledné schumannovské spektra „napasovať“ na reálne pozorované (napr. známy „double-knee“ model od Greifingera a iné). Pre väčšinu takýchto modelov vodivosti ionosféry však viac či menej absentujú *fyzikálne kritéria* voľby charakteristických parametrov permitivity či vodivosti ionosféry, napr. charakteristických výšok a pod.

Okrem toho poukazujeme na zaujímavú prácu (Grimalsky et al., 2005), ktorá na základe riešenia Maxwellových rovníc (v ionosfére) s uvažovaním tenzora relatívnej permitivity gyrotrópneho typu ilustruje výrazne odlišný charakter „prenikania“ (vertikálnej distribúcie) zložiek $\vec{E}$ a $\vec{H}$ v oblasti ionosféry. Hodnoty týchto zložiek „in situ“ nie sú síce merateľné, ovplyvňujú však *fázové rýchlosti* vln rôznych typov na podstatnej časti ich dráh v schumannovskom rezonátore, ktoré sa následne priamo premietajú do merateľných parametrov jednotlivých vlastných módov.

Details hore spomenutých postupov ďalej rozoberať nebudeme. Odkazujeme na rozsiahlu prácu (Williams a Mushtak, 2006) venovanú analýze viacerých modelov ionosféry a ich súvislostiam s charakterom spektier signálov SchR.

3.7 Všeobecné vlastnosti rezonátora s nízkym faktorom kvality

Veličinou, ktorá kvantifikuje energetické straty v rezonátore, je činiteľ kvality (býva označovaný ako Q). Energetické straty v rezonátore vznikajú v materiáli hraníc v dôsledku ich konečnej vodivosti (u schumannovského rezonátora dominantná príčina strát) a tiež (zanedbateľne) v nedokonalom dielektriku vyplňajúcom objem rezonátora.

Rezonátory využívané v technickej praxi (najmä v mikrovlnnom odbore) sa vyznačujú vysokým činiteľom kvality Q rádu 1000 a viac. Pripomeňme definíciu činiteľa kvality Q :

$$Q = \frac{\text{celková energia poľa vo vnútri rezonátora (v stacionárnom stave)}}{\text{energia disipovaná v rezonátore za 1 periódu vlastného kmitu}} \quad (3.16)$$

Poznamenajme, že ekvivalentná definícia činiteľa kvality Q k definícii (3.16) je polovičný pomer reálnej a imaginárnej zložky komplexnej vlastnej frekvencie príslušného módu.

Najnižšie módy schumannovského rezonátora majú činiteľ kvality $Q \sim 4 \div 8$ (v každom prípade $Q < 10$). Vďaka takto nízkej hodnote sa rezonátor vyznačuje nasledujúcimi

(dôležitými) vlastnosťami:

- *príspevky jednotlivých módov sa v spektre výrazne prekrývajú* (šírky „spektrálnych čiar“ sú porovnateľné s ich frekvenčnými odstupmi),
- *jednotlivé spektrálne čiary nemajú ani približne lorentzovský priebeh*; v prípade vysokého Q rezonátora sú profily čiar (závislosti spektrálnej hustoty amplitúdy, resp. výkonu od frekvencie) dané jednoduchou Lorentzovou funkciou (napr. Mushtak a Williams, 2008), ktorá popisuje spektrum kmitov *lineárneho harmonického oscilátora s malým tlmením* (bližšie pozri podkapitolu 5.2).

Pre nízke Q sú profily čiar dané komplikovanejšími funkciami a navyše :

- *v priestorovo oddelených bodoch vo vnútri rezonátora sú profily čiar odlišné*, t.j. pri meraní signálov SchR a ich spektrálnom spracovaní pozorovatelia v odlišných miestach namerajú, resp. interpretujú „lokálne“ *frekvencie pík* (spektrálnych *maxím*) f_0 a „lokálne“ *činitele kvality* Q , zatiaľčo v zmysle horeuvedenej definície (3.16) hodnota Q charakterizuje rezonátor *ako celok*, predstavuje teda *globálny parameter* rezonátora,
- *profily spektrálnych čiar sú výrazne ovplyvňované charakteristikami budiacich zdrojov*.

Vyššie uvedená práca (Mushtak a Williams, 2008) uvádza príklady nekorektnej interpretácie parametrov vlastných módov (f_{0n} a Q_n) z nameraných dát. Východisko z tejto situácie je veľmi náročné – ak nie principiálne nemožné – nakoľko univerzálna funkcia, použiteľná pre aproximáciu (fitovanie) profilov spektrálnych „čiar“ jednotlivých vlastných módov, neexistuje. Väčšina napozorovaných schumannovských spektier sa aj tak aproximuje sumami určitého počtu lorentzovských funkcií, a to s vedomím, že získané parametre vlastných módov (f_{0n} a Q_n) de facto nie sú celkom korektné. Pre porovnávanie údajov z jednotlivých observatórií to však postačuje.

Na záver podkapitoly uveďme ďalšiu zaujímavú fyzikálnu interpretáciu činiteľa kvality Q_n (pre n – tý vlastný mód) : je to, veľmi približne, pomer medzi *charakteristickým rozmerom dutiny v radiálnom smere* („výška spodnej hranice“ ionosféry) k *hlĺbke vniku* („skin depth“) poľa n -tého módu do ionosféry (Nickolaenko a Hayakawa, 2002, s. 24). Hĺbky vniku pre najnižšie módy sú približne $10 \div 15$ km (Grimalsky et al., 2005, obr. č. 2a, 5), čo dáva pre

jednotlivé Q_n dobré priblíženia k reálnym (nameraným) hodnotám. V prípade hraníc rezonátora s vysokou vodivosťou (napr. kovové) sú hĺbky vniku veľmi malé a činiteľ kvality Q môže byť tak veľmi vysoký.

4 Anatómia a parametre bleskov

Keďže zdrojom ELF elektromagnetického žiarenia, v ktorého frekvenčnom pásme sa jav SchR vyskytuje, sú bleskové výboje, v tejto kapitole sa stručne zmienime o štandardnom modeli bleskového výboja. Taktiež si zavedieme fyzikálne veličiny, ktoré ho charakterizujú. Stručne sa tiež zmienime o časovom a priestorovom rozložení globálnej búrkovej činnosti.

4.1 Štandardný model bleskového výboja

Základné informácie o bleskových výbojoch boli získané pomocou priamych optických pozorovaní a zaznamenávania elektromagnetických signálov. Pomocou druhého z menovaných sa zistil poznatok, že hlavný *bleskový výboj* (spätný výboj, „return stroke“) *emituje elektromagnetické žiarenie v pásme nízkych frekvencií so širokým píkom v oblasti desiatok kHz.*

V štandardnom modeli bleskového výboja (Nickolaenko a Hayakawa, 2002, s. 59 – 71) rozoznávame niekoľko štádií:

- separácia nábojov a ich akumulácia

Oblaky vznikajú v dôsledku intenzívnej *atmosférickej konvekcie*, pričom nie každý oblak je zároveň aj búrkovým. Aby sa ním mohol stať, musí v ňom nastať *separácia elektrických nábojov*. Mechanizmus procesu separácie je veľmi komplexný a nie je dodnes úplne objasnený, pravdepodobne v ňom dominantnú úlohu zohrávajú ľadové kryštáliky ako nosiče elektrického náboja. Jeho výsledkom je *kladne nabitá vrchná časť oblaku* (možné až do výšky 20 km) a *záporne nabitá spodná časť oblaku* s malou kladne nabitou oblasťou pri jeho základni (tzv. vreckový náboj, „pocket charge“). Popísaná výsledná distribúcia elektrického náboja v búrkovom mračne vo forme dipólovej (resp. tripólovej) štruktúry je najjednoduchšou, napriek tomu však najčastejšie používanou predstavou o rozložení elektrického náboja v oblaku.

- líder

V prípade, že elektrické pole v oblaku dosiahne *prahovú úroveň*, vytvoria sa podmienky pre vznik bleskového výboja. V prvotnom štádiu sa z vnútra oblaku k jeho

okrajom šíria náhodné vysokofrekvenčné pulzy. Po nich nasleduje vznik *lídra* („leader“), akéhosi *predvýboja* formujúceho nabitý vodivý stĺpec postupujúci z oblaku smerom k zemskému povrchu. Líder vytvára vhodné „kanálové“ podmienky pre *streamer*, čo je *rýchla plazmatická vlna* nesúca hlavný náboj. Líder sa vetví a lomí, streamer „krokovito“ postupuje v kanáli najmenšieho elektrického odporu vytvoreného vetvami lídra.

Priemerná rýchlosť lídra je $1,5 \cdot 10^5 \text{ m.s}^{-1}$ a typický líder prenesie záporný náboj niekoľkých Coulombov do okamihu dosiahnutia zemského povrchu (tento náboj je zhromaždený v koróne obklopujúcej kanál lídra).

- spätný výboj

Keď sa líder nachádza niekoľko desiatok metrov nad zemským povrchom, zo zemského povrchu (základne výboja) *vyštaruje nábojová vlna*, ktorá pri dotyku s líderom „vysaje“ záporný náboj zhromaždený v jeho kanáli. Táto nábojová vlna, nazývaná *spätný výboj* („return stroke“), dosahuje rýchlosti medzi 1/10 až 1/3 rýchlosti svetla, pričom jej rýchlosť postupujú kanálom leadera klesá. Zvyčajne tak spätný výboj prejde vzdialenosť zemský povrch – oblak za menej než 100 μs .

Každý CG¹⁰ výboj obsahuje niekoľko spätných výbojov. To, čo pozorujeme ako blesk, je teda „súčtom“ viacerých samostatných výbojov.

Priemerná hodnota píkoveho prúdu („peak current“) spätného výboja pri základni výboja je približne 50 kA a je dosiahnutá za niekoľko mikrosekúnd po vzniku spätného výboja. Typický čas zániku spätného výboja je približne 50 μs .

Existuje *viacero modelov spätného výboja*, za klasický model sa považuje tzv. *BG model* z roku 1941 (pomenovaný podľa jeho autorov Bruce-a a Golde-a). Tento model je dostačujúci pre schumannovské účely, pretože správne popisuje elektromagnetické polia na nízkych frekvenciách a v „dostatočne veľkých“ vzdialenostiach od výboja. Podľa BG modelu je prúd spätného výboja *súčtom* dvoch, alebo viacerých *exponenciál*:

$$\begin{aligned} I(t) &= 0 & \text{ak } t < 0 \\ I(t) &= \sum_k I_k \exp\left(-\frac{t}{t_k}\right) & \text{ak } t > 0 \end{aligned} \quad (4.1)$$

kde I_k sú amplitúdy jednotlivých prúdových členov a t_k relevantné časové konštanty.

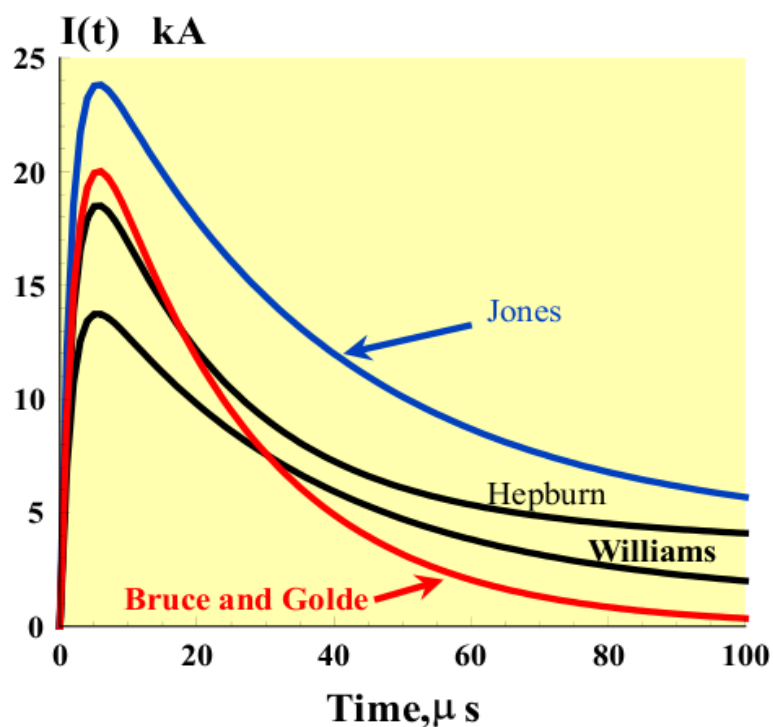
¹⁰ cloud to ground

Typické parametre prúdových členov pre rôzne modely spätných výbojov sú zobrazené v tab. č. 1:

Autor modelu	Parametre spätného výboja									
	I_1	I_2	I_3	I_4	t_1	t_2	t_3	t_4	$V_0 \times 10^7$	t_v
	[kA]	[kA]	[kA]	[kA]	[μ s]	[μ s]	[μ s]	[ms]	[m/s]	[μ s]
Bruce and Golde	-28,4	-28,4			2,1	2,2			8	33,3
Williams	-16,8	15,35	1	0,45	1,7	33	500	6,8	3,5	180
Jones	28,45	23	5	0,4	1,6	33	500	6,8	8	50

Tab. č. 1 Prúdové parametre spätného výboja podľa rôznych modelov. (Nickolaenko a Hayakawa, 2002, s. 61)

Časový priebeh prúdu v mieste základne spätného výboja pre modely z tab. č. 1 je znázornený na obr. č. 4.1. Je z neho viditeľné, že prúd rapídne narastá po vyvolaní výboja a následne sa exponenciálne utlmuje. Typická dĺžka výboja je niekoľko desiatok mikrosekúnd a typická prúdová amplitúda okolo 20 kA.



Obr. č. 4.1 Časový priebeh prúdu spätného výboja. (Nickolaenko a Hayakawa, 2002, s. 62)

4.2 Fyzikálne veličiny popisujúce bleskový výboj

Elektromagnetické pole vyžiarené bleskovým výbojom závisí od jeho prúdový momentu $M_C(t)$ [A.m] približne ako

$$M_C(t) = v_0 \tau_v \sum_k \exp\left(-\frac{t}{t_k}\right) \left[1 + \exp\left(-\frac{t}{t_k}\right)\right], \quad (4.2)$$

kde v_0 je počiatočná rýchlosť spätného výboja a τ_v charakteristický čas rýchlostnej zmeny.

Deriváciou vzťahu (4.2) získame radiačný moment $M_R(t)$ [A.ms⁻¹] a integráciou toho istého vzťahu nábojový moment $M_Q(t)$ [A.ms]:

$$M_R(t) = v_0 \tau_v \sum_k I_k \left[-\exp\left(-\frac{t}{t_k}\right) t_k^{-1} \right] \left[1 + 2\exp\left(-\frac{t}{t_k}\right) \right] \quad (4.3)$$

$$M_Q(t) = \int_0^t v_0 \tau_v \sum_k I_k \exp\left(-\frac{t}{t_k}\right) \left[1 + \exp\left(-\frac{t}{t_k}\right) \right] dt. \quad (4.4)$$

Z rovnice (4.4) vyplýva, že elektrostatické pole je maximálne pred nástupom výboja, t.j. pre $t \rightarrow 0$. Pre tento čas dosahuje nábojový moment najväčšiu zápornú hodnotu.

Rozlišujeme *dva druhy CG výbojov*. Pre *(- CG) výboje*, ktorých je väčšina, platí, že elektróny sú transportované z oblaku na zemský povrch, a preto majú kladný prúdový moment $M_C(t)$. Približne 20% zo všetkých CG výbojov však prenáša elektróny „naopak“ než *(- CG) výboje*, t.j. elektróny putujú zo zemského povrchu do oblaku. Tieto *(+ CG) výboje* sa vyskytujú na vrchných okrajoch búrkových mračien (v tzv. podkove); ich prúdový moment je záporný a nábojový moment kladný.

Amplitúdové spektrá prúdových a radiačných momentov pre štandardné prúdové modely z tab. č. 1 sú znázornené na obr. č. 4.2. Zisťujeme, že *frekvenčný pík elektromagnetického žiarenia vyžiareného bleskovým výbojom leží v oblasti okolo 10 kHz* a len malá časť vyžiareného elektromagnetického žiarenia pripadá na schumannovskú ELF oblasť.

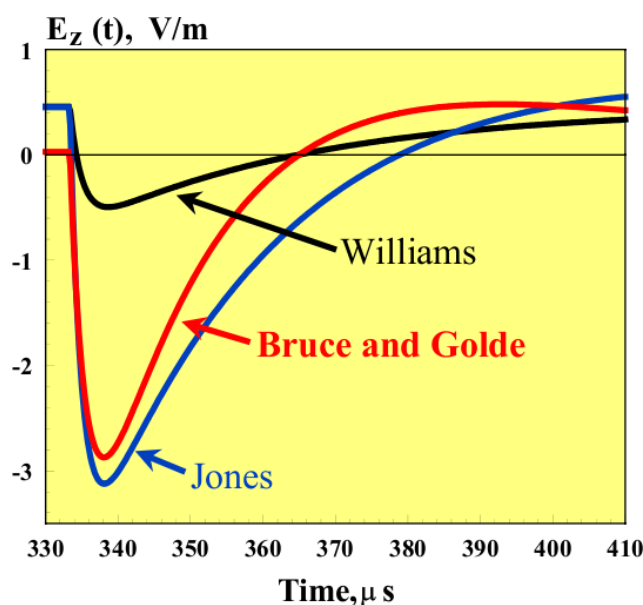
Pre elektromagnetický pulz vyžiarený bleskovým výbojom uvádzajú Nickolaenko a Hayakawa (Nickolaenko a Hayakawa, 2002, s. 69) vzťah

$$E_z(t) = - \left[\frac{1,8 \cdot 10^{10}}{D^3} \int_0^t M_c(t') dt' + \frac{60}{D^2} M_c(t) + \frac{2 \cdot 10^{-7}}{D} \frac{d}{dt} M_c(t) \right], \quad (4.5)$$

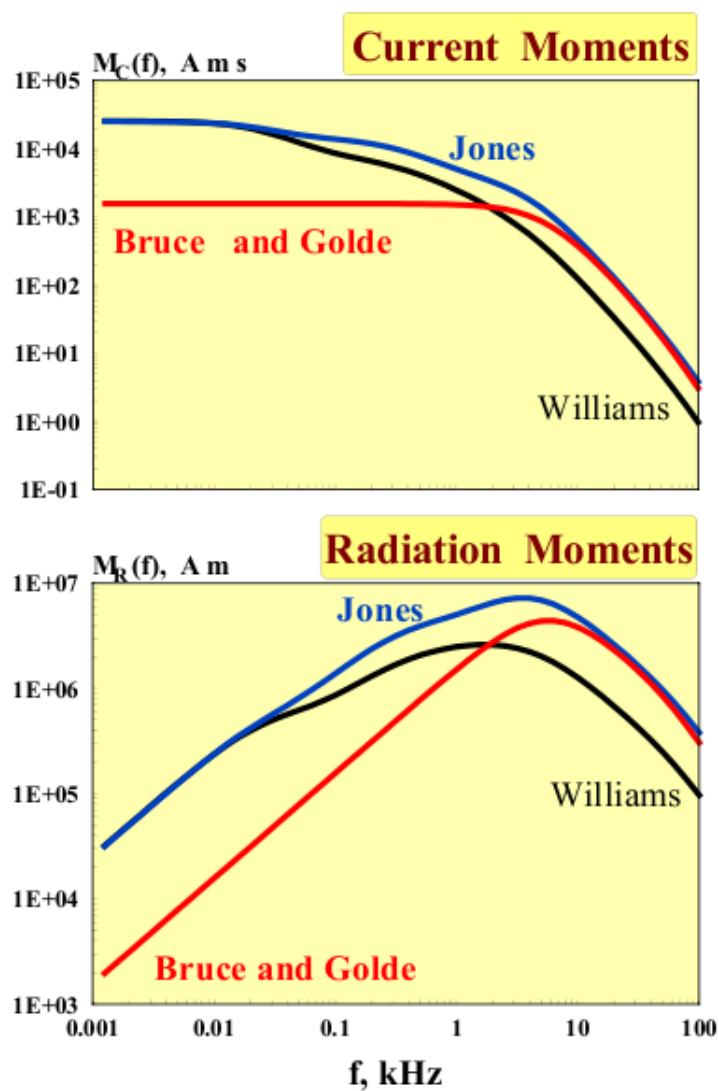
kde $t' = t - D/c$, D je vzdialenosť pozorovateľa od výboja (v metroch) a $E_z(t)$ vertikálna zložka elektrického poľa (vo $V \cdot m^{-1}$)

Jednotlivé členy vo vzťahu (4.5) zodpovedajú statickému, indukčnému a radiačnému poľu a vzťah ako celok platí pre vzdialenosti D väčšie v porovnaní s charakteristickou dĺžkou výboja L , ale menšie v porovnaní s výškou ionosféry H . Príspevok elektrostatického člena k celkovému poľu $E_z(t)$ je dominantný do vzdialenosti $D < 20$ km, kým pre dominanciu príspevku radiačného člena je potrebná vzdialenosť $D > 100$ km.

Priebeh vertikálnej zložky elektrického poľa vyžiareného bleskovým výbojom pre štandardné prúdové modely z tab. č. 1 pre vzdialenosť $D = 100$ km je na obr. č. 4.2. Možno si všimnúť, že amplitúda elektromagnetického pulzu (vlny) dosahuje maximum v priebehu niekoľkých mikrosekúnd po nástupe pulzu a prekročí nulovú hodnotu v rozmedzí $25 \div 50 \mu s$. To plne zodpovedá skutočnosti, že hlavná časť elektromagnetickej energie vyžiarenej spätným výbojom leží vo frekvenčnom rozmedzí $1 \div 100$ kHz (obr. č. 4.3 dole).



Obr. č. 4.2 Časový priebeh vertikálnej zložky elektrického poľa vo vzdialenosti pozorovateľ – výboj 100 km. (Nickolaenko a Hayakawa, 2002, s. 68)



Obr. č. 4.3 Amplitúdové spektrá prúdových (horný obrázok) a radiačných (dolný obrázok) momentov pre štandardné prúdové modely. (Nickolaenko a Hayakawa, 2002, s. 69)

Celková energia W vyžiarená vertikálnymi CG výbojmi za predpokladu dokonale vodivého povrchu Zeme závisí od preneseného náboja a vzdialenosti, na ktorej bol prenesený, ako

$$W = 4,5 \cdot 10^9 \cdot \frac{Q^2}{L}, \quad (4.6)$$

kde energiu W meriame v jouloch, Q je náboj prenesený počas výboja v coulomboch a L je dĺžka výboja v metroch. Pre typický výboj $Q = 20 \text{ C}$, $L = 4 \text{ km}$ je energia $W = 4,5 \cdot 10^8 \text{ J}$.

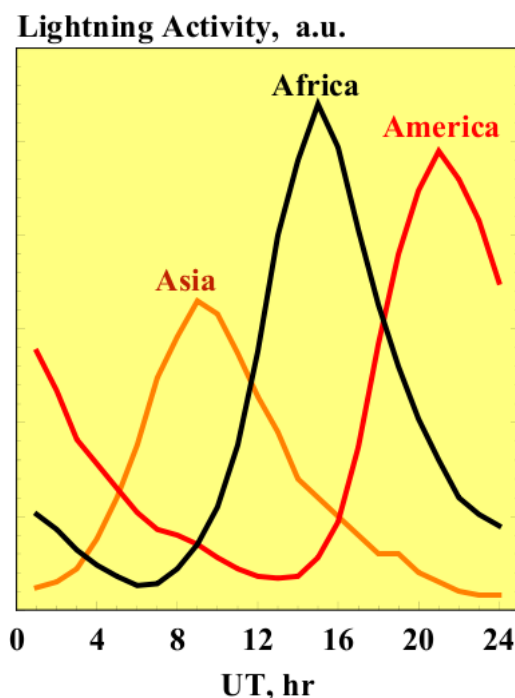
Len *malá časť energie* sa pri bleskovom výboji *uvoľní vo forme elektromagnetického žiarenia*. Hlavná časť energie sa „spotrebuje“ na ionizáciu vzduchu a ohrev plazmy v kanáli

výboja. Ďalšia časť energie disipuje v dôsledku odporových strát v pôde a v produkcii zvukových vĺn (hromov). Len zvyšok energie (približne 2%) sa premení na elektromagnetické žiarenie, pokrývajúce však frekvenčný rozsah od ELF oblasti po oblasť gamma lúčov.

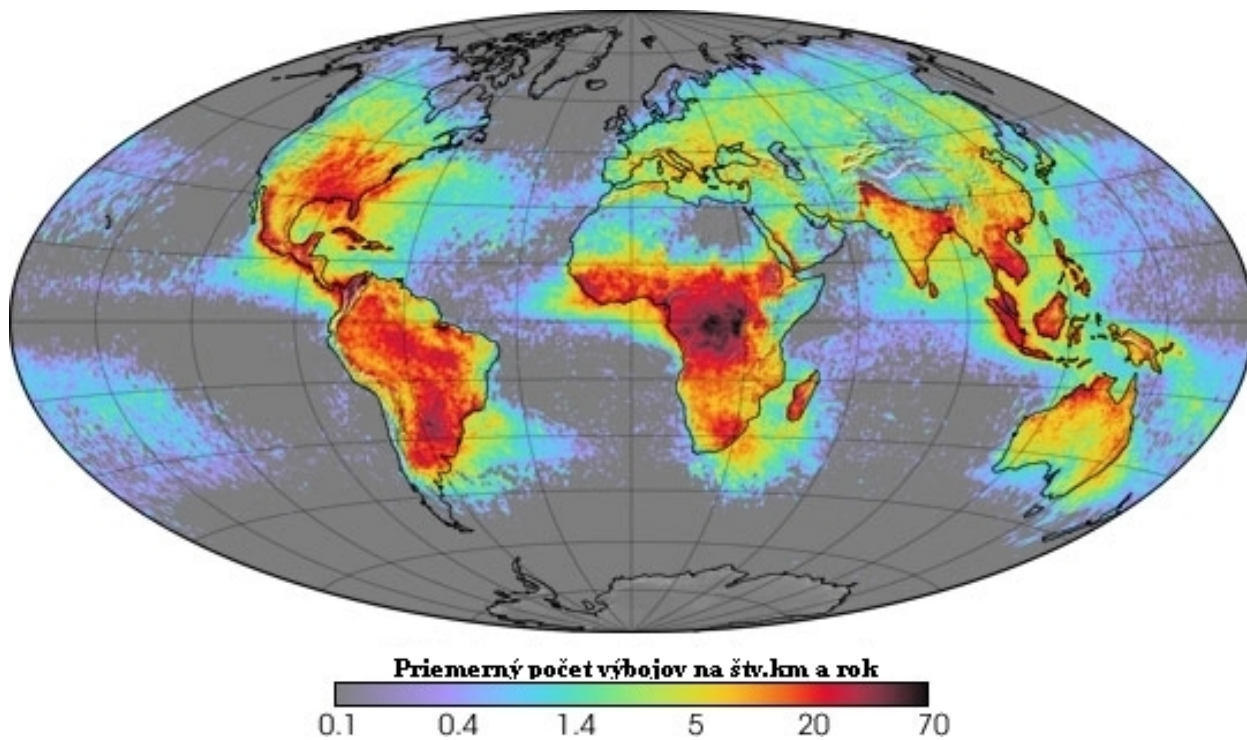
4.3 Rozdelenie bleskových výbojov v čase a priestore

Ako sme spomenuli v podkapitole 4.1, búrková činnosť je spojená s formovaním oblačnosti, čoho nevyhnutnou podmienkou je existencia výstupných konvektívnych prúdov a separácia nábojov v búrkových oblakoch typu kumulonimbus. Nie na všetkých miestach na Zemi (presnejšie: nad povrchom Zeme) sú tieto podmienky v každom čase splniteľné. Veľké vertikálne konvektívne prúdenie v okolí rovníka spôsobuje, že *tri dominantné globálne búrkové centrá* (dobře viditeľné na obr. č. 4.5) existujú práve tam. Sú to: *rovníková Afrika, Amazónia a Indonézia*.

Aktivita každého z troch globálnych búrkových centier sa mení v závislosti od miestneho času (maximum pripadá na popoludnie) a vykazuje charakteristickú dennú variáciu, ako je to znázornené na obr. č. 4.4 . Globálna búrková činnosť (obr. č. 4.5) vykazuje v dôsledku migrácie búrkových ohnísk zo severu na juh (za slnkom) tiež sezónne a ročné variácie.



Obr. č. 4.4 Denná variácia bleskovej činnosti v troch hlavných globálnych búrkových centrách. V grafe: a.u.= arbitrary units [ľubovoľné jednotky], UT = Universal Time [svetový čas]. (Nickolaenko a Hayakawa, 2002, s. 97)



Obr. č. 4.5 Globálna búrková činnosť na planéte Zem. (Prevzaté z: Ondrášková et al., 2008b, s. 102)
 Z obrázka je možné podľa počtu výbojov za rok a km² rozoznať tri globálne búrkové centrá: rovníkovú Afriku, oblasť Amazónie a indonézske súostrovia (tzv. „Maritime Continent“).

5 Meracia aparátúra, metodológia spracovania dát a zložky signálu SchR

V tejto kapitole sa stručne zmienime o fyzikálnej podstate a konštrukcii meracej aparátúry pre príjem elektrickej a magnetickej zložky poľa SchR, metodológii spracúvania nameraných dát. Podáme tiež prehľad javov, ktoré sa v schumannovskom signále vyskytujú a načrtneme ich fyzikálnu príčinu.

5.1 Popis meracej aparátúry

Ako vyplynulo z kapitoly 3, v poli SchR pri zemskom povrchu (tu sú umiestnené meracie stanice)¹¹ *dominujú dve zložky poľa SchR: vertikálna (radiálna) elektrická zložka a horizontálna magnetická zložka*. Problémom, s ktorým si však moderná elektronika dokáže poradiť, je *nízka intenzita polí vlastných módov SchR*:

- intenzita elektrického poľa $\sim 10^{-7} \text{ V.m}^{-1}$
- magnetická indukcia $\sim 10^{-13} \text{ T}$ ¹²

Nízka intenzita schumannovských polí je dôsledkom celého radu faktorov zmienených v predchádzajúcich kapitolách: nízkej hustote výkonu elektromagnetického poľa vyvolaného bleskovým výbojom pripadajúcej na schumannovské ELF pásmo (pozri podkapitolu 4.3) a obrovského objemu rezonátora Zem – ionosféra (pozri podkapitolu 2.5).

Väčším problémom vznikajúcim pri meraní a následnom spracovaní schumannovského signálu je *rušenie* (lokálne generovaný) *šumom technogénneho pôvodu*, ktorého zdrojom sú napríklad verejné elektrovodné siete (signál o frekvencii 50/60¹³ Hz), alebo elektrifikované železnice (rakúske ÖBB a nemecké DB na viacerých úsekoch používajú trakčnú frekvenciu 50/3 Hz, t.j. 16,67 Hz).

S problémom technogénneho šumu na frekvenciách 50/3 Hz (pozri obr. č. 5.4) a 50 Hz „zápasí“ aj meracia aparátúra pre meranie signálu SchR na Astronomickom a geofyzikálnom observatóriu (AGO) Fakulty matematiky, fyziky a informatiky Univerzity Komenského v Bratislave v lokalite Modra – Piesok (zemepisné súradnice: 48,37° N, 17,27° E; 531 m.n.m.). Merania elektrickej zložky prebiehajú kontinuálne od decembra 2001, merania magnetických zložiek sú zatiaľ v štádiu overovania. Je rozpracovaná konštrukcia novej aparátúry pre meranie

¹¹ Uskutočnili sa však i atmosférické (stratosférické) merania polí SchR. Pozri napr. prácu (Ogawa et al., 1979).

¹² To je o osem rádov menej než je priemerná indukcia geomagnetického poľa (!).

¹³ Japonsko, Spojené štáty americké, štáty karibskej oblasti a iné.

magnetických zložiek.

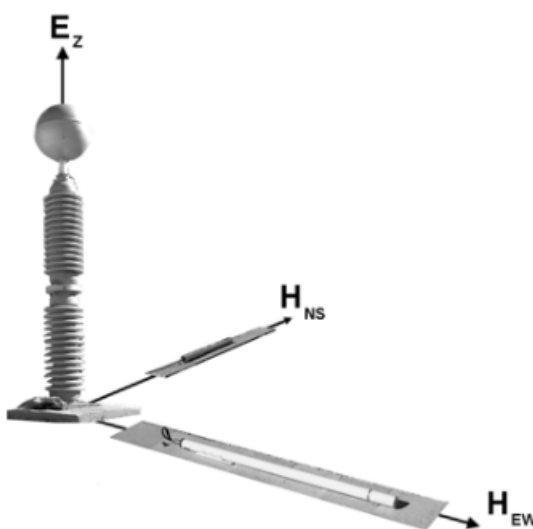
Anténu pre meranie elektrickej zložky poľa SchR najčastejšie tvorí kapacita voči povrchu Zeme. V *časovo premennom elektrickom poli* vzniká na kapacite elektrické napätie, ktoré možno snímať a podrobiť ďalšiemu spracovaniu. V súčasnosti sa najčastejšie pre konštrukciu prijímacej antény celosvetovo využíva tzv. „ball antenna“ typ. Aktívnou elektródou je v tomto prípade vodivé teleso o rozmere cca $0,5 \div 1$ m, izolovane upevnené vo výške $3 \div 6$ m nad terénom. Antény takéhoto typu dokážu jednoduchšie potlačiť mechanické vibrácie než v počiatočných výskumoch SchR využívané dlhé horizontálne antény.

Anténa typu „ball antenna“ umiestnená na AGO je zobrazená na obr. č. 5.1 . Vo funkcii aktívnej elektródy slúži hliníkový pivný sud, stožiar je tvorený z dvoch vyradených keramických vysokonapäťových izolátorov a dvoch blokov plastu s vysokým objemovým aj povrchovým izolačným odporom. Vodivé teleso kapacitnej antény tvorí spolu s uzemňovacími doskami zakopanými v pôde pod základňou antény kondenzátor s kapacitou cca $50 \div 100$ pF, na ktorom účinkom striedavého vertikálneho elektrického poľa vznikne napätie rádovo $10^{-6} \div 10^{-7}$ V. (Ondrášková et al., 2008c) Napätie je následne zosilnené na úroveň jednotiek voltov a pripravené na ďalšie spracovanie.



Obr. č. 5.1 Anténa kapacitného typu (tzv. „ball antenna“) pre príjem vertikálnej elektrickej zložky poľa SchR používaná na AGO FMFI UK Modra – Piesok.

Pre meranie magnetickej horizontálnej zložky poľa SchR sa používa *ortogonálna dvojica senzorov* v smeroch sever – juh (N–S) a východ – západ (E–W), pretože v rôznych bodoch na povrchu Zeme má odlišný (navyše i časovo premenný) smer. Umiestnenie senzorov je schematicky znázornené na obr. č. 5.2 . Sensory vo forme tzv. „*search coils*“ (cievok s veľkým počtom – rádovo státisíce – závitov na otvorených feromagnetických jadrách) pre snímanie magnetickej zložky pracujú na základe *Faradayovho indukčného zákona*. Keďže meranie magnetickej zložky SchR na AGO je zatiaľ v štádiu overovania, „magnetické dáta“ sme v tejto práci nespracúvali a taktiež sa nebudeme konštrukcii meracej aparatury a vznikajúcim problémom venovať podrobnejšie.



Obr. č. 5.2 Schematické znázornenie umiestnenia magnetických senzorov. (Price et al., 2007)

5.2 Metodológia spracovania dát elektrickej zložky poľa SchR

Zosilnený signál z antény je najprv podrobený *analogovej filtrácii*. Pomocou hardvérových filtrov sa potlačia nízkofrekvenčné zložky v signále (nízkofrekvenčný šum pod cca 4 Hz), odstráni sa pásmo nad 100 Hz („anti-aliasing“ filter) a „vyreže“ sa úzke frekvenčné pásmo v okolí 50 Hz (frekvencia verejnej elektrovnodnej siete). Zosilňovač a filtre sú umiestnené pri základni antény.

Filtrovaný signál (v rozsahu amplitúd – 2,5 V po + 2,5 V) je ďalej *navzorkovaný* pomocou analógovo – číslicového prevodníka (16 bitového) so vzorkovacou frekvenciou 200 Hz, následne číslicovo (softvérovo) filtrovaný a uložený do úsekov („balíčkov“) obsahujúcich 65 536 vzoriek, čo zodpovedá dĺžke signálu 327,68 sekundy,¹⁴ ktoré sa ukladajú na harddisk v PC, spolu s prevodníkom umiestnený v hlavnej budove AGO. Výrez časti

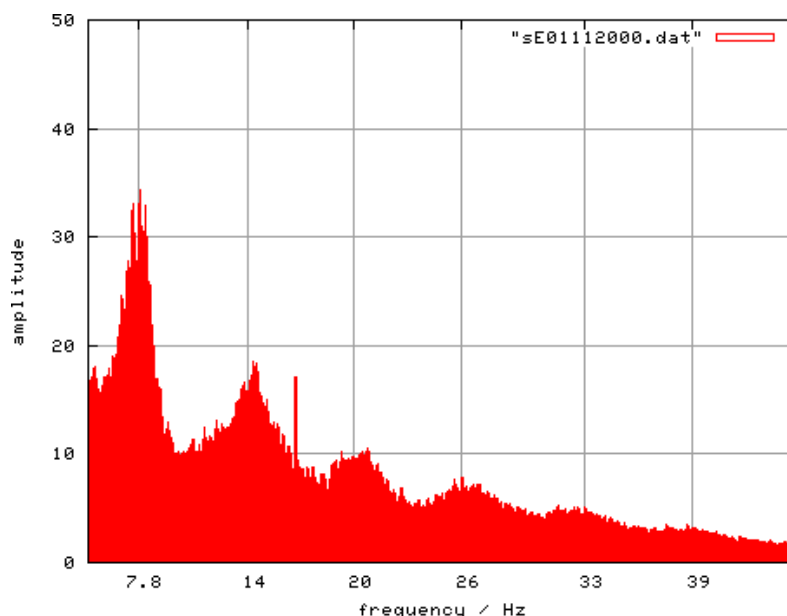
¹⁴ 65 536 x 5 ms = 327,68 s (5,46 min)

signálu ilustrujúci jeho uloženie v balíčku je zobrazený na obr. č. 5.3. Meracia sekvencia začína každých 6 minút, čím sa dosahuje „takmer kontinuálne“ meranie polí SchR.

0.045000	32869
0.050000	32942
0.055000	33047
0.060000	33146
0.065000	33158
0.070000	33181
0.075000	33205
0.080000	33197
0.085000	33098
0.090000	33011
0.095000	32925
0.100000	32772
0.105000	32599
0.110000	32466
0.115000	32519
0.120000	32676
0.125000	32730
0.130000	32703

Obr. č. 5.3 Ilustrácia „uloženia“ informácie v „balíčku“ o meraní jednej, cca 5,5 minúty (65 536 vzoriek) trvajúcej, sekvencie elektrickej zložky poľa SchR z observatória AGO. V ľavom stĺpci je čas od začiatku danej meracej sekvencie (v sekundách), v pravom stĺpci je amplitúda signálu (v ľubovoľných jednotkách) v príslušnom čase. Rozsah od $-2,5$ V do $+2,5$ V zodpovedá hodnotám 00000 až 65535.

Ihneď po ukončení každej meracej sekvencie je tento približne 5,5 minút trvajúci záznam spracovaný pomocou klasickej *diskrétnej Fourierovej transformácie* (DFT), čím získavame „surové“ *amplitúdové spektrum* úseku („balíčku“) (obr. č. 5.4).



Obr. č. 5.4 Typické „surové“ amplitúdové spektrum približne 5,5 minútového záznamu elektrickej zložky SchR, získané pomocou diskretnéj Fourierovej transformácie. Meranie na AGO 11.1.2008, záznam od 20:00:00 do 20:35:27 UT. V spektre zreteľne čo do amplitúdy dominuje základný móď (okolo 7,8 Hz), vyššie módy počnúc šiestym (~ 39 Hz) už zanikajú v šume. Pík na frekvencii 16,67 Hz má technogénny pôvod (trakčná frekvencia elektrickej siete rakúskych spolkových železníc ÖBB).

Dĺžka záznamu (5,5 minút) je dostatočná,¹⁵ aby sa v spektre zo šumu „vynorili“ najnižšie vlastné módy (vo frekvenčnom rozsahu 5 ÷ 45 Hz), okrem prípadu nepriaznivých poveternostných podmienok: dažďa, sneženia, silného vetra, kedy vzrastá šum a schumannovské módy sa v ňom strácajú. „Surové“ spektrá sú priebežne zverejňované na internetovej adrese <http://195.80.191.82>.

Pre získanie podrobnejších parametrov jednotlivých schumannovských módov je „surové“ spektrum vyhladené obdĺžnikovým oknom širokým približne 0,15 Hz a následne v poslednom kroku je prvých 5 schumannovských pík (7,8 Hz, 14 Hz, 20 Hz, 26 Hz, 33 Hz) fitovaných sumou piatich Lorentzových aproximačných funkcií (Rosenberg, 2004) v tvare

$$L_i(f) = \frac{A_i}{1 + 2Q_i \left(\frac{f}{F_i} - \frac{F_i}{f} \right)^2}, \quad (5.1)$$

kde A_i je amplitúda, Q_i faktor kvality a F_i frekvencia i – teho módu SchR.

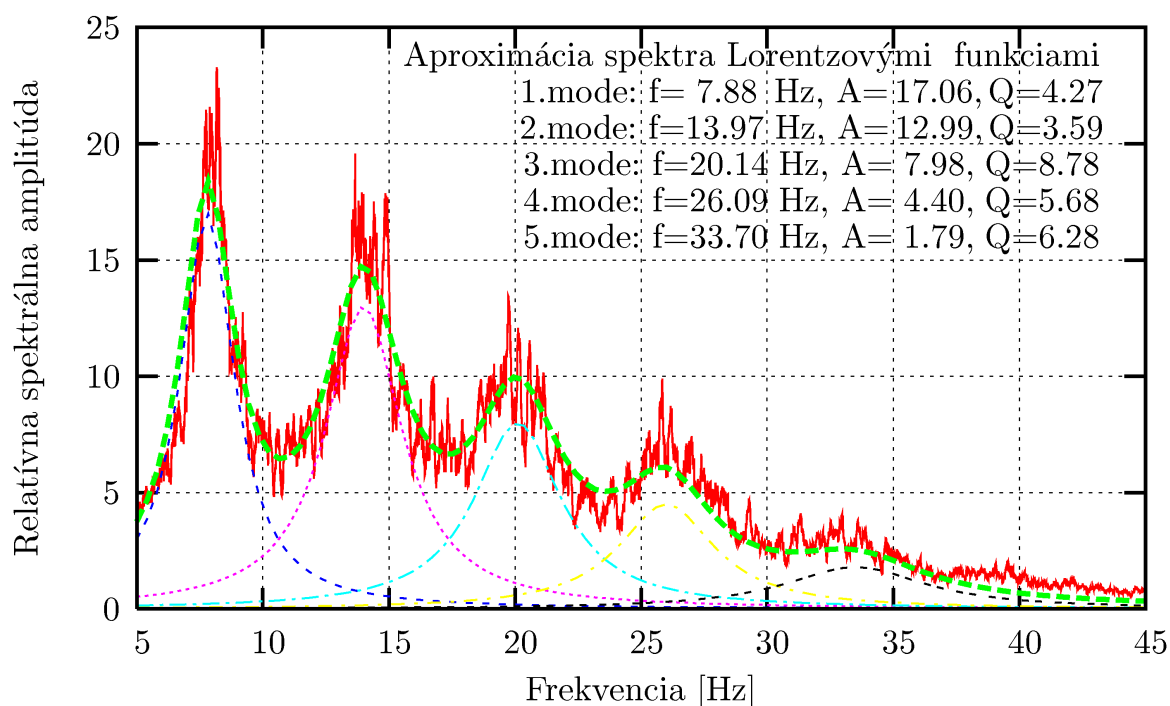
Vzťah medzi faktorom kvality i – teho módu Q_i a šírkou jemu prislúchajúcej spektrálnej čiary v polovičnej výške $FWHM_i$ pre výkonové spektrum možno vyjadriť vzťahom

$$Q_i = \frac{F_i}{FWHM_i}. \quad (5.2)$$

Hodnoty F_i , Q_i , A_i sú získané *iteratívne metódou najmenších štvorcov* (softvérovo sa hľadá minimum medzi pozorovaným a fitovaným spektrom); počiatočné hodnoty jednotlivých hľadaných parametrov sú volené nasledovne: hodnota F_i pomocou Pronyho algoritmu, hodnota Q_i ako 1,0, hodnota A_i ako polovica maximálnej amplitúdy vyšetřovaného módu.

Pomocou vzťahov (5.1) a (5.2) použitím popísaného algoritmu (Lobos a Leonowicz, 2006) získame pre každý schumannovský mód jeho frekvenciu, amplitúdu a faktor kvality. Príklad uvedeným spôsobom fitovaného spektra je znázornený na obr. č. 5.5.

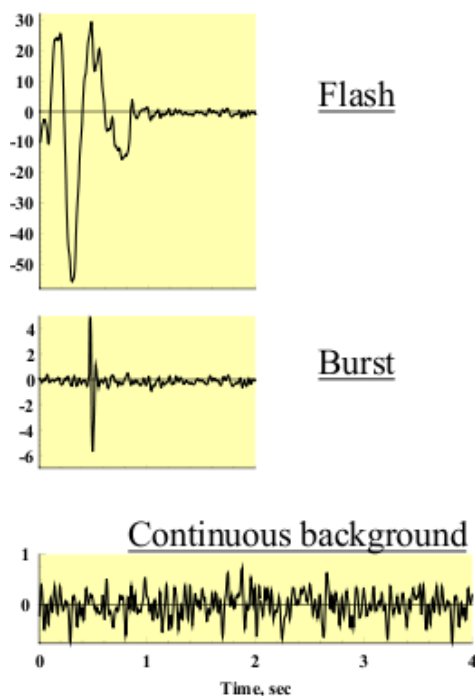
¹⁵ Jednotlivé schumannovské módy možno pomerne jasne odlíšiť v spektre záznamu dlhého najmenej 10 – 20 sekúnd; naopak, spektrum zo záznamu dlhého nad 15 – 20 minút už zlepšenie módov v dôsledku variácií spektra SchR neprinesie.



Obr. č. 5.5 Príklad fitovania „surového“ amplitúdové spektrum sumou piatich Lorentzových aproximačných funkcií. Fitované spektrum je znázornené zelenou farbou, pôvodné (nefitované, „surové“) spektrum má červenú farbu. V pravom hornom rohu sú uvedené hodnoty frekvencií f , amplitúd A a činiteľov kvality Q ofitovaných (prvých piatich) schumannovských módov (vypočítané zo vzťahov 5.1 a 5.2).

5.3 Komponenty signálu SchR

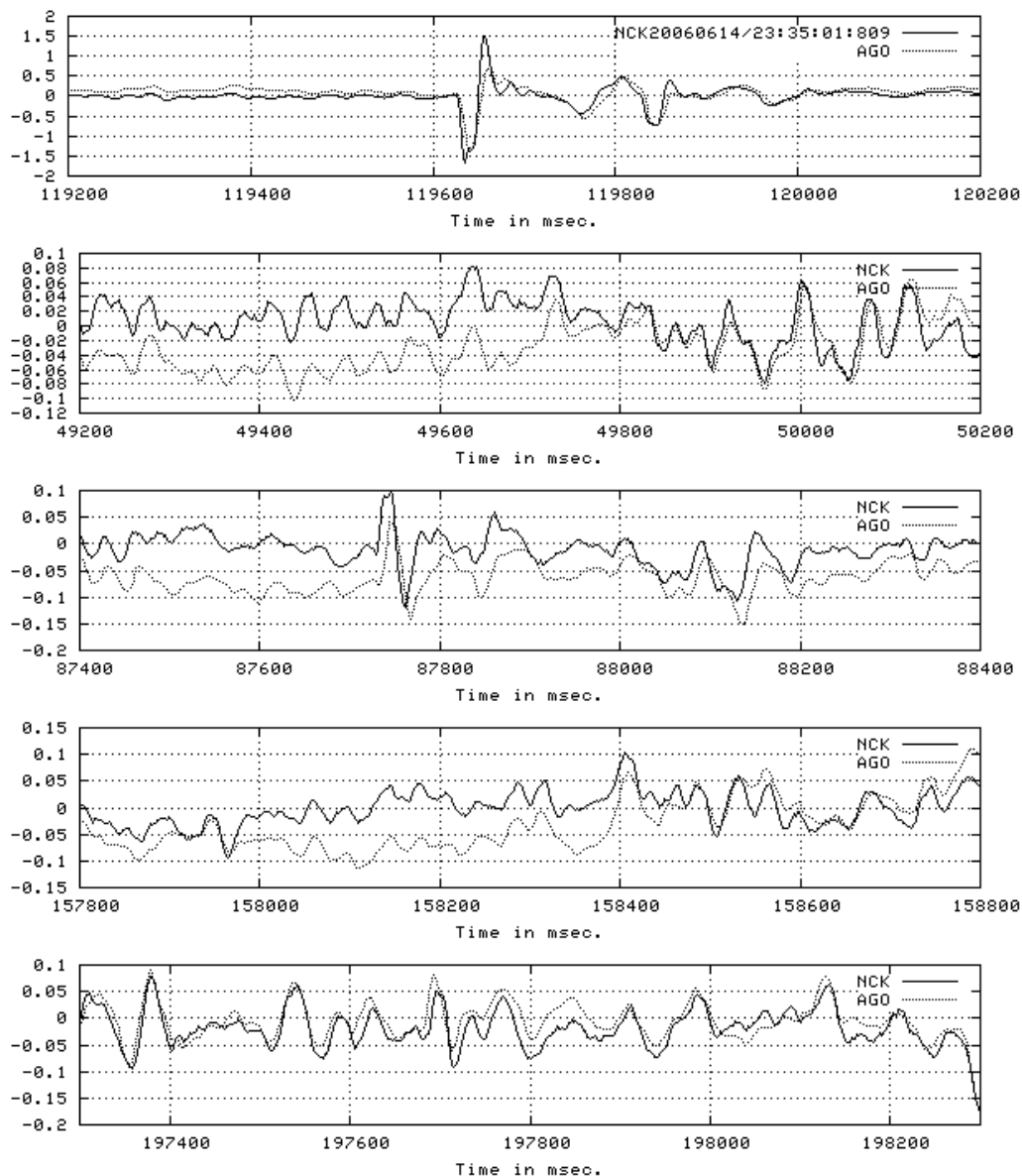
V časovom priebehu signálov prirodzeného pôvodu v schumannovskom ELF pásme možno rozlíšiť tri charakteristické zložky (schématicky znázornené na obr. č. 5.6), a to:



Obr. č. 5.6 Schématické znázornenie zložiek signálu SchR. Na vodorovnej osi je čas (v sekundách), na zvislej osi je amplitúda signálu. (Nickolaenko a Hayakawa, 2002, s. 245)

a) tzv. „schumannovské pozadie“ („continuous background“)

Pod schumannovským pozadím máme na mysli *súvislý*, „šumu podobný“ *signál*, ktorý vzniká superpozíciou odoziev rezonátora Zem – ionosféra na veľké množstvo nekoherentných výbojov, náhodne rozložených v čase a priestore. Napriek zdanlivej náhodnosti, keďže SchR sú globálny jav, schumannovské pozadie zaznamenané na rôznych meracích miestach môže mať (pri vhodných lokálnych meteorologických podmienkach) vysoký stupeň korelácie (obr. č. 5.7).



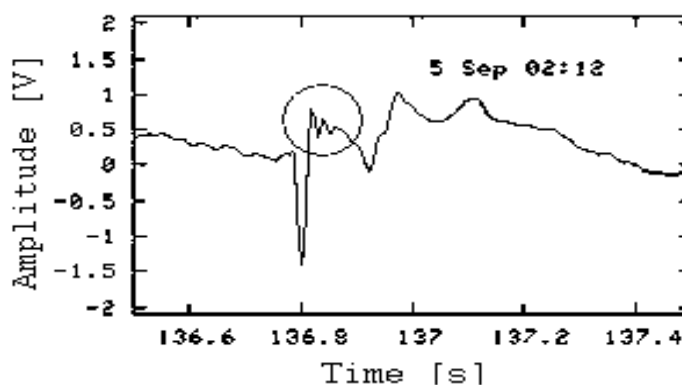
Obr. č. 5.7 Príklady typických časových priebehov signálov elektrickej zložky poľa SchR, zaznamenaných dňa 14.6.2006 o 23:35 UT na observatóriách AGO Modra [bodkovaná čiara] a v Nagycenku (NCK, Maďarsko) [plná čiara]. Jednotlivé časové úseky sú dlhé 1 sekundu. Na vertikálnej osi je amplitúda signálu (vo voltoch), na vodorovnej osi je čas (v milisekundách). V prvom grafe je zachytený tranzientný jav, druhý a tretí graf zachytáva úsek bezprostredne pred tranzientom, štvrtý a piaty graf úsek bezprostredne za ním. Z porovnania amplitúdovej škály na grafoch tranzientu a pozadia je badateľná ich odlišnosť; amplitúda tranzientného javu o rád prevyšuje priemernú amplitúdu pozadia. (Ondrášková et al., 2008c, obr. 1)

b) tzv. „záblesky“ („flashes“)

Záblesky sú výrazné *krátke pulzy*, s *amplitúdou* zvyčajne o rád *prevyšujúcou* strednú *amplitúdu* schumannovského *pozadia*. Väčšinou krátkodobo saturujú prijímaciu aparatúru. Podľa posledných výsledkov (Ogawa a Komatsu, 2009) sú ich zdrojom bleskové výboje do vzdialenosti 1 000 km od prijímača.

c) tzv. Q-bursty („Q-bursts“)¹⁶

Typický Q-burst, v literatúre označovaný tiež ako „*ELF tranzient*“, predstavuje krátky (10 ÷ 20 ms) *izolovaný pulz*, ktorého *amplitúda* aspoň 3 ÷ 5 krát *prevyšuje* strednú *amplitúdu* *schumannovského pozadia*. Pulzy sa často vyskytujú v dvojiciach s časovým odstupom 0,13 ÷ 0,16 sekundy, čo zodpovedá jednému obehu čela elektromagnetickej vlny, generovanej zdrojom (bleskom) okolo Zeme. Po pulze možno 0,3 ÷ 1 sekundu pozorovať v časovom zázname tlmené oscilácie s dominantnými schumannovskými módmami 8 Hz, alebo 14 Hz, často veľmi dobre viditeľné (obr. č. 5.8) na tyle prvého pulzu ako tzv. zvonenie („ringing“) Na rozdiel od menej a menej nekorelovaného schumannovského pozadia, tranzient, keďže je vybudенý silným izolovaným zdrojom, je zreteľne zachytiteľný na všetkých pozemských meracích staniciach.

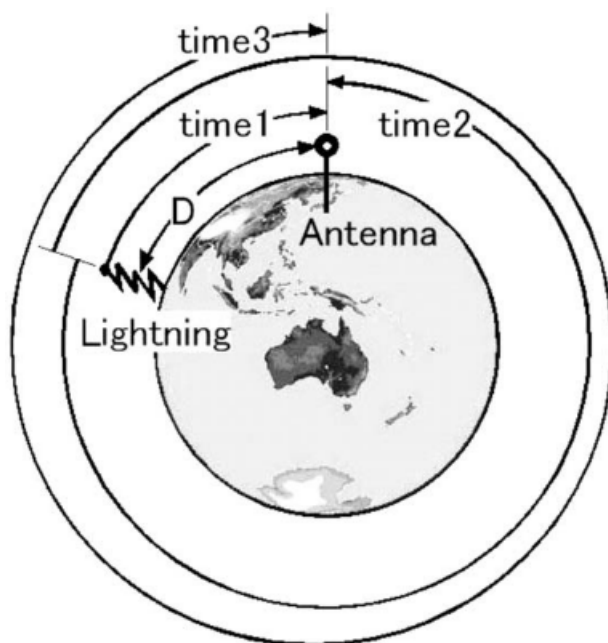


Obr. č. 5.8 Časový záznam tranzientu (5.9.2007, 02:12 UT) s výrazným zvonením na tyle prvého pulzu.

Q-bursty fyzikálne predstavujú *odozvu rezonátora Zem – ionosféra na silný vzdialený CG bleskový výboj*, pričom prevažujú pulzy s negatívnou polaritou. Tento fakt možno využiť pri riešení obrátenej úlohy, t.j. úlohy určiť z nameraného tranzientného signálu fyzikálne parametre rezonátora Zem – ionosféra.

¹⁶ Označenie Q-burst (pochádzajúce zo spojenia „Quiet-burst“) zaviedol v roku 1966 prof. Ogawa (Ogawa, 1966) pre označenie tranzientných javov v signále SchR s charakteristickým frekvenčným obsahom – dominujúcou frekvenciou 8 Hz a chýbajúcimi vyššími frekvenciami. Neskôr boli identifikované aj 14 Hz-ové Q-bursty (Ogawa a Komatsu, 2002).

Pri meraní schumannovského signálu širokopásmovou prijímacou aparátúrou (zasahujúcej do oblasti VLF) a rýchlejšom (rádovo niekoľko kHz) vzorkovaní možno v časovom zázname Q-burstov rozoznať „jemnú štruktúru“, ktorá vzniká v dôsledku rôznych časov príchodov priamej vlny, antipodálnej vlny a vlny obehnuvšej okolo Zeme z miesta výboja na observatórium, kde je umiestnená meracia aparátúra (obr. č. 5.9).



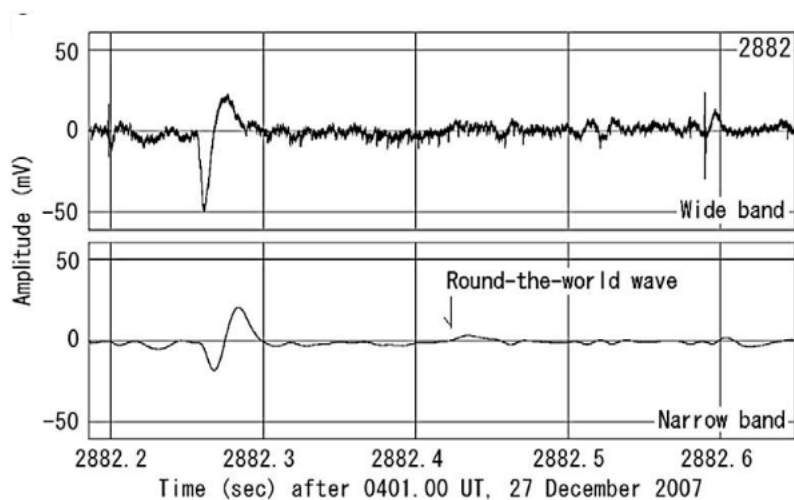
Obr. č. 5.9 Schématický diagram sekvencie príchodov troch elektromagnetických pulzov (vln) z miesta výboja („Lightning“) na observatórium s meracou aparátúrou („Antenna“). Vzdialenosť výboj – anténa je označený ako D, „time 1“ je čas príchodu priamej vlny, „time 2“ je čas príchodu antipodálnej vlny, „time 3“ je čas príchodu vlny obehnuvšej okolo celej Zeme. (Ogawa a Komatsu, 2009)

Podľa (ne)prítomnosti, resp. (ne)rozoznateľnosti jednotlivých vlnových komponentov v časovom zázname rozdelil Ogawa (Ogawa a Komatsu, 2010) Q-bursty do štyroch skupín:

- *V – typ* (prípád zdroja v antipóde¹⁷ voči observatóriu; priama a antipodálna vlna dorazia „na observatórium“ naraz, čo sa v časovom zázname prejaví ako výrazný „ostrý“ pulz v tvare písmena V),
- *W – typ* (ak sa zdroj nachádza „ďalej“ od antipódu; priama a antipodálna vlna sa vzájomne oneskoria),
- *dvojitý V – typ* (ak sa zdroj nachádza „ešte ďalej“ od antipódu; priama a antipodálna vlna sú zreteľne oddelené),
- *trojpulzný typ* (ak sa zdroj a meracie miesto nachádzajú „blízko“).

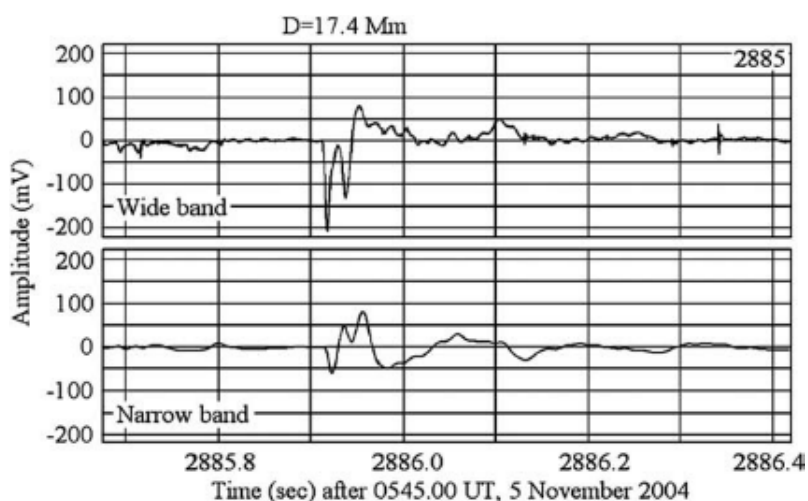
¹⁷ Antipód je miesto na Zemi ležiacom presne „na opačnej strane“ Zeme voči určitému geografickému miestu, v našom prípade je antipód miesto zdroja a je určený „voči“ miestu merania.

V citovanej práci Ogawa tiež uvádza vzdialenosti zdroj – pozorovateľ („source – observer“) pre jednotlivé typy Q–burstov: 20 000 ÷ 19 000 km pre V – typ, 19 000 ÷ 17 000 km pre W – typ, 17 000 ÷ 6 000 km pre dvojité V – typ a 6 000 ÷ 2 000 km pre trojpulzný typ (pre úplnosť pripomeňme, že pod 1 000 km nameriame „záblesk“). Grafy ilustrujúce časové priebehy jednotlivých skupín Q–burstov sú znázornené na obr. č. 5.10a – d.



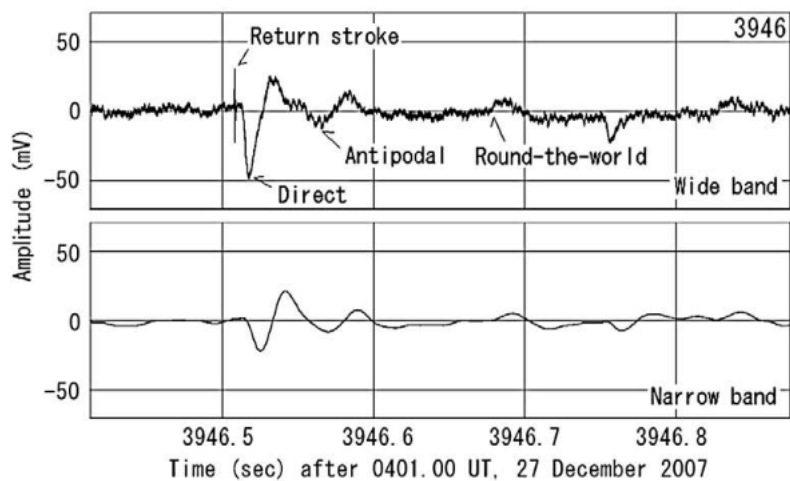
(a)

V – typ



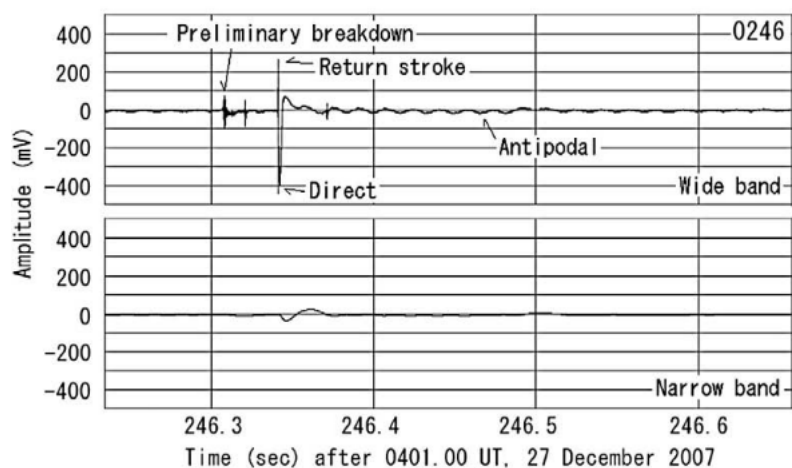
(b)

W – typ



(c)

dvojité V – typ



(d)

trojpulzný typ

Obr. č. 5.10a – d Príklady časových priebehov rôznych typov Q–burstov podľa Ogawovej klasifikácie namerané na observatóriu Kochi (33,3°N, 133,4°E; Japonsko). Na vodorovnej osi je čas (v sekundách) spolu s dátumom a časom Q–burstu, na zvislej osi je amplitúda signálu (v milivoltoch). Prijímacia anténa bola typu „ball antenna“ a snímala v dvoch pásmach: širokom 5 Hz – 10 kHz (horná časť obrázkov a–d) a úzkom 5 – 100 Hz (dolná časť obrázkov a–d). Prevzaté z prác: (Ogawa a Komatsu, 2009 – obr. 5.10b), (Ogawa a Komatsu, 2010 – obr. 5.10a, c, d).

Z časového odstupu dvoch miním vo W type Q–burstu možno nezávisle od metódy vlnovej impedancie určiť približne vzdialenosť D zdroj – pozorovacie miesto (v jednotkách 10^6 m) podľa vzťahu (Ogawa, 2007)

$$D = 20 - \frac{V \cdot T}{2} \quad (5.3)$$

kde V predstavuje časový rozdiel (v sekundách) medzi dvoma minimami pulzov (t.j. časový rozdiel medzi príchodom priamej a antipodálnej vlny) a V priemernú rýchlosť šírenia vln v ELF oblasti [v jednotkách 10^6 m.s^{-1} ; podľa práce (Ogawa a Komatsu, 2007) $V = (265 \pm 1) \cdot 10^6 \text{ m.s}^{-1}$]. Vzdialenosť zdroj – pozorovateľ možno podľa vzťahu (5.3) určiť v závislosti od šumového rušenia a pravidelnosti (neporušenosti) W – typu Q–burstu s presnosťou $0,5 \cdot 10^6 \text{ m}$.

Keďže *meracia aparátúra na AGO* má relatívne nízku vzorkovaciu frekvenciu (200 Hz), v záznamoch modranských tranzientov nemožno rozlíšiť jednotlivé typy tranzientov podľa Ogawovej klasifikácie, pretože charakteristický Q–burst z AGO má tvar dvojitého V. Prvý pulz predstavuje spojené príspevky priamej a antipodálnej vlny, ktoré nemožno v časovom zázname rozlíšiť. Akýsi náznak, že ide o dve vlny, možno pozorovať v podobe „plató“ ležiacom v amplitúdovom minime pulzu (v prílohe B pozri časové priebehy tranzientov č. 12, 21 a 24). Sekundárny pulz, ktorý predstavuje vlna raz obehnutá okolo

Zeme, má v dôsledku útlmu, hoci v pásme ELF veľmi nízkeho, ako sme to konštatovali v prvej kapitole, zreteľne (okolo 30%) nižšiu amplitúdu. Zároveň je sekundárny pulz rozšírený oproti primárnemu pulzu, a to v dôsledku frekvenčnej disperzie šíriacej sa elektromagnetickej vlny. Príklady časových záznamov tranzientných javov zaznamenaných simultánne na observatóriách AGO a NCK (vzájomná vzdialenosť 103 km) možno nájsť v prílohe F.

Podrobnejšie sa časovej a frekvenčnej analýze krátkych časových úsekov obsahujúcich tranzientné javy, vrátane osobitnej podskupiny tzv. zvláštnych („pekuliárnych“, „peculiar“) tranzientov venujeme v nasledujúcej kapitole.

6 Tranzientné javy v časovej a frekvenčnej oblasti

6.1 Tranzient ako globálny jav

Ako sme už v predchádzajúcej kapitole pri charakteristike jednotlivých zložiek signálu SchR uviedli, zdrojom tranzientných javov sú mimoriadne silné, v podstate izolované bleskové výboje, vzdialené od prijímacej aparatury aspoň 300 – 500 km. V prípade menšej vzdialenosti výboja od pozorovacieho stanovišťa dochádza zvyčajne k saturácii prijímača.

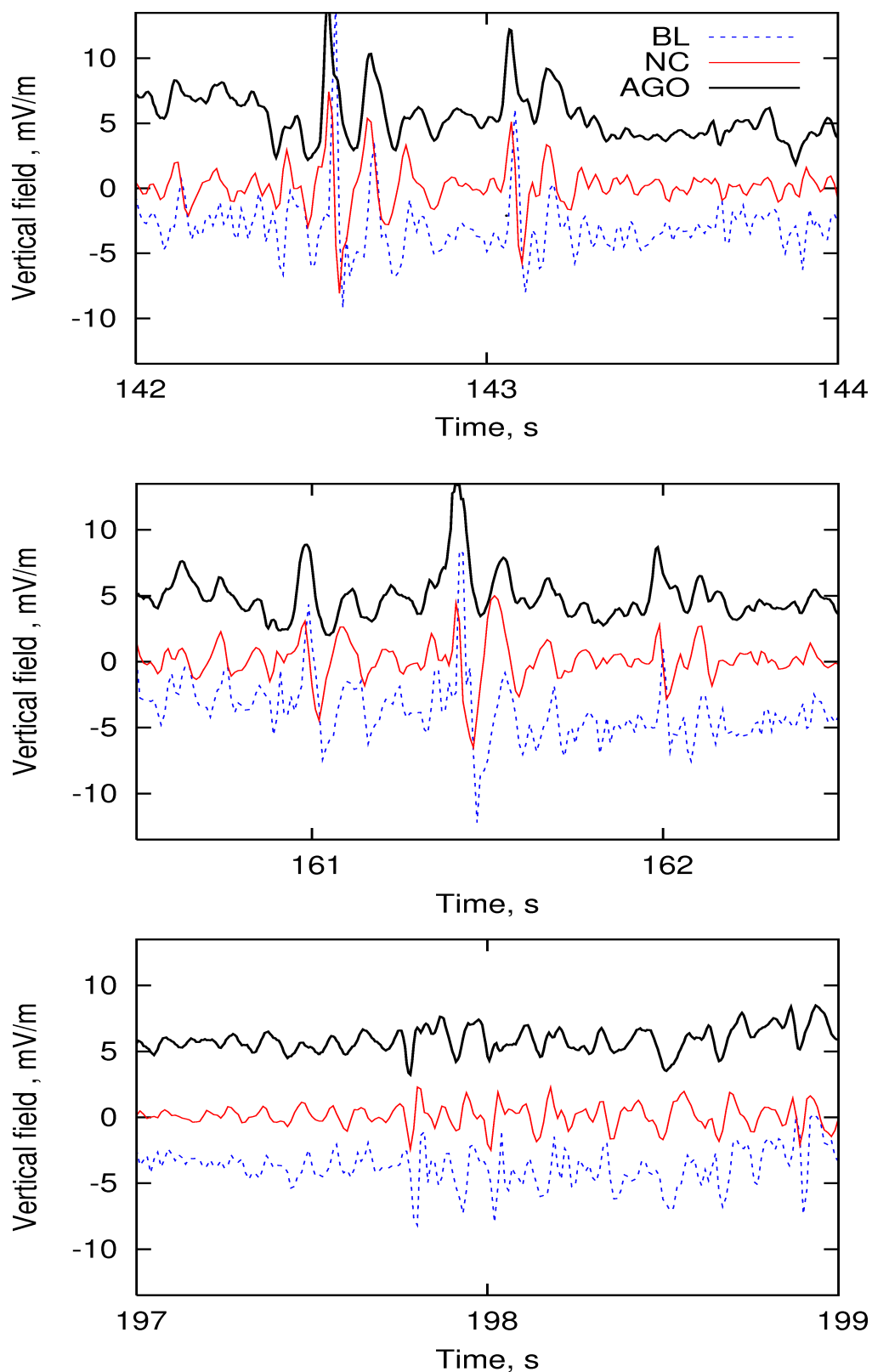
Pripomeňme tiež, že *tranzient* (Q-burst) je *globálny jav*, pretože schumannovský rezonátor Zem – spodná ionosféra *sa rozkmitá ako celok*, a tak musí byť zachytený na viacerých observatóriách vzdialených rádovo stovky (až tisíce) kilometrov. V opačnom prípade (jav v časovom zázname pripomínajúci tranzient, avšak nezachytený simultánne na viacerých vzdialených staniciach) ide väčšinou o lokálne efekty, zvyčajne poruchové impulzy umelého pôvodu. Globálnosť tranzientných javov dokumentujeme na obr. 6.1, ktorý predstavuje tri dvojsekundové výseky (náhodne vybraných) časových záznamov vertikálnej elektrickej zložky poľa SchR z troch stredoeurópskych observatórií: Belsk (BEL, Poľsko), Nagycenk (NCK, Maďarsko) a „naša“ Modra (AGO, Slovensko). Priame vzdialenosti NCK – AGO sú 103 km, BEL – NCK 651 km a BEL – AGO 550 km (všetky tri observatóriá ležia takmer na oblúku hlavnej kružnice).

Pri porovnávaní časových záznamov z rôznych staníc je ale potrebné si uvedomiť, že prijímacie aparatury na rôznych observatóriách sú odlišné v:

- *šírke pásma spracovávaného signálu*

Čím užšie je frekvenčné pásmo prenášané prijímacou aparaturou, tým dochádza k *poklesu časovej rozlíšiteľnosti* zmien v signále (časový priebeh sa „vyhladzuje“ a úseky rýchlych variácií v signále sú v istom zmysle „spriemerované“ (Ogawa a Komatsu, 2007).

Užšie frekvenčné prenosové pásmo zároveň vnáša do časového priebehu signálu určité oneskorenie, ktoré je tým väčšie, čím užšie pásmo spracúvame (ide o obdobu dolnopriepustného „low-pass“ filtra). Preto pri porovnaní záznamov toho istého signálu aparaturami s odlišnými šírkami prenášaného pásma sa môžu javiť tie isté charakteristické úseky časového priebehu signálu (napr. ostré impulzy, „spajky“) ako „nie presne súčasné.“ Rozdiely ale nemôžu presahovať rádovo jednotky milisekúnd.



Obr. 6.1 Náhodne vybrané dvojsekundové úseky simultánneho časového záznamu obsahujúceho tranzientné javy z troch stredoeurópskych observatórií (AGO, BEL, NCK). Záznam z observatória Belsk (BEL, asi 20 km SZ od Varšavy, Poľsko; 51,837° N , 20,792° E) je v čiarkovanej modrej farbe, Nagycenk (NCK, pri meste Šoproň, Maďarsko; 47,633° N , 16,717° E) je v červenej farbe, Modra (AGO, západné Slovensko; 48,373° N , 17,274° E) je v čiernej farbe. Časové záznamy z AGO a BEL sú z dôvodu názornosti porovnania úmyselne posunuté vertikálnym smerom (v prípade AGO o 6 jednotiek nahor a BEL o 3 jednotky nadol).

- *vzorkovacej frekvencii pre digitálny záznam*

Ak je vzorkovacia frekvencia pod Nyquistovým limitom (dvojnásobkom efektívnej šírky pásma kanálu), nastane tiež isté obmedzenie časového rozlíšenia. Za normálnych okolností by pri spracovaní signálu táto situácia nastať nemala, pretože aby sa v spektre neobjavili falošné komponenty, musí byť *šírka pásma signálu* (pred digitalizáciou) *obmedzená „anti-aliasing“ filtrom*. Obmedzenie však môže nastať pri tzv. podvzorkovaní („downsampling“, resp. „undersampling“), keď, napríklad z dôvodov unifikácie, sú časové záznamy vzoriek signálu, získané odlišnými aparátúrami pri rôznych vzorkovacích frekvenciách, transformované na jednu (najnižšiu) z nich.

V poslednom čase prof. Earle Williams z americkej MIT v spolupráci s Dr. Tamásom Nagyom z GGKI MTA v Šoproni rozbiehajú *projekt unifikácie dátových záznamov* (časových radov) z viacerých observatórií pre účely *globálnej inverzie pozorovaní SchR*, čiže aproximatívneho riešenia obrátenej úlohy, t.j. rekonštrukcie globálneho charakteru búrkovej činnosti z meraní SchR. Observatórium AGO v Modre bolo (predbežne) vyzvané pre spoluúčasť v tomto projekte.

Práve v tejto súvislosti sa ukázala problematickosť rôznosti v šírke pásma a vzorkovacej frekvencii prijímacích aparátúr používaných observatóriách zúčastnených na projekte. Aparatúra na observatóriu v Modre používa vzorkovanie na frekvencii 200 Hz, observatórium v Belsku 100 Hz a observatórium Nagycenk 514,3 Hz. Do spoločnej databázy Dr. Nagy prevzorkováva údaje (aj z ďalších – nespomenutých – observatórií) na jednotnú frekvenciu 100 Hz. Takto transformované údaje sú zobrazené spoločne v grafoch na obr. 6.1.¹⁸

6.2 Kritéria pre tranzient v časovej oblasti

Keďže kritériám pre tranzient v časovej oblasti sme pomerne veľkú pozornosť venovali v predchádzajúcej kapitole pri charakteristike tranzientov (Q–burstov) ako jednej zo zložiek signálu SchR, obmedzíme sa len na stručné zhrnutie základných poznatkov o tejto oblasti.

V časovom zázname signálu sa typický tranzient prejavuje ako *ostrý primárny pulz s charakteristickým trvaním $10 \div 20$ ms* (trvanie je ovplyvnené šírkou pásma prijímacej aparátúry), nasledovaný *sekundárnym pulzom v typickom časovom odstupe $0,14 \div 0,17$ s*, čo

¹⁸ Pokiaľ ide o efektívnu šírku pásma, aparatúra na AGO má prenosové pásmo v rozsahu približne $4 \div 120$ Hz (pri poklese – 6 dB). Nemáme žiaľ k dispozícii údaje o prenosových pásmach aparátúr na ďalších dvoch staniách (BEL, NCK). Prirodzene, väčšia šírka pásma aparátúry umožňuje jemnejšie časové rozlíšenie signálu, a to aj za cenu zvýšenia hladiny šumu a porúch.

predstavuje dobu obehu čela elektromagnetickej vlny okolo Zeme s prihliadnutím k zníženiu fázovej rýchlosti vlny v ionosfére. Veľmi často (ale nie vždy!) sú na tyle primárneho pulzu zreteľné tlmené kmity o frekvencii základného ($\sim 7,8$ Hz), alebo druhého (~ 14 Hz) schumannovského módu (tzv. „ringing“).

Amplitúda primárneho pulzu výrazne (najmenej $3 \div 5$ – násobne) prevyšuje strednú kvadratickú amplitúdu schumannovského pozadia. Amplitúda sekundárneho pulzu býva oproti primárnemu redukovaná na $1/2 \div 1/3$ pre útlm šírenia (v pásme ELF je útlm veľmi nízky, v priemere okolo 0,2 dB na 1 000 km) a často javí „časové rozťahnutie“ vďaka frekvenčnej disperzii pri šírení vlny okolo Zeme.

V štatisticky signifikantnom počte prípadov sa však vyskytujú tranzienty, kde *sekundárny pulz nejaví známky ani útlmu, ani disperzie*; v časovom zázname sa sekundárny pulz javí ako „kópia“ primárneho. Na uvedený jav ako prvý upozornil E.W. Huang vo svojej nepublikovanej dizertácii z roku 1998 (Huang, 1998), Túto skupinu tranzientov podrobnejšie študovala schumannovská skupina na KAFZM FMFI UK a pracovne ich nazvala ako „*pekuliárne*“ (Ondrášková et al., 2008a). Ako možné vysvetlenie vzniku „pekuliárnych“ (nezvyčajných) tranzientov ponúkla *možnosť vzájomnej synchronizácie výbojov*, kedy by ELF vlna generovaná primárnym výbojom mohla po jednom obehú celého schumannovského rezonátora a určitej autofokusácii v mieste (alebo blízkom okolí) primárneho výboja mohla iniciovať sekundárny výboj (Ondrášková et al., 2008c). V oboch citovaných prácach bolo analýzou „pekuliárnych“ tranzientov preukázané, že bleskové výboje generujúce primárny a sekundárny pulz v schumannovskom zázname sú si „príbuzné“ a nie nezávislé.

6.3 Vyhľadávanie a určovanie tranzientov v časovej oblasti

Vyhľadávanie a určovanie tranzientov iba na základe „signatúry v časovej oblasti“ je mimoriadne prácne (nutnosť vizuálnej komparácie dlhých záznamov) a zároveň nie veľmi spoľahlivé (viazané na skúsenosť osoby, ktorá analýzu vykonáva). Ako prvý stupeň je však nevyhnutné. Určite však porovnávanie „vytypovaných kandidátov“ na tranzienty medzi záznamami „susedných“ observatórií (na základe spolupráce pri výmene dát) musí byť vykonávané vizuálne (manuálne) pred konečným rozhodnutím, či ide o tranzient, alebo nie.

Na KAFZM FMFI UK bol skúšobne zostavený a testovaný *softvér na automatické vyhľadávanie tranzientov* v časovom zázname (autorom je RNDr. Ladislav Rosenberg, PhD.), ktorý na detekciu tranzientov využíva niekoľko kritérií, ktoré musia byť súčasne splnené:

- ♦ testuje sa prítomnosť krátkych ostrých pulzov s vopred špecifikovaným intervalom amplitúd a dĺžok trvania (oba parametre nastaviteľné),
- ♦ testuje sa prítomnosť sekundárneho pulzu s nastaviteľným časovým odstupom od primárneho.

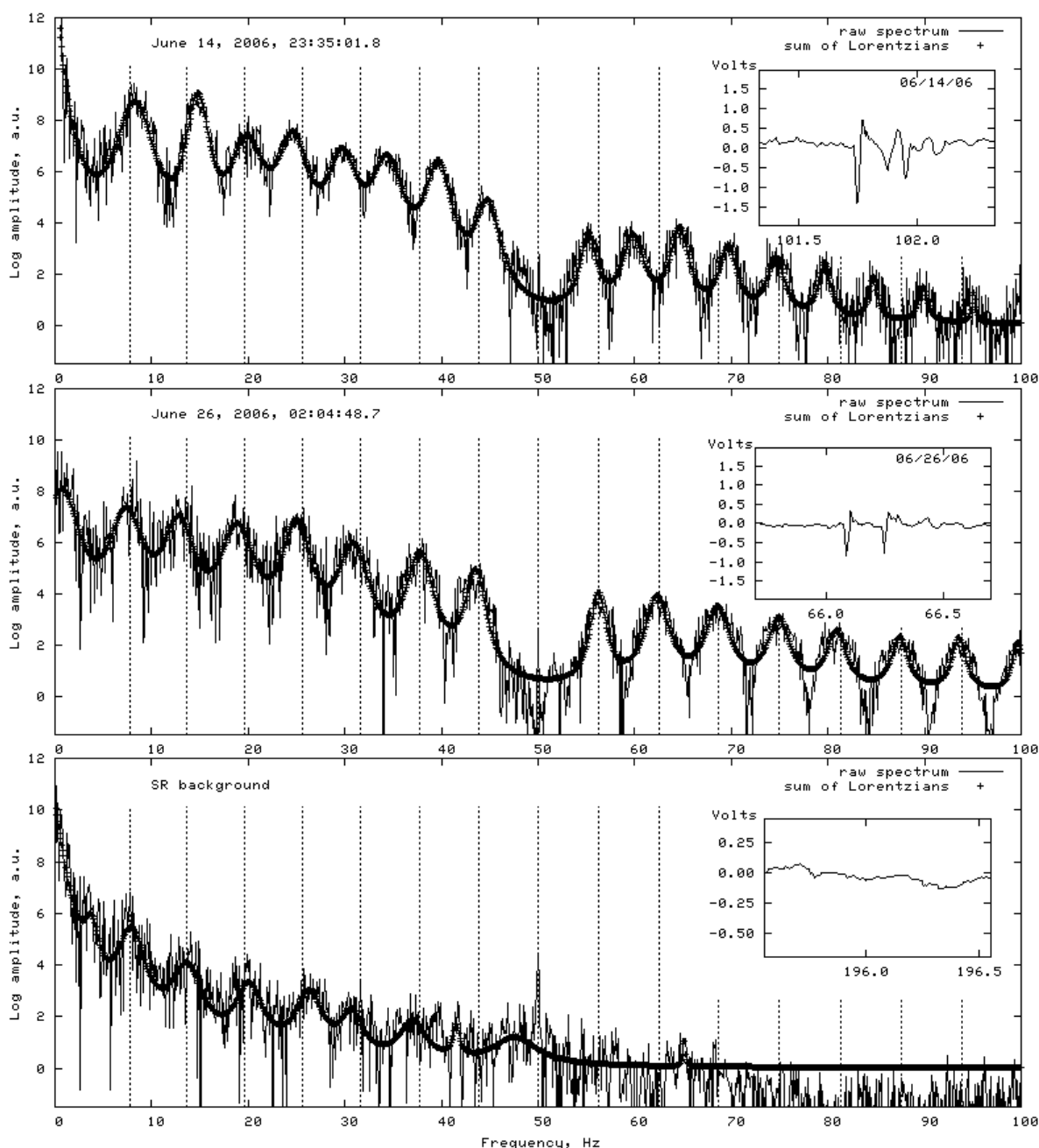
Prvé testy vyhľadávacieho softvéru vyzerali pomerne nádejne; samozrejme od programov tohto typu nikdy nie je možné očakávať úspešnosť hoci blízku 100%. Softvér je však nutné pred „ostrou prevádzkou“ podrobiť testovaniu na rozsiahlom súbore časových záznamov obsahujúcich tranzientné javy, z ktorého by vyplynula voľba vhodných veľkostí parametrov tak, aby softvér zachytil čo najviac tranzientných javov pri súčasnom vylúčení označenia najrôznejších „umelých“ tranzientov (t.j. porúch) za „prírodné“ tranzienty. Vzhľadom na neexistenciu tohoto testu sa Rosenbergov softvér pri vyhľadávaní tranzientov analyzovaných v tejto diplomovej práci na svoj „pôvodný účel“ nevyužil, ale tranzienty boli vyhľad(á)vané manuálnym optickým prehľadávaním (náhodne) vybraných časových záznamov. Využil sa však na *odstránenie nízkofrekvenčných zložiek* v signále SchR – bližšie pozri podkapitolu č. 9.1 o metodológii výberu a predspracovania časových záznamov obsahujúcich tranzientné javy.

6.4 Kritériá pre tranzient vo frekvenčnej oblasti

Spektrá tranzientov („*krátkodobé*“ *spektrá*, „short-time spectra“, t.j. spektrá z úsekov v trvaní do 10 s) získané pomocou diskkrétnej Fourierovej transformácie (DFT; obr. č. 6.2) *majú odlišný charakter* ako spektrá uvádzané v kapitole 5, ktoré sú získané z dlhších záznamov (napr. na obr. č. 5.4 a 5.5 sú spektrá získané z približne 5,5 minútových záznamu). Okrem skutočnosti, že „krátkodobosť“ časového záznamu, z ktorého sa spektrum získava, sa prejaví v *horšom frekvenčnom rozlíšení*, tu zohráva úlohu aj iný mechanizmus vybudenia rezonátora. Tranzientné (elektromagnetické) javy možno totiž v istom zmysle pripodobniť akustickým javom – vybudeniu zvona jediným silným úderom (impulzom) v určitom mieste. *Odozva rezonátora potom odráža v prevažnej miere charakteristiky rezonančného systému ako takého*, a to na rozdiel od schumannovského pozadia, ktorého spektrálne charakteristiky odrážajú skôr kumulované vlastnosti výbojov (resp. globálnej búrkovej aktivity) v určitom čase (Ondrášková et al., 2008c)

Dôležitosť skúmania tranzientných javov vo frekvenčnej oblasti podoprieme aspoň jednou aplikáciou – z nameraných frekvencií vlastných módov v spektrách tranzientov

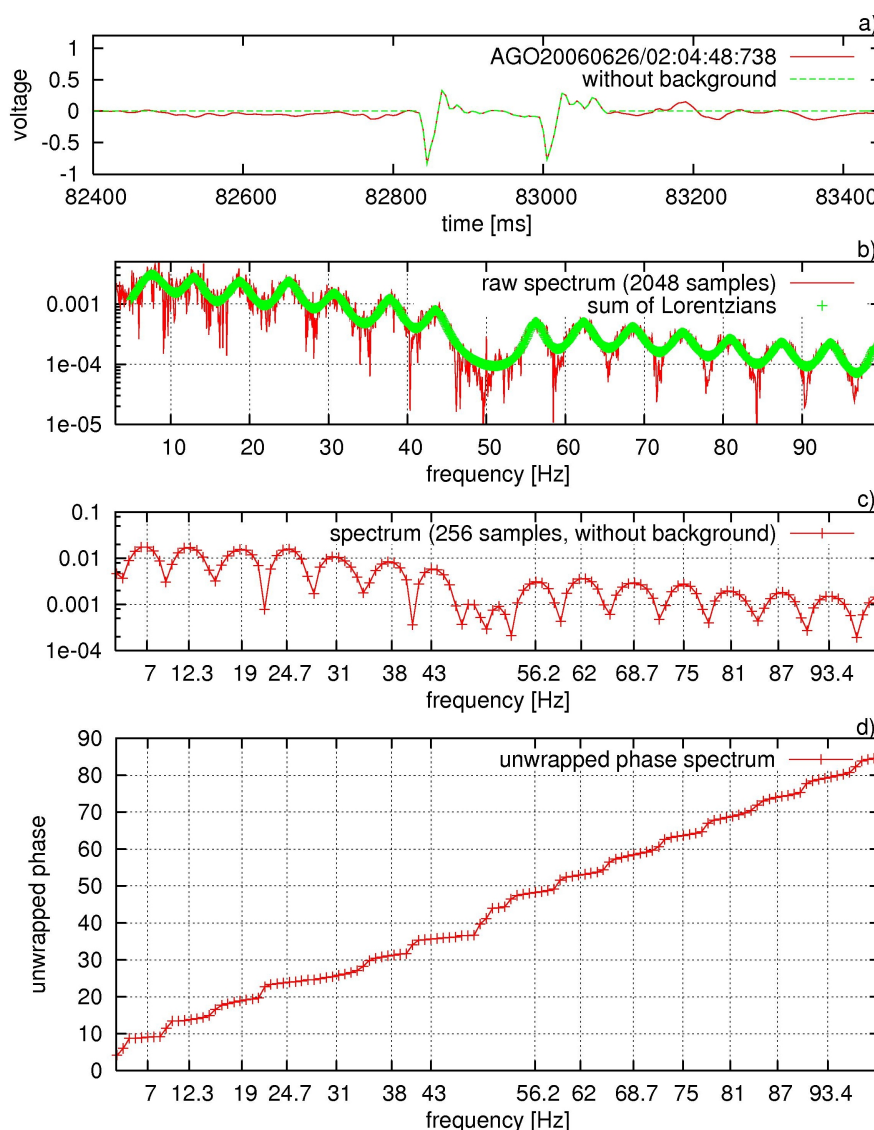
získaných z viacerých staníc možno riešiť tzv. obrátenú úlohu, čiže úlohu z „nameraných“ schumannovských spektier rekonštruovať vodivostné charakteristiky spodnej ionosféry.



Obr. č. 6.2 Trojica amplitúdových DFT „short-time“ spektier z krátkych časových (10,24 s ; 2 048 vzoriek) úsekov signálu SchR. Dva prvé grafy (smerom odhora) obsahujú spektrá z úsekov obsahujúcich tranzientné javy, pričom prostredný tranzient je „pekuliárny“. Spodný graf obsahuje spektrum schumannovského pozadia. V rámečkoch v grafoch vpravo hore sú jednosekundové časové úseky, v prípade prvých dvoch grafov zamerané na úsek s tranzientom. Tenké čiary predstavujú „surové“ DFT spektrá, hrubé čiary výsledok fitovania surového spektra sumou 17 lorentzovských funkcií. Zvislé bodkované čiary sú teoretické vlastné frekvencie módu SchR (viď podkapitola 3.4). Zdanlivé „diery“ v spektrách okolo 50 Hz sú spôsobené hardvérovou filtráciou (viď podkapitola 5.2). (Ondrášková et al., 2008c)

(poznámka: popisok pri vertikálnej [amplitúdovej] osi je na obr. č. 6.2 nesprávne uvedený; správny popisok znie: „Ln amplitude, a. u.“)

Príklad krátkodobého amplitúdového spektra pekulárneho tranzientu (z 26.6.2006 o 02:04:48 UT) ukazuje obr. č. 6.3 . V amplitúdovom spektre (druhý obrázok zhora) získanom pomocou DFT sú dobre rozoznateľné vlastné módy SchR až do rádu $n = 15$ („diera“ v mieste 8. módu okolo 50 Hz je dôsledkom analógovej filtrácie). Spodný graf obr. č. 6.3 ukazuje *fázové spektrum* bez vplyvu skokov funkcie arkustangens („unwrinkled phase“), ktoré je podstatné pre posúdenie vzájomnej koherencie zdrojov zložiek „pekuliárneho“ tranzientu (Ondrášková et al., 2008c). Okolo frekvencií vlastných módov SchR sú viditeľné symetrické



Obr. č. 6.3 Frekvenčná analýza „pekuliárneho“ tranzientu zo dňa 26.6.2006 o 02:04:48 UT. Na prvom grafe zhora je červenou farbou znázornený výrez časového priebehu tranzientu vrátane pozadia a zelenou farbou časový priebeh tranzientu po odstránení schumannovského pozadia. Na druhom grafe zhora je znázornené jeho krátkodobé (10,24 s ; 2 048 vzoriek) DFT spektrum (červenou „surové“ spektrum a zelenou po ofitovaní sumou 17 funkcií lorentzovského typu). Na treťom grafe zhora je amplitúdové a na štvrtom grafe zhora fázové spektrum krátkého (1,28 s ; 256 vzoriek) časového úseku obsahujúceho tranzient. Delenie na horizontálnej (frekvenčnej) u posledných dvoch grafov (približne) zodpovedá frekvenciám jednotlivých vlastných módov SchR viditeľných v amplitúdovom spektre (avšak s frekvenčným rozlíšením iba 0,8 Hz v dôsledku krátkého trvania úseku). Hodnoty fázy v poslednom grafe sú znázornené s vylúčením viacznačnosti funkcie arkustangens. (Ondrášková et al., 2008c)

„platá“, čo svedčí o vysokom stupni koherencie zdrojov obidvoch zložiek tranzientu a podporuje interpretáciu „pekuliárnosti“ tranzientov v zmysle práce (Ondrášková et al., 2008a).

6.5 Kritériá pre tranzient v časovo – frekvenčnej oblasti

Ani tvar „short-time“ spektra časového úseku obsahujúceho tranzient nemusí byť pre určenie, či ide o prírodný tranzient, alebo o umelú poruchu, rozhodujúce. Na obr. č. 6.2, ale i v spektrách tranzientov uvedených prílohe C (čísla tranzientov: 22, 26, 32, 33, 36)¹⁹ možno vidieť tranzientné javy, v spektrách ktorých boli perfektne rozlíšiteľné vyššie schumannovské módy až do 100 Hz, čo zodpovedá módom rádu $n \sim 15 \div 16$ [nejde pritom o ojedinelý prípad, pozri napríklad prácu (Füllekrug, 2005)]. Na druhej strane, aby náš optimizmus s využitím DFT pre identifikáciu tranzientných javov nebol prílišný, poukazujeme na prípady, kedy spektrum tranzientu, javiaceho sa v časovom zázname veľmi podobne, končilo pri rozlíšiteľnom 4. móde (všetky tranzienty skupiny $1x$ a $4x$) podobne ako pri krátkodobých spektrách schumannovského pozadia (spodný graf na obr. č. 6.2).

V kapitole 9 poukážeme na jeden z dosiahnutých výsledkov predloženej diplomovej práce, a to, že relatívne najspoľahlivejšou sa javí *selekcia tranzientov* na základe kumulovaných kritérií *využitím metód časovo – frekvenčnej analýzy*, ktorým sa podrobnejšie venuje nasledujúca kapitola.

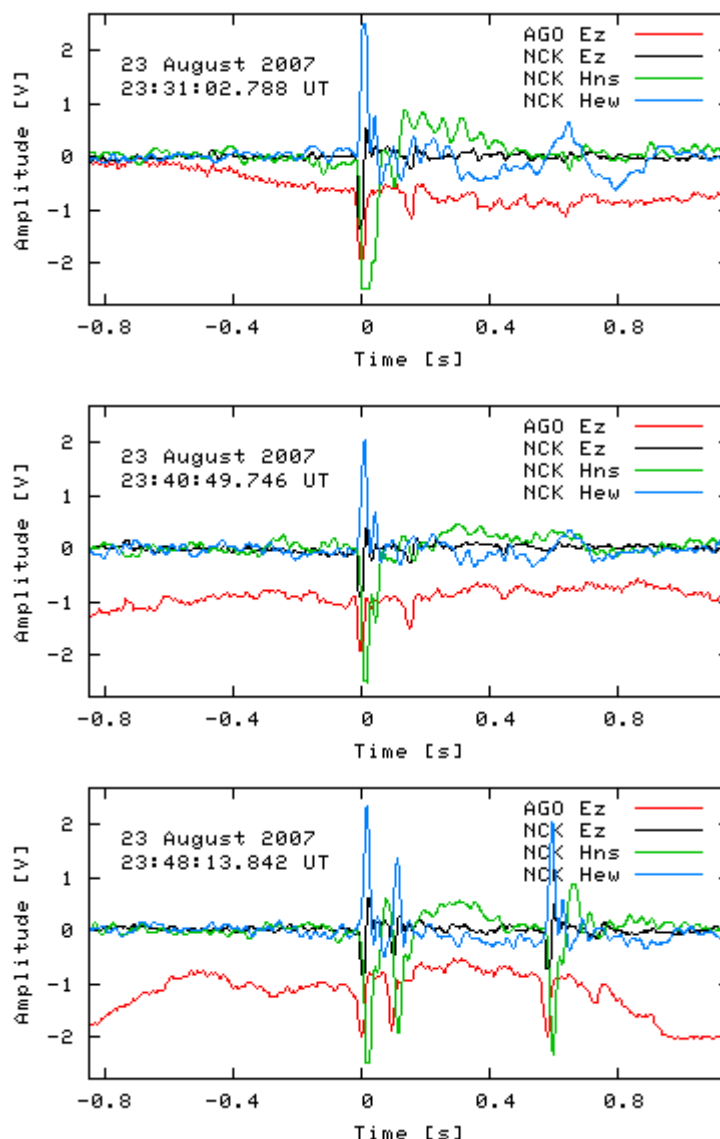
6.6 Porovnanie časového priebehu tranzientných javov v elektrickej a magnetickej zložke poľa SchR

Spodná ionosféra (a ionosféra ako celok) predstavuje *prostredie anizotropné* (z hľadiska vodivosti, pretože tá má pre ionosférickú plazmu tenzorový charakter) a navyše *prostredie gyotropné*, za čo zodpovedá geomagnetické pole. Pomer amplitúd elektrickej a magnetickej zložky poľa (zobecnená impedancia prostredia) sa s výškou mení, a to najmä od výšky približne $40 \div 50$ km. Keď použijeme pre zjednodušenie lúčovú predstavu, potom „efektívna fázová rýchlosť“ je v oblasti ionosféry odlišná pre obidve zložky poľa (Grimalsky et al., 2005). Preto pri porovnávaní záznamov časových priebehov elektrickej a magnetickej

¹⁹ Pozorného čitateľa napadne myšlienka, že „perfektná rozlíšiteľnosť“ vyšších schumannovských módo v krátkodobých DFT spektrách by mohla byť popri typickom časovom rozostupe primárneho a sekundárneho pulzu kritériom „pekuliarít“. Je skutočne „podozrivé“, že „pekuliárne tranzienty“ (viď spektrá tranzientov 32, 33 a 36 v prílohe C) „dávajú“ priam ukázkové schumannovské spektrá. Ako kontrapríklad uvádzame „nie priam ukázkové“ spektrum „pekuliárneho tranzientu“ 35 (hoci aj v prípade tohto spektra sú identifikovateľné vlastné módy nad 50 Hz) a spektrá tranzientov (nami) zaraditeľných do skupiny tzv. „obyčajných“, ktoré v prílohe A obsahuje diplomová práca mojej „katedrovej schumannovskej predchodkyne“ Andrey Böhmovej (Böhmová, 2007).

zložky poľa SchR (v jemnom časovom rozlíšení) sa *nástup* („onset“) *tranzientu nemusí v elektrickej a magnetickej zložke presne zhodovať*.

Pre ilustráciu uvádzame tri záznamy tranzientov (obr. č. 6.4) z 23. augusta 2007 (časové rozpätie 23:31 ÷ 23:38 UT) v dĺžke 2 s, kde okrem časových priebehov vertikálnej elektrickej zložky poľa SchR zaznamenaného na observatóriách AGO (červená farba) aj NCK (čierna farba) sú aj priebehy dvoch ortogonálnych komponentov (N – S a E – W) magnetickej zložky poľa SchR namerané na observatóriu NCK.²⁰ Keďže však prijímacia aparátúra pre magnetické zložky na NCK má šírku pásma okolo 150 Hz, jemný rozdiel v nástupe obidvoch zložiek tranzientu je nepozorovateľný.



Obr. č. 6.4 Porovnanie troch záznamov časových priebehov tranzientov v elektrickej a magnetických zložkách poľa SchR zo dňa 23.8.2007 (časové rozpätie 23:31 ÷ 23:38 UT). Záznam elektrickej zložky z AGO je vykreslený červenou farbou a z NCK čiernou farbou; záznam magnetických zložiek z NCK je znázornený zelenou farbou (zložka N – S) a modrou farbou (zložka E – W).

²⁰ Dáta z observatória NCK nám poskytol Dr. József Bór z GGKI MTA Šoproň, za čo mu úprimne ďakujeme.

7 Podstata a metódy časovo – frekvenčnej analýzy

7.1 Lesk a bieda Fourierovej transformácie

Popri reprezentácii signálu v časovej oblasti $x(t)$ sa pre potreby úplnejšieho popisu signálu ukazuje potreba získať jeho frekvenčnú reprezentáciu $X(f)$, t.j. zistiť, aké frekvencie sú v signále obsiahnuté. Súvis medzi časovou reprezentáciou signálu $x(t)$ a jeho frekvenčnou reprezentáciou $X(f)$ poskytuje *Fourierova transformácia* (FT)

$$X(f) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) e^{-i2\pi ft} dt \quad (7.1)$$

Vzťah (7.1) možno interpretovať tak, že spektrum $X(f)$ získame pomocou rozvoja signálu $x(t)$ do triedy vln kompletne nelokalizovaných v čase ($e^{-i2\pi ft}$). Tu väzí aj hlavná „slabina“ FT: *Fourierova transformácia neumožňuje zistiť, v ktorom čase sa dané frekvencie v signále vyskytujú*. Inými slovami povedané, spektrum signálu získané pomocou FT je pre vyšetrovaný časový úsek „spriemerované“, čo pre potreby analýzy spektrálneho obsahu nestacionárnych signálov²¹ predstavuje významné obmedzenie použiteľnosti FT.

Najmä od osemdesiatych rokov minulého storočia sa preto vynakladá značné úsilie obísť obmedzenia „klasickej“ FT pri analýze nestacionárnych signálov pomocou metód časovo – frekvenčnej analýzy (TFA, „time – frequency analysis“). Cieľom TFA je získať časovo – frekvenčnú reprezentáciu (TFR) signálu v časovo – frekvenčnej (TF) rovine, inými slovami získať informáciu o časovej závislosti zmien frekvenčného obsahu signálu.²² Na tento účel jednorozmerné metódy TFA pracujú pri popise signálu s dvoma premennými súčasne: časom t a frekvenciou f . Vyčerpávajúci popis a rozbor metód TFA podáva práca (Cohen, 1989).

21 Pripomeňme, že drvivá väčšina „prírodných“ signálov (vrátane signálu SchR) sú práve signály nestacionárne.

22 V literatúre sa však možno stretnúť s názormi, že časovo – frekvenčná analýza signálu je „staršieho dáta“, čoho „dôkazom“ má byť notový zápis opery Don Giovanni (obr. č. 7.1) z pera rakúskeho klasicistického hudobného skladateľa Wolfganga Amadea Mozarta.



Obr. č. 7.1 „Tradičná“ časovo – frekvenčná reprezentácia signálu v podaní úryvku z prvého dejstva Mozartovej opery Don Giovanni. (Antoine, 2004)

Metódy TFA možno podľa spôsobu priradenia TFR k signálu rozdeliť na dve skupiny (Kristeková, 2006, s. 5):

- atomické dekompozície²³ – umožňujú rozložiť signál na jeho elementárne časti (tzv. časovo-frekvenčné atómy; spoločná trieda časovo-frekvenčných atómov vytvára tzv. slovníky),
- energetické distribúcie²⁴ – umožňujú priamo získať distribúciu energie v TF rovine; ich nevýhodou je vznik tzv. „cross“ – členov, čo sú falošné útvary v TF rovine.

Predtým, než prejdeme k stručnej charakteristike vybraných metód časovo-frekvenčnej analýzy, v krátkosti spomeňme ešte jeden dôsledok vyplývajúci z „duálnej povahy“ FT: *Heisenberg – Gaborov princíp neurčitosti*. Tento princíp možno slovne vyjadriť tak, že *rozlíšenie signálu v časovej a súčasne vo frekvenčnej oblasti nemôže byť ľubovoľne malé*; časovo konštantne široké okno má pre všetky frekvencie veľkú rozlíšiteľnosť v čase a malú vo frekvencii a naopak (Šmíd, 2001). Matematicky možno tento princíp zapísať pomocou štandardných neurčitostí v časovej oblasti Δ_t a vo frekvenčnej oblasti Δ_f nasledovne

$$\Delta_t \Delta_f \geq \frac{1}{4\pi} \quad (7.2)$$

Spomedzi atomických dekompozícií ako spôsobu reprezentácie signálu v časovo – frekvenčnej rovine má historický význam *Gaborov rozvoj*, pri ktorom je *signál $x(t)$ rozvinutý do lineárneho radu elementárnych funkcií dobre lokalizovaných v čase aj vo frekvencii*

$$x(t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{m,n} h(t)_{|m,n} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{m,n} h(t-m\tau)_{|m,n} e^{in\varphi t}, \quad (7.3)$$

kde τ označuje časový a φ frekvenčný vzorkovací krok, $C_{m,n}$ sú Gaborove koeficienty a $h(t)_{|m,n}$ Gaborove elementárne funkcie.

Gabor v pôvodnej práci z roku 1946 (Gabor, 1946) za elementárnu funkciu zvolil Gaussovu funkciu, majúcu z hľadiska Heisenberg – Gaborovho princípu neurčitosti najlepšie

²³ Patria sem napríklad: metóda pohyblivého okna, Gaborov rozvoj, spojená wavelet transformácia, „matching pursuit decomposition“.

²⁴ Patria sem napríklad: Wignerova distribúcia, Rihaczкова distribúcia, Choi-Williamsova distribúcia.

časovo – frekvenčné rozlíšenie [vo vzťahu (7.2) sa obe strany rovnice rovnajú]; nepublikoval však žiaden praktický algoritmus na výpočet Gaborových koeficientov $C_{m,n}$, a tak jeho práca takpovediac zapadla prachom až do roku 1980, kedy Bastiaans našiel súvislosť medzi Gaborovým rozvojom a metódou pohyblivého okna. (Kristeková, 2006, s. 11)

7.2 Metóda pohyblivého okna

Metóda pohyblivého okna (WFT, „windowed Fourier transform“) patrí medzi najznámejšie metódy TFA. Možno definovať predpisom

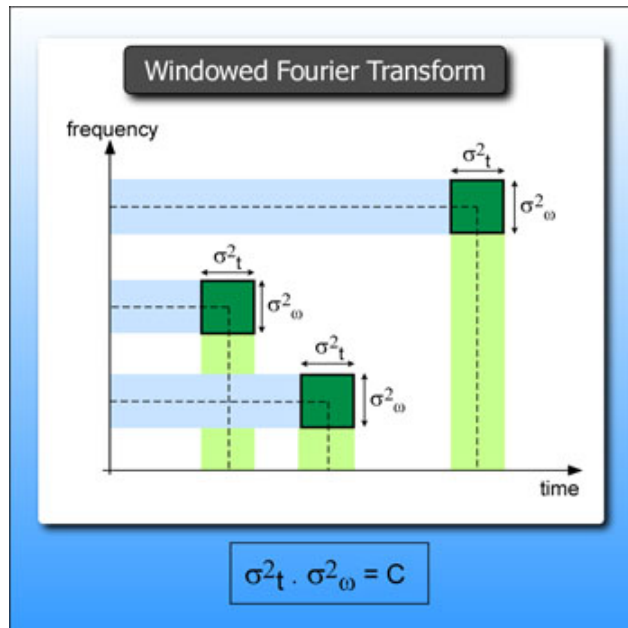
$$WFT\{x\}_{(\tau,\omega)} = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) w^*(t-\tau) e^{-i\omega t} dt \quad (7.4)$$

kde $w(t)$ je funkcia okna, τ časový posun a symbol $*$ označuje komplexné združenie.

Ako vyplýva zo vzťahu (7.4), *metóda pohyblivého okna* popísané nedostatky FT kompenzuje *posúvaním časového okna cez celý časový priebeh signálu*, pričom pre úsek signálu práve sa nachádzajúci v danom časovom okne sa vykoná Fourierova transformácia. Po zoradení jednotlivých Fourierových spektier získaných posunom funkcie okna pozdĺž celého časového záznamu signálu získame jeho časovo – frekvenčnú reprezentáciu. Pre zvolené časové okno je časové a frekvenčné rozlíšenie signálu v celej TF rovine konštantné a limitované Heisenberg – Gaborovým princípom neurčitosti (obr. č. 7.2).

Metóda pohyblivého okna poskytuje súčasne informáciu o čase aj frekvencii, avšak *presnosť získanej informácie je určená voľbou šírky okna*. Z Heisenberg – Gaborovho princípu neurčitosti vyplýva, že *voľbou malej šírky okna získame vysoké časové rozlíšenie, avšak zlé frekvenčné rozlíšenie a naopak*.²⁵ Šírka časového okna sa preto v praxi volí ako kompromis medzi potrebou časového a frekvenčného rozlíšenia. Z praktických dôvodov, keďže $WFT\{x\}_{(\tau,\omega)}$ môže nadobúdať komplexné hodnoty, sa v TF rovine väčšinou vykresľuje *spektrogram* (resp. z historických dôvodov nazývaný tiež *sonogram*) $|WFT\{x\}_{(\tau,\omega)}|^2$, ktorý je úmerný rozloženiu signálu v TF rovine.

²⁵ Skutočnosť, že dobré časové rozlíšenie možno získať voľbou krátkého okna $w(t)$, možno nahliadnuť cez interpretáciu WFT „optikou“ filtrov. Zo vzťahu (7.4) vidno, že WFT zodpovedá analýze signálu pomocou súboru rovnakých filtrov s konštantnou šírkou frekvenčného pásma, ale s posunutými centrálnymi frekvenciami. Pri krátkom časovom trvaní okna $w(t)$ sa z neho stáva širokopásmový priepustný filter, čo má za následok zlé frekvenčné rozlíšenie. Bližšie pozri viackrát citovanú prácu (Kristeková, 2006, s. 12 – 13).



Obr. č. 7.2 Konštantnosť časového a frekvenčného rozlíšenia signálu v celej TF rovine pre zvolenú funkciu okna v metóde WFT. Štandardné odchýlky funkcie okna v časovej, resp. vo frekvenčnej oblasti sú označené ako σ_t^2 , resp. σ_f^2 .

WFT možno tiež interpretovať ako *atomickú dekompozíciu*, ktorá sa získava *projekciou* signálu $x(t)$ do triedy tzv. *časovo – frekvenčných atómov* $g(t)_{(\tau,\omega)}$, odvodených od funkcie okna $w(t)$ pomocou *posunutia v čase a frekvenčného posunu*, čo možno formálne zapísať ako

$$g(t)_{(\tau,\omega)} = w(t - \tau) e^{i\omega t} . \quad (7.5)$$

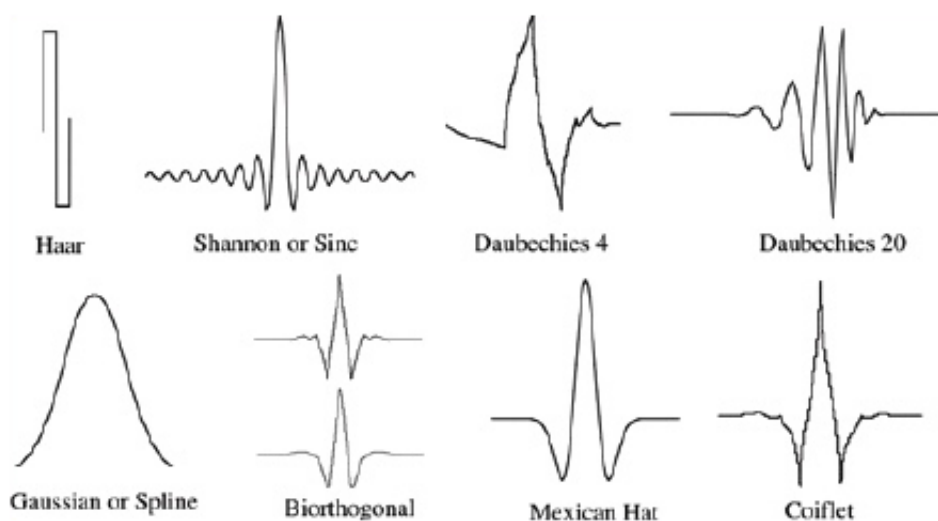
7.3 Metóda spojitých wavelet transformácií

Metódy wavelet transformácie využívajú pri získaní reprezentácie nestacionárneho signálu v časovo – frekvenčnej rovine *sústavu funkcií okna* s možnosťou ich *premenlivej šírky*. Funkcie okna sú *dobře lokalizované v časovej i frekvenčnej oblasti* a majú *tvar* krátkych oscilačných signálov – *vlniek* („wavelets“). Príklady rôznych typov waveletov možno nájsť na obr. 7.3 .

Wavelety, vznikajúce *posunutím a preškálovaním* tzv. *základného* (materského) waveletu Ψ („mother wavelet“), tvoria sústavu analyzujúcich waveletov (alebo tiež triedu waveletov) $\Psi(t)_{(a,b)}$, čo možno vyjadriť zápisom

$$\Psi(t)_{(a,b)} = \frac{1}{\sqrt{|a|}} \Psi\left(t - \frac{b}{a}\right), a, b \in \mathbb{R}, a \neq 0 . \quad (7.6)$$

Matematické podmienky, ktoré musí nejaká funkcia spĺňať, aby mohla byť použitá ako (materský) wavelet, možno nájsť napr. v prácach (Hora, 2000 ; Valens, 2004).



Obr. č. 7.3 Príklady rôznych typov waveletov používaných v metóde CWT.

Premenlivá šírka funkcie okna (na rozdiel od metódy pohyblivého okna) spôsobuje *variabilnosť časového rozlíšenia v rôznom frekvenčnom rozsahu*. Na nízkych frekvenciách, kde spravidla nie je potreba veľkého časového rozlíšenia, je možné použiť široké časové okno a naopak, pre lepšie časové rozlíšenie (vysoké frekvencie) možno použiť úzke časové okno. (Weber, 2003, s. 11)

Wavelet analýza môže byť realizovaná tromi základnými formami: spojitou wavelet transformáciou (CWT), diskretnou wavelet transformáciou a wavelet packet analýzou. Pre účely časovo – frekvenčnej analýzy sa najvhodnejšou formou wavelet transformácie ukazuje *spojitá wavelet transformácia*.

Spojité wavelet transformácia (CWT, „continuous wavelet transform“) reálnej funkcie $x(t)$ vzhľadom k základnému waveletu $\Psi(t)$ je definovaná vzťahom

$$CWT\{x\}_{(a,b)} = \frac{1}{\sqrt{|a|}} \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \Psi^*\left(\frac{t-b}{a}\right) dt, \quad (7.7)$$

kde parameter a je škálovací (dilatačný) parameter, b je parameter posunutia (translácie).

Ak je t čas, potom parametre a, b možno interpretovať nasledovne: škála a je *nepriamo úmerná frekvencii* a parameter b predstavuje *posunutie v čase*. Rozloženiu energie signálu v časovo – frekvenčnej rovine je úmerná veličina $|CWT x_{(a,b)}|^2$, ktorá sa nazýva *škálogram*.

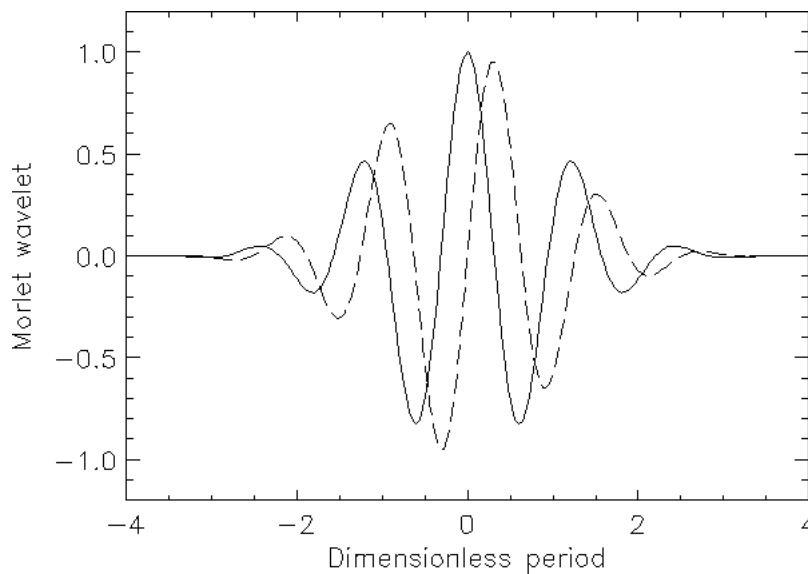
Zodpovedajúcu časovo – frekvenčnú interpretáciu výsledkov CWT možno získať vtedy, keď má analyzujúci wavelet so škálou $a = 1$ amplitúdové spektrum lokalizované v malom okolí nenulovej frekvencie ω_0 . Potom možno frekvenciu ω určiť pomocou vzťahu $\omega = \omega_0/a$. (Kristeková, 2006, s. 19)

Pre účely časovo – frekvenčnej analýzy signálu SchR sa vhodným ukázalo použitie (najpoužívanejšieho) Morletovho waveletu

$$\Psi_M(t) = \pi^{-1/4} e^{i\omega_0 t} e^{-\frac{t^2}{2}}, \quad (7.8)$$

kde ω_0 je zovšeobecnená (bezrozmerná) frekvencia a t zovšeobecnený (bezrozmerný) čas.

Z definície Morletovho waveletu (7.8) vyplýva, že predstavuje komplexnú sínusovú vlnu modulovanú gaussovskou obálkou (obr. č. 7.4). Pre praktické aplikácie je nutné voliť parameter $\omega_0 > 5,5$ (Antoine, 2004).



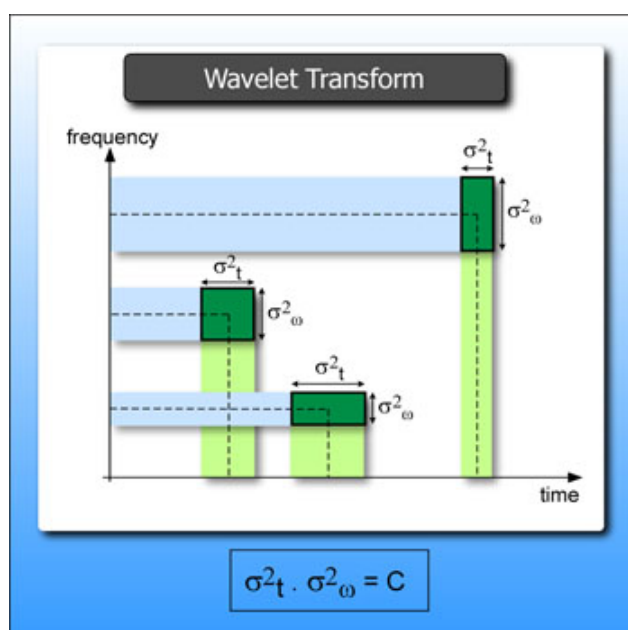
Obr. č. 7.4 Reálna (plnou čiarou) a imaginárna časť (prerušovanou čiarou) Morletovho waveletu pri voľbe parametra $\omega_0 = 5$.

Ako sme v úvode tejto kapitoly uviedli, *spojitá wavelet transformácia patrí do skupiny atomických dekompozícií*, čo potvrdzuje i vzťah (7.7), z ktorého vyplýva, že signál $x(t)$ je projektovaný do triedy časovo – frekvenčných atómov $\Psi(t)_{(a,b)}$. Hodnota koeficientov spojitkej wavelet transformácie $CWT\{x\}_{(a,b)}$ potom *vyjadruje mieru podobnosti waveletu na škále a v časovej pozícii b s analyzovaným signálom* (veľká hodnota koeficientov znamená veľkú podobnosť).

Spojitú wavelet transformáciu možno tiež zo vzťahu (7.7) interpretovať ako *pásmový filter*, konvolúciu signálu $x(t)$ s nekonečným súborom filtrov s impulznými odozvami

$$\Psi(t)_{(a)} = \frac{1}{\sqrt{|a|}} \Psi\left(\frac{t}{a}\right), a \in \mathbb{R} \text{ a konštantným faktorom kvality (Valens, 2004).}$$

Pásmový filter modifikujeme pomocou škálového faktora a , jeho zväčšením zároveň zväčšíme centrálnu frekvenciu filtra a šírku pásma. Pri vysokých frekvenciách waveletu (malá škála) je rozlíšenie v čase veľmi dobré, ale slabé frekvenčné rozlíšenie, a to v dôsledku dobrej lokalizácie analyzujúceho waveletu v čase, ale slabej vo frekvencii. Naopak, pri nízkych frekvenciách (veľká škála) je dobré frekvenčné rozlíšenie a slabé časové rozlíšenie (Weber, 2003, s. 13 – 14). Premenné časové a frekvenčné rozlíšenie v TF rovine spôsobené použitím waveletu ako „funkcie okna“ znázorňuje obr. č. 7.5 .



Obr. č. 7.5 Premennosť časového a frekvenčného rozlíšenia signálu v TF rovine pri metóde CWT. Štandardné odchýlky funkcie okna v časovej, resp. vo frekvenčnej oblasti sú označené ako σ_t^2 , resp. σ_ω^2 .

V dôsledku implementácie algoritmu rýchlej Fourierovej transformácie do výpočtu CWT vzniká v časovo – frekvenčnej rovine *skreslenie* v podobe tzv. *okrajových efektov* (falošných frekvencií na začiatku a na konci časového radu). Pri ich eliminácii (dopĺňanie okrajov časového radu o úseky s nulami, alebo úsekmi s hodnotami spojitoklesajúcimi k nule) dochádza aj k nežiadúcemu ovplyvneniu TF zobrazenia signálu. Dochádza ku skresľovaniu amplitúdy (vykresľovaných) wavelet koeficientov, pričom efekt je výraznejší na nižších frekvenciách. Ovplyvnenú oblasť TFR možno vymedziť pomocou tzv. „cone of influence“

(COI), ktorý je na danej škále definovaný pomocou autokorelačnej funkcie analyzujúceho waveletu ako čas, v ktorom jej hodnota klesne e^{-2} – krát (za týmto časom sú už koncové efekty zanedbateľné). (Kristeková, 2006, s. 20)

Pri výbere vhodného waveletu pre časovo – frekvenčnú analýzu konkrétneho signálu zohľadňujeme nasledovné skutočnosti (Kristeková, 2006, s. 20 ; Šmíd, 2001):

- *ortogonalitu/neortogonalitu*

CWT využíva neortogonálne triedy waveletov umožňujúce získať jemnejšie rozlíšenie v TF rovine ako v prípade použitia ortogonálnych waveletov.

- *komplexný/reálny wavelet*

Komplexný wavelet poskytuje informáciu o amplitúde aj fáze signálu, dobre detekuje oscilácie a nie je vhodný pre detekciu osamelých singularít. Reálny wavelet informáciu o fáze neposkytuje a dobre detekuje píky a diskontinuity v signále.

- *šírka waveletu v časovej/frekvenčnej oblasti*

Časovo – frekvenčné rozlíšenie je určené kompromisom medzi šírkou waveletu v časovej oblasti a vo frekvenčnej oblasti. Úzky wavelet v časovej oblasti znamená lepšie časové a horšie frekvenčné rozlíšenie, kým široký wavelet bude mať horšie časové a lepšie frekvenčné rozlíšenie.

- *tvar waveletu*

Tvar použitého waveletu by mal odrážať „tvar“ charakteristických črt signálu.

7.4 Metóda relokalizácie

Metóda relokalizácie („reassignment method“) nie je priamo metódou časovo-frekvenčnej analýzy, ale vytvára *modifikáciu vypočítanej časovo – frekvenčnej reprezentácie* presúvaním jej hodnôt z pozícií, pre ktorú boli vypočítané, a to *za účelom získania lepšej lokalizácie zložiek signálu*. (Auger a Flandrin, 1995) Vzťahy pre výpočet nových (modifikovaných) súradníc v TF rovine (všeobecne a tiež aplikované na relokalizáciu spektrogramu a škálogramu) možno nájsť v práci (Kristeková, 2006, s. 32 – 33).

V diplomovej práci bola metóda relokalizácie výpočtovo využitá ako súčasť programového balíka TF–SIGNAL (program RCWT) pri výpočte CWT za účelom vylepšenia lokalizácie energie signálu v časovo-frekvenčnej rovine získanú pomocou CWT.

7.5 Wignerova distribúcia

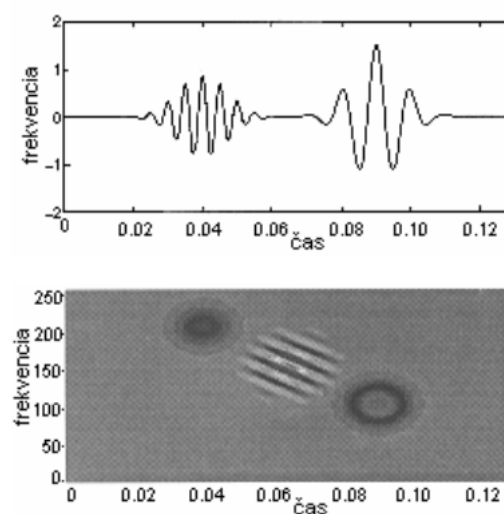
Spomedzi energetických distribúcií je najznámejšou a najpoužívanejšou Wignerova (resp. Wigner – Villeho) distribúcia. V diplomovej práci bola využívaná ako súčasť programového balíka TF–SIGNAL pri výpočte „matching pursuit decomposition“ (program BK2WD). Wignerova distribúcia (WD) je matematicky definovaná nasledovne:

$$WD\{x\}_{(\tau, \omega)} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} x\left(\tau + \frac{t}{2}\right) x^*\left(\tau - \frac{t}{2}\right) e^{(-i\omega t)} dt . \quad (7.9)$$

Wignerova distribúcia podľa vzťahu (7.9) teda predstavuje Fourierovu transformáciu autokorelačnej funkcie signálu $x(t)$ a berie tak do úvahy len charakter samotného signálu a (v porovnaní s WFT) nepotrebuje žiadne pomocné funkcie (funkciu okna). Wignerova distribúcia zároveň predstavuje distribúciu energie signálu v TF rovine.

Napriek mnohým žiaducim teoretickým vlastnostiam (napr. vysoká koncentrácia energie v TF rovine) však kvadratický charakter Wignerovej distribúcie spôsobuje pri analýze viaczložkového signálu v TF rovine vznik falošných tzv. „cross – členov“ (obr. č. 7.6), a to v dôsledku interferencie jednotlivých zložiek signálu, čo v prípade komplikovaných signálov sťažuje interpretáciu ich WD analýzy v TF rovine.

Prítomnosť cross – členov možno potlačiť vyhladením WD použitím dolnopriepustných funkcií a následné zhoršenie koncentrácie energie možno čiastočne kompenzovať použitím metódy relokalizácie (bližšie pozri prácu Kristeková, 2006, s. 30).



Obr. č. 7.6 Príklad vzniku tzv. cross – členov pri WD dvojzložkového signálu. (Kristeková, 2006, s. 30)

7.6 Metóda „matching pursuit decomposition“

„Matching pursuit decomposition“ (MPD) je *algoritmus*, ktorý *rozkladá signál do lineárneho rozvoja pomocou časovo – frekvenčných atómov*, patriacich do redundantného slovníka (Mallat a Zhang, 1993). Časovo – frekvenčné atómy sú iteratívne vyberané tak, aby čo najlepšie zodpovedali lokálnej štruktúre signálu. Výhodou MP algoritmu je jeho adaptívnosť (možnosť optimalizácie slovníka), poskytuje vynikajúcu lokalizáciu energie v časovo-frekvenčnej rovine (a na rozdiel od WD) bez prítomnosti tzv. „cross-členov“ (Kristeková, 2006, s. 37).

Triedy časovo-frekvenčných atómov môžu byť vo všeobecnosti vytvorené škálovaním, posunutím v čase a frekvenčným posunom funkcie okna $g(t)$. Pre akúkoľvek škálu $s > 0$, časové posunutie u a frekvenčný posun ξ [označenie $\gamma = (s, u, \xi)$] možno definovať časovo – frekvenčné atómy

$$g_{\gamma}(t) = \frac{1}{\sqrt{s}} g\left(\frac{t-u}{s}\right) e^{i\xi t} \quad (7.10)$$

Funkcia $g_{\gamma}(t)$ je v časovej oblasti centrovaná na osi okolo u a jej šírka je úmerná s . Vo frekvenčnej oblasti je spektrum funkcie $\hat{g}_{\gamma}(\omega)$ centrované okolo $\omega = \xi$ a jeho šírka je úmerná $1/s$. Ak $g(t)$ je Gaussova funkcia $g(t) = 2^{1/4} e^{-\pi t^2}$, potom sa časovo – frekvenčné atómy $g_{\gamma}(t)$ nazývajú *Gaborovými funkciami* a spolu vytvárajú Gaborov slovník.

Pre MPD analýzu signálov, ktorých frekvenčná modulácia závisí lineárne, príp. nelineárne od času, je vhodné Gaborov slovník, tvorený atómami definovanými vzťahom (7.10), doplniť o nové atómy, ktoré samotné budú frekvenčne modulované. Podrobnostiam sa venovať nebudeme, odkazujeme na práce (Kristeková, 2006, s. 51 – 60 ; Kováčová a Kristeková, 2002)

„Matching pursuit“ algoritmus počíta lineárny rozvoj signálu $x(t)$ pomocou atómov vybraných zo slovníka, a to tak, aby atómy čo najlepšie zodpovedali lokálnej štruktúre signálu. Dosahuje sa to postupnou aproximáciou $x(t)$ pomocou ortogonálnych projekcií na elementy slovníka. Po m iteráciách získame rozklad signálu $x(t)$

$$x(t) = \sum_{n=0}^{m-1} \langle R^n x(t), g_{\gamma_n} \rangle g_{\gamma_n} + R^m x(t) \quad , \quad (7.11)$$

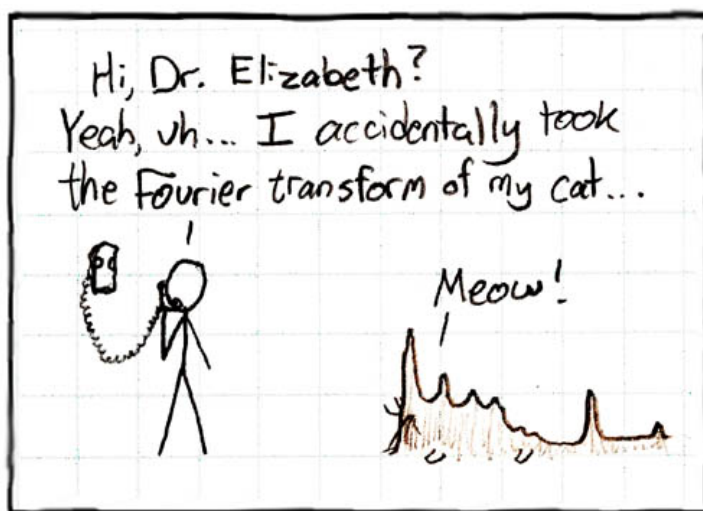
kde R^m predstavuje vektor rezídua po m iteráciách a $\langle x(t), g_{\gamma} \rangle$ označuje skalárne súčiny signálu $x(t)$ a jednotlivých atómov $g_{\gamma}(t)$.

„Matching pursuit“ algoritmus pri každom kroku vyberá atómy $g_{\gamma_n}(t)$, pre ktoré je skalárny súčin $\langle R^n x(t), g_{\gamma_n} \rangle$ maximálny, t.j. minimalizuje sa rezíduum. Zápis dvojitej sekvencie $(\langle R^n x(t), g_{\gamma_n}(t) \rangle, \gamma_n)_{n \in \mathbb{N}}$, ktorý plne charakterizuje dekompozíciu (skalárne súčiny zodpovedajú koeficientom rozvoja a parametre γ_n špecifikujú použitý atóm), nazývame *kniha štruktúry MPD*. (Kristeková, 2006, s. 35)

Časovo – frekvenčná reprezentácia signálu, ktorá zodpovedá nájdenej dekompozícii, je tvorená sumou Wignerových distribúcií jednotlivých (vybratých) časovo – frekvenčných atómov a zodpovedá distribúcii energie v TF rovine podľa vzťahu

$$E\{x\}_{(t,\omega)} = \sum_{n=0}^{\infty} |\langle R^n x(t), g_{\gamma_n} \rangle|^2 WD\{g_{\gamma_n}\}_{(t,\omega)}, \quad (7.12)$$

kde $WD\{g_{\gamma_n}\}_{(t,\omega)}$ je Wignerova distribúcia atómov $g_{\gamma_n}(t)$.



(prevzaté z <http://imgs.xkcd.com/comics/fourier.jpg>)

8 Časovo – frekvenčné misfity obálky a fázy

8.1 Motivácia zavedenia časovo – frekvenčných misfitov

Problematika misfitov súvisí so seizmológiou. Seizmológovia často stoja pred problémom verifikácie („verification“) seizmogramov testovaného modelu voči referenčnému riešeniu, alebo tiež validácie („validation“) seizmogramov ako výstupov z numerických modelov voči reálne nameraným záznamom seizmického pohybu. Koncepcia misfitov sa však neviaže na seizmický signál, ale možno ju použiť na skúmanie akéhokoľvek signálu, vrátane signálu SchR.

Najjednoduchší spôsob, ako porovnať dva časové záznamy, je porovnať ich *vizuálne* (v *časovej oblasti*), čo však celkom určite nezabezpečí kvantifikáciu podobnosti a charakterizovanie odlišností medzi dvoma záznamami.

Misfity medzi dvoma časovými záznamami (seizmogramami) sú v literatúre definované rôzne, „najjednoduchší“ misfit je časový rozdiel medzi dvoma časovými záznamami definovaný ako

$$D(t) = s(t) - s_{REF}(t) \quad , \quad (8.1)$$

kde $s(t)$ je testovaný signál, $s_{REF}(t)$ referenčný signál a t čas.

Misfit $D(t)$ môže podávať zavádzajúcu informáciu, príkladom je „čistý“ časový posun dvoch identických signálov. V takom prípade bude $D(t)$ nadobúdať veľké hodnoty, ale nepovie nám nič o príčinách a charaktere rozdielu.

V niektorých prípadoch je vhodné použiť „integrálny“ misfit, ktorý charakterizuje rozdiely medzi porovnávanými časovými záznamami pomocou jedného čísla. Práca (Kristeková et al., 2006) uvádza dva príklady takýchto „integrálnych“ misfitov: misfit MD a misfit RMS^{26} , ktoré sú definované nasledovne:

$$MD = \frac{\sum_t |s(t) - s_{REF}(t)|}{\sum_t |s_{REF}(t)|} \quad (8.2)$$

26 RMS = root mean square (stredná kvadratická hodnota)

$$RMS = \sqrt{\frac{\sum_t |s(t) - s_{REF}(t)|^2}{\sum_t |s_{REF}(t)|^2}} \quad (8.3)$$

Z definičných vzťahov (8.1), (8.2), (8.3) je zrejmé, že hoci misfity $D(t)$, MD a RMS kvantifikujú rozdiely medzi doma časovými záznamami, *neumožňujú rozpoznať príčinu rozdielov*. K tomu pomôže definovanie misfitov na báze časovo – frekvenčnej reprezentácie.

Ako sme uviedli v predchádzajúcej kapitole, *rozkladom signálu do TF roviny* možno získať *najúplnejšiu informáciu o časovom a zároveň frekvenčnom vývoji v signále*. Zároveň je potrebné poukázať na fakt, že porovnávaný signál sa od referenčného môže líšiť (len/tiež) v amplitúdach (alebo obálke), alebo (len/tiež) vo fáze. Berúc obe uvedené skutočnosti do úvahy, Kristeková (Kristeková et al., 2006; Kristeková et al., 2009) definovala časovo – frekvenčné obáľkové a fázové misfity, pričom každý z nich môže byť v závislosti od normovania buď *globálny*, alebo *lokálny*. Zároveň vyvinula i programový balík „TF-MISFIT_GOF_CRITERIA“.²⁷ Aplikáciu programového balíka pre výpočet časovo – frekvenčných misfitov v seizmologických prácach možno prehľadovo nájsť v úvode kapitoly citovanej práce z roku 2009.

8.2 Definícia a použitie časovo – frekvenčných misfitov obáľky a fázy

Časovo – frekvenčnú reprezentáciu $W(t,f)$ signálu $s(t)$ môžeme s prihliadnutím na vzťah (7.7) matematicky definovať ako

$$W(t, f) = CWT\{s(t)\} = \sqrt{\frac{2\pi|f|}{\omega_0}} \int_{-\infty}^{\infty} s(\tau) \Psi^*\left(2\pi f \frac{\tau-t}{\omega_0}\right) d\tau \quad (8.1)$$

kde t je čas, Ψ analyzujúci wavelet, znak $*$ značí komplexné združenie, f je frekvencia a ω_0 parameter vystupujúci vo vzťahu medzi škálovacím parametrom a frekvenciou (bližšie pozri podkapitolu 7.3).

Ako analyzujúci wavelet sa (často) využíva Morletov wavelet s parametrom $\omega_0 = 6$. Zdôvodnenie takéhoto výberu parametra možno nájsť napr. v práci (Antoine, 2004).

²⁷ Programový balík je voľne dostupný na internetovej stránke www.nuquake.eu/Computer_Codes/index.html (posledná verzia je s dátumom 30. september 2009).

Obálku $A(t, f)$ a fázu $\phi(t, f)$ v určitom bode časovo – frekvenčnej roviny možno definovať ako

$$A(t, f) = |W(t, f)| \quad (8.2)$$

$$\phi = \text{Arg}[W(t, f)] \quad (8.3)$$

Ak si označíme porovnávaný signál ako $s(t)$ a referenčný signál pridaním indexu „REF“ ako $s_{REF}(t)$, pre rozdiely medzi dvoma obálkami a dvoma fázami v každom bode (t, f) časovo – frekvenčnej roviny platí:

$$\Delta A(t, f) = A(t, f) - A_{REF}(t, f) = |W(t, f)| - |W_{REF}(t, f)| \quad (8.4)$$

$$\Delta \phi(t, f) = \phi(t, f) - \phi_{REF}(t, f) = \text{Arg} \left[\frac{W(t, f)}{W_{REF}(t, f)} \right] \quad (8.5)$$

Zo vzťahov (8.4) a (8.5) je zrejmé, že *fázový rozdiel* nadobúda (lokálne) *hodnoty* v *intervale* $< -\pi, \pi >$, kým *rozdiel obálok* môže *teoreticky* nadobúdať *neohraničené hodnoty*.

Využívajúc vzťahy (8.4) a (8.5) pre lokálne časovo – frekvenčné rozdiely obálok a fáz, môžeme pristúpiť k definíciám časovo – frekvenčných misfitov obálok a fáz. Podľa toho, „akú informáciu“ máme záujem z porovnávaných signálov získať, ponúkajú sa nám dva prístupy k definícii TF misfitov, navzájom sa líšiacie normovaním.

Lokálne (resp. lokálne normované) *misfity* je výhodné podľa Kristekovej (Kristeková, 2009) použiť v prípade, že sa zaujímame o *detailnú časovo – frekvenčnú analýzu (ne)zhody*, a to najmä *medzi krátkymi úsekmi* referenčného a porovnávaného signálu, napríklad v prípade analýzy seizmických fáz, vlnových balíkov, alebo tranzientov. Nevylučuje sa ani ich použitie na celý signál. Pri lokálnom prístupe neprihliadame na skutočnosť, ako veľké sú amplitúdy zvolenej časti signálu voči maximálnej amplitúde signálu v celom uvažovanom intervale, zaujímame sa len o lokálne rozdiely v obálkach a fázach dvojíc bodov v časovo – frekvenčnej rovine. Na základe uvedeného môžeme definovať lokálne normované časovo – frekvenčné misfity obálky $TFEM_{LOC}$ a fázy $TFPM_{LOC}$ nasledovne:

$$TFEM_{LOC}(t, f) = \frac{\Delta A(t, f)}{A_{REF}(t, f)} \quad (8.6)$$

$$TFPM_{LOC}(t, f) = \Delta \phi(t, f) \quad , \text{ resp. } \quad TFPM_{LOC}(t, f) = \frac{\Delta \phi(t, f)}{\pi} \quad . \quad (8.7a, 8.7b)$$

Zo vzťahu (8.6) je zrejmé, že lokálny TF misfit obálky $TFEM_{LOC}$ závisí od relatívneho rozdielu medzi obálkami porovnávaných signálov a je (lokálne) normovaný na obálku referenčného signálu v počítanom (t, f) bode. Lokálny TF misfit fázy $TFPM_{LOC}$ je podľa vzťahu (8.7a) určený už samotným fázovým rozdielom $\Delta \phi(t, f)$ v danom (t, f) bode časovo-frekvenčnej roviny. Predelenie konštantou π vo vzťahu (8.7b) je len otázkou škálovania rozsahu misfitu na interval $(-1, 1)$.

V prípadoch, kedy sa *nezaujíname o detailnú „časovo-frekvenčnú štruktúru“ signálu* (a misfitu), ale dôraz prikladáme miestu v signále (a misfite), v ktorom rozdiely obálok, resp. fáz nadobúdajú najväčšie hodnoty, môžeme použiť *globálne* (globálne normované) časovo – frekvenčné misfity obálky $TFEM_{GLOB}$ a fázy $TFPM_{GLOB}$, ktoré sú definované podľa nasledovných vzťahov:

$$TFEM_{GLOB}(t, f) = \frac{A_{REF}(t, f)}{\max_{t, f}[A_{REF}(t, f)]} TFEM_{LOC}(t, f) \quad (8.8a)$$

$$TFEM_{GLOB}(t, f) = \frac{\Delta A(t, f)}{\max_{t, f}[A_{REF}(t, f)]} \quad (8.8b)$$

$$TFPM_{GLOB}(t, f) = \frac{A_{REF}(t, f)}{\max_{t, f}[A_{REF}(t, f)]} TFPM_{LOC}(t, f) \quad (8.9a)$$

$$TFPM_{GLOB}(t, f) = \frac{A_{REF}(t, f)}{\max_{t, f}[A_{REF}(t, f)]} \frac{\Delta \phi(t, f)}{\pi} \quad . \quad (8.9b)$$

Zo vzťahov (8.8a – 8.9b) je zrejmé, že globálne TF misfity obálky $TFEM_{GLOB}$ aj globálne TF misfity fázy $TFPM_{GLOB}$ sú v každom mieste časovo – frekvenčnej roviny normované faktorom $\max_{t, f}[A_{REF}(t, f)]$, t.j. takým (t, f) miestom referenčného signálu, v ktorom jeho obálka nadobúda maximálnu hodnotu. V tomto (t, f) bode maxima sa zároveň podľa vzťahu (8.9b) lokálny a globálny misfit obálky rovnajú. Práca (Kristeková, 2009) odporúča používať *globálne misfity* pre *kvantifikáciu celkovej úrovně nezhody* medzi referenčným a porovnávaným signálom.

Na základe TFA možno tiež definovať skalárne („single – valued“) misfity obálky EM a fázy PM vzťahujúce sa na referenčný signál podľa vzťahu

$$\begin{pmatrix} EM_{LOC}^{REF} \\ PM_{LOC}^{REF} \end{pmatrix} = \sqrt{\frac{\sum_f \sum_t |W_{REF}|^2 \left\| \begin{pmatrix} TFEM_{LOC}^{REF}(t, f) \\ TFPM_{LOC}^{REF}(t, f) \end{pmatrix} \right\|^2}{\sum_f \sum_t |W_{REF}|^2}} \quad (8.10)$$

8.3 Goodness-of-fit kritériá

V prípade, ak *preferujeme kvantifikáciu miery zhody* (na úkor lokálnej miery nezhody) medzi signálmi, je výhodné využívať tzv. goodness – of – fit kritériá (skrátene: GOF kritériá). GOF kritériá sú *založené na rovnakom princípe ako misfity*, t.j. „v pozadí“ sa „ukrýva“ časovo – frekvenčná reprezentácia signálu pomocou spojitej wavelet analýzy, *rozdiel* je však *v spôsobe vyhodnocovania výstupných dát*. Pri GOF kritériách kvantifikujeme mieru zhody obálok a fáz porovnávaných signálov pomocou priradenia číselnej hodnoty na zvolenej stupnici, ktorej kraje reprezentujú prípad úplnej zhody, resp. úplnej nezhody signálov. Na prevod medzi hodnotami časovo-frekvenčných misfitov obálky $TFEM$ a fázy $TFPM$ a časovo-frekvenčných GOF-ov obálky $TFEG$ a fázy $TFPG$ možno použiť nasledovné vzťahy (Kristeková, 2009):

$$TFEG(t, f) = A \exp \{ -|TFEM(t, f)|^k \} \quad , A > 0, k > 0 \quad (8.11)$$

$$TFPG(t, f) = A \{ 1 - |TFPM(t, f)|^k \} \quad (8.12)$$

kde parameter A kvantifikuje mieru zhody medzi dvoma obálkami v nasledovnom zmysle: Hodnota GOF-u obálky je rovná A , ak sa obálka misfitu rovná nule; parameter k určuje mieru citlivosti hodnoty GOF-u voči hodnote príslušného misfitu.

Voľba hodnôt A a k je empirická záležitosť. Ak za „defaultné“ hodnoty použijeme hodnoty: $A = 10$ (počet úrovní), $k = 1$, potom „prevodový“ vzťah medzi misfitmi a GOF-mi, ktorý je používaný pri analýze seizmických dát, možno nájsť v tab. č. 2.

Misfit (TFEM) <i>obálky</i>	Misfit (TFPM) <i>fázy</i>	Goodness – of – fit (GOF) kritérium	
		<i>numerická hodnota</i>	<i>slovné hodnotenie</i>
$\pm 0,00$	$\pm 0,0$	10	výborná zhoda
$\pm 0,11$	$\pm 0,1$	9	
$\pm 0,22$	$\pm 0,2$	8	
$\pm 0,36$	$\pm 0,3$	7	dobrá zhoda
$\pm 0,51$	$\pm 0,4$	6	
$\pm 0,69$	$\pm 0,5$	5	
$\pm 0,92$	$\pm 0,6$	4	uspokojivá zhoda
$\pm 1,20$	$\pm 0,7$	3	
$\pm 1,61$	$\pm 0,8$	2	
$\pm 2,30$	$\pm 0,9$	1	slabá zhoda
$\pm \infty$	$\pm 1,0$	0	

Tab. č. 2 Prevodové vzťahy medzi hodnotami misfitov obálky (TFEM) a fázy (TFPM) a hodnotami goodness – of – fit kritérií obálky (TFEG) a fázy (TFPG) používané v seizmológii. (Kristeková, 2009)

9 Výsledky diplomovej práce a diskusia

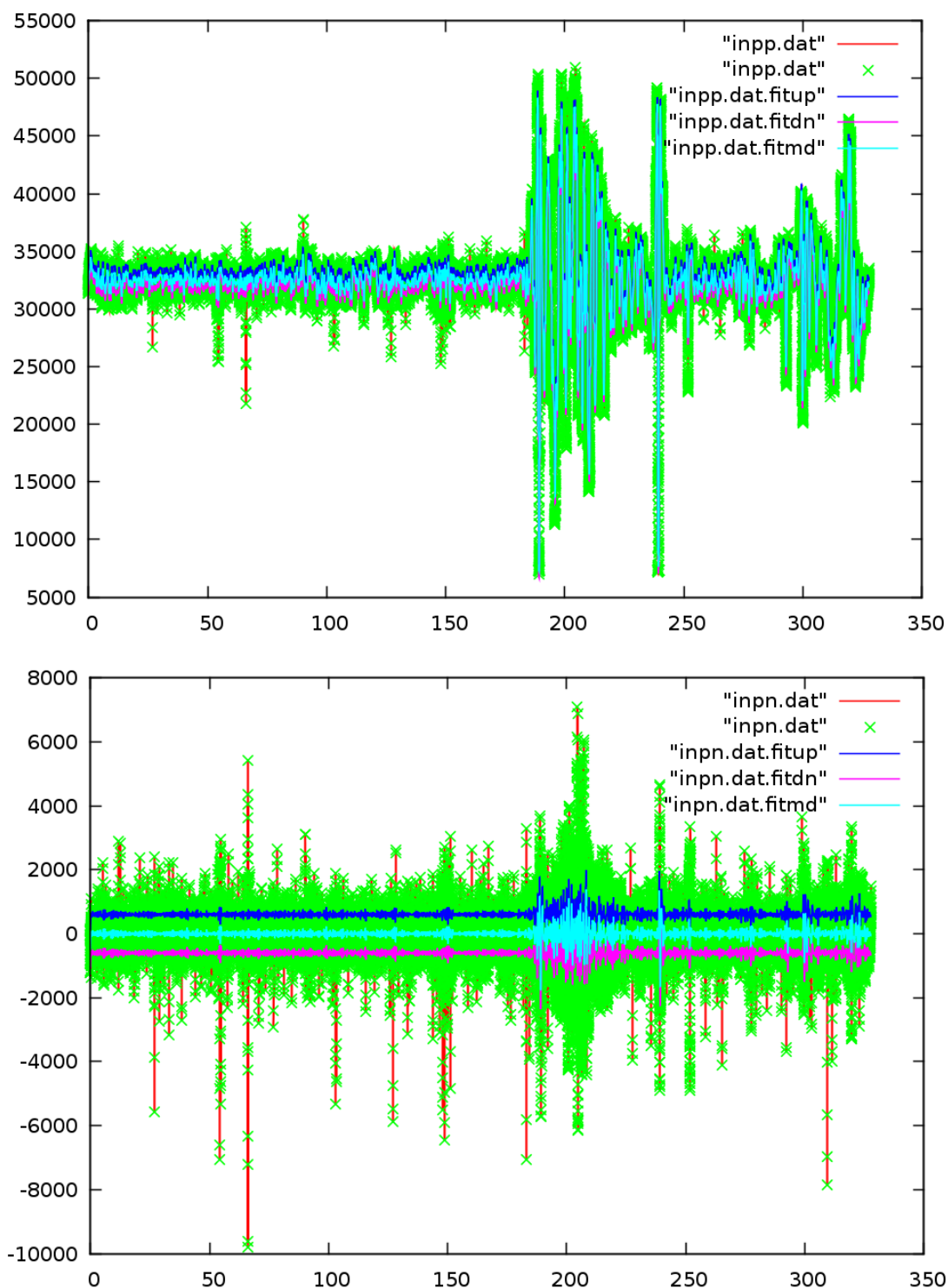
9.1 Predspracovanie signálu a metodika výberu tranzientov pre TFA

Pre časovo – frekvenčnú analýzu tranzientných javov Schumannových rezonancií bola vytvorená *databáza obsahujúca 22 tranzientných javov*. Časové záznamy signálu vertikálnej zložky podľa SchR z observatória AGO boli pred vizuálnym (manuálnym) prehľadávaním podrobené *predspracovaniu* („preprocessing“), ktoré spočívalo v *odstránení nízko-frekvenčnej zložky* (pod ~ 5 Hz) v signále SchR pomocou programu „Q-burst-finder“ (vyvinutého na KAFZM FMFI UK RNDr. Rosenbergom, PhD.; o funkcii programu bližšie pozri podkapitulu 6.3). Aplikácia programu na signál („balíček“) dlhý 65 536 vzoriek (327,68 s) zo dňa 26.6.2006 o 02:00 UT je na obr. 9.1. Z pôvodného signálu („inpp.dat“) vyobrazeného na hornom grafe bola odčítaná stredná zložka signálu „inpp.dat.fitmd“. Signál zbavený nízko-frekvenčnej zložky („inpn.dat“) je znázornený na dolnom grafe.

Výber tranzientných javov do databázy sa uskutočnil dvojkoľovo. V prvom kole bola vytvorená *širšia databáza* obsahujúca 60 tranzientných javov (pseudo)náhodným²⁸ výberom z rôznych mesiacov rokov 2004 – 2007 podľa kritéria kladených na tranzientné javy v časovej oblasti (podkapitola 6.2). Ako pomocné kritérium bolo ku každému tranzientu vyhotovené DFT spektrum. Každý tranzient bol vyrezaný (z dôvodu „výroby“ DFT spektra) do úseku o dĺžke 512 vzoriek (2,56 s) a boli *spoločne pozicionované* na minimum primárneho píku, ktorý je v poradí časového záznamu vždy 205-ta vzorka.

Zo širšej databázy boli vyčlenené tranzientné javy, u ktorých bolo podľa ich časového záznamu a DFT spektra diskutabilné, či ide o prírodný schumannovský tranzient, alebo umelý artefakt. Následne bola ostávajúca časť tranzientných javov rozdelená na tri skupiny. Každý tranzient dostal tiež svoje označenie v podobe dvojčíferného čísla tvaru Xx , v ktorom prvá číslica X označovala skupinovú príslušnosť a druhá číslica x daný tranzient z tejto skupiny. *Prehľadovú tabuľku o databáze* časovo – frekvenčne analyzovaných 22 tranzientných javov možno nájsť v **prílohe A**.

²⁸ Nešlo o náhodný výber v štatistickom pravom zmysle, pretože ako si čitateľ iste povšimne v tabuľke tranzientov v prílohe A, 10 z 22 tranzientov je z obdobia 1. – 10. septembra 2006. Táto „septembrová skupina“ tranzientov už bola frekvenčne (t.j. boli pre ne zhotovené fourierovské DFT spektrá) analyzovaná v diplomovej práci Andrey Böhmovej z roku 2007. Pri výbere tranzientov do konečnej databázy sme však prihliadali na to, aby tranzienty boli z rôznych rokov, z rôznych ročných období a z rôznych denných dôb.



Obr. č. 9.1 Odstránenie nízko-frekvenčnej zložky v signále vertikálnej elektrickej zložky poľa SchR pomocou programu Q-burst-finder na príklade záznamu z 26.6.2006, začínajúcom 02:00 UT a dlhom 327,68 s (65 536 vzoriek). Na hornom grafe je aplikácia na pôvodný signál (index „p“), na dolnom grafe opätovná aplikácia programu na „prefiltrovaný“ signál (index „n“). Vstupný signál („inpp.dat“) je vyznačený červenou farbou. Stredná zložka signálu („inpn.dat.fitmd“), o ktorú sa vstupný signál odčítava, je znázornená tyrkysovou farbou. Signály vykreslené s označeniami „fitup“ a „fitdn“ predstavujú hornú a dolnú hranicu, ktorú program využíva ako jedno z kritérií pri automatickom vyhľadávaní tranzientov (bližšie pozri podkapitolu 6.2). Na vodorovnej osi je čas (v sekundách), na zvislej osi relatívna amplitúda (v a.u. v rozsahu 65 536 jednotiek; na hornom grafe 0 zodpovedá 32 768 a.u., na dolnom grafe je už signál amplitúdovo stredovaný okolo nuly).

Prvá skupina tranzientných javov, nami pracovne nazvaná „obyčajné tranzienty“, obsahuje tranzientné javy, ktoré spĺňajú kritéria v časovej oblasti na tranzient kladené uvedené v podkapitole 6.2 (rozostup medzi primárnym a sekundárnym píkcom, útlm amplitúdy a disperzia sekundárneho píku a pod.) s prihliadnutím na kritéria tranzientu vo frekvenčnej oblasti (podkapitola 6.4). Táto skupina bola ďalej pracovne rozdelená na dve podskupiny: „obyčajné vzorové“ tranzienty (označenie: 1x, „učebnicovo“ spĺňajúce všetky hore uvedené predpoklady) a „obyčajné tranzienty“ (označenie: 4x), ktoré niektorú z časových charakteristík tranzientu síce vykazujú, ale nie na „takej úrovni“ ako podskupina „vzorových tranzientov“ (napríklad útlm amplitúdy sekundárneho je väčší než $1/2 \div 1/3$ amplitúdy primárneho píku).

Druhú skupinu tranzientných javov tvoria tzv. „dvojbursty“ (označenie: 2x). Týmto pracovným označením sme nazvali tranzientné javy, u ktorých je z časového záznamu (najmä z časového rozostupu medzi primárnym píkcom a „sekundárnym“ píkcom) evidentné, že ich nevyvolal jeden bleskový výboj, ale sekvencia krátko po sebe nasledujúcich samostatných bleskových výbojov.

Tretiu skupinu tvoria „pekuliárne tranzienty“ (označenie: 3x). Kritériá „pekuliarít“ tranzientov v časovej a frekvenčnej oblasti, podľa ktorých bola vytvorená táto skupina, sme podrobne uviedli v podkapitolách 6.2 a 6.4.

Výrezy časových priebehov jednotlivých horeuvedených skupín zamerané na úsek v časovom zázname s tranzientným javom (190- tá až 300 -tá vzorka) možno nájsť v **prílohe B**.

Je zaujímavé, že „obyčajné vzorové tranzienty“, hoci sú z rôznych období roka a rôznych častí dňa, kedy boli iné vodivostné pomery v ionosfére a iné polohy globálnych búrkových ohnísk (podkapitola 4.3) a tranzienty boli vyvolané bleskovými výbojmi s rôznymi hodnotami návratového prúdu (podkapitoly 4.1 a 4.2), sú si prekvapivo v časovom zázname veľmi podobné.

9.2 TFR tranzientných javov získané metódou CWT

Časovo – frekvenčné reprezentácie (TFR) vybraných tranzientných javov z 22-člennej databázy tranzientov (charakterizovaných v prílohe A) metódou spojitaj wavelet transformácie pri jej rôznych „variantoch“ (s / bez použitím metódy relokalizácie, lineárna (lin.) / logaritmická (log.) amplitúdová škála) a meniacom sa parametre Morletovho waveleta ω_0 sú vyobrazené v **prílohách C, D, E**. Všetky TFR boli počítané pomocou programu RCWT a vizualizované (vykresľované) pomocou programu „TF-Plot“, ktoré sú súčasťou programového

balíka „TF-SIGNAL“²⁹ (autorkou je Mgr. Miriam Kristeková, PhD. pôsobiaca na Geofyzikálnom ústavu SAV) vo verzii z 30. septembra 2006.

Na *TFA schumannovských tranzientných javov metódou CWT* sa ako *najvhodnejší ukázal Morletov wavelet* (vzťah 7.8). Zmenou jeho parametra ω_0 možno dosahovať zmenu rozlíšenia CWT v TF rovine (podkapitola 7.3).

V **prílohe C** v súslednosti uvádzame TFR všetkých 22 databázových tranzientov pri základnej voľbe parametra $\omega_0 = 6$, a to s aj bez aplikácie metódy relokalizácie a voľbou logaritmickú a lineárnu amplitúdovú škálu. Príloha je zostavená tak, aby na ľavej dvojstrane bola časová analýza (časový záznam celého 2,56 s záznamu obsahujúceho tranzient a 1,05 s výrez na úsek tranzientu) a frekvenčná analýza (DFT spektrum) tranzientu a na pravej dvojstrane výsledky časovo – frekvenčná analýzy jednotlivého tranzientu.

Zovšeobecnením TFR „obyčajných vzorových tranzientov“ (*Ix*) môžeme získať *TF vzor* („pattern“) typického „obyčajného tranzientu“, ktorý v *lin. amplitúdovej škále pripomína „vlas“*. Pre *TF vzor* je charakteristická *prítomnosť frekvencie ~ 8 Hz v celom „tele“ tranzientu od primárneho po sekundárny pulz*. Frekvencia 8 Hz trvá $0,6 \div 0,8$ s od nástupu primárneho pulzu (viditeľné v log. amplitúdovej škále bez použitia metódy relokalizácie), čo sa zhoduje so závermi práce (Ogawa, 2002). *Frekvencia ~ 8 Hz je amplitúdovo oddelená* (pripomína „korieň vlasu“) *od amplitúdovo rovnako silného vertikálneho stĺpca* (v lin. aj log. amplitúdovej škále) *prechádzajúceho cez frekvencie od 14 Hz po (rádovo) 40 Hz*. Amplitúda 8 Hz je v lin. škále menšia než amplitúda stĺpca. *Stĺpec s rádovo menšou amplitúdou v lineárnej aj logaritmickú farebnej škále pokračuje typicky nad 50 Hz až po 100 Hz*. Prítomnosť „očí“ na 50 Hz (u všetkých skupín tranzientov, nielen u skupiny *Ix*) je dôsledkom použitia hardvérového filtra, ktorý túto frekvenciu vyrezáva, čo napokon možno vidieť aj v DFT spektre. V lin. amplitúdovej škále sú viditeľné len prvé dva schumannovské módy (t.j. 8 Hz a 14 Hz), kým v log. škále možno sledovať vlastné módy rezonátora po 33 Hz, pričom u všetkých tranzientov skupiny *Ix* je ťažko rozoznateľný v TF rovine (ale i v DFT spektre!) mód 28 Hz. Trvanie módu 14 Hz ($0,3 \div 0,5$ s od nástupu primárneho pulzu) je kratšie ako trvanie módu 8 Hz. Nad sekundárnym pulzom sa vytvára výrazne amplitúdovo slabší sekundárny vertikálny stĺpec (v lin. škále nevýrazný) s „výškou“ od 14 Hz po 50 Hz. Metóda relokalizácie u lin. a log. amplitúdovej škály dobre lokalizuje

²⁹ Zdrojový kód programového balíka „TF-SIGNAL“ je voľne dostupný na stránke http://www.nuquake.eu/Computer_Codes/index.html.

frekvencie 8 a 14 Hz.

Od popísaného „typického“ TF obrazca obyčajných tranzientov sa niektoré tranzienty zo skupiny 1x odchyľujú. U tranzientu 14 (C9)³⁰ je mód 8 Hz v lin. škále rovnako amplitúdovo veľký ako amplitúda stĺpca. U tranzientov 13 (C7) a 14 (C9) sa vytvára aj terciárny stĺpec nad terciárnym pulzom, ktorý je dôsledkom príchodu vlny dvakrát obehnuvšej okolo Zeme na meráciu aparatúru a v log. škále je amplitúdovo porovnateľný so sekundárnym stĺpcom. U tranzientu 14 má však netypický tvar v prodobe prítomnosti 50 Hz „očí“ a výrazne zasahuje nad 50 Hz. Môže to byť dôsledkom „malého“ tranzientu v mieste minima terciárneho pulzu v časovej oblasti, ktorý pri selekcii tranzientu do databázy „bol prehliadnutý“ a práve v TFR „kričí“ (porovnaj s dole popísaným TF vzorom „dvojburstov“). U tranzientu 15 (C11) absentujú v log. škále módy nad 14 Hz a mód 8 Hz má v lin. škále nižšiu amplitúdu ako ostatné tranzienty zo skupiny 1x. Za zmienku tiež stojí prítomnosť 14 Hz v schumannovskom pozadí (v rozsahu 1,8 ÷ 2,5 s) viditeľných v log. škále u tranzientu 12 (C5).

Prínosom TFR metódou CWT je možnosť určiť dĺžku trvania „zavlnenia“ rezonátora v módoch 8 Hz a 14 Hz, čo pomocou DFT nezistíme. Prítomnosť vertikálneho stĺpca (prakticky) od 8 Hz až po 100 Hz potvrdzuje, že Q-burst je dôsledkom mimoriadne silného bleskového výboja, ktorý „rozozvučí“ rezonátor v celom schumannovskom frekvenčnom rozsahu.

Popísaný TF vzor „obyčajných tranzientov“ plne platí aj pre „nevzorové obyčajné tranzienty“ zo skupiny 4x. Z odlišností oproti „typickému“ TF vzoru je v lin. škále amplitúdovo nevýrazný mód 8 Hz u tranzientu 44 (C43) a 14 Hz u tranzientu 45 (C45). U tranzientu 42 (C39) absentuje „zavlnenie“ rezonátora na základnom móde 8 Hz za sekundárnym pulzom.

Typický TF vzor „dvojburstov“ (2x) predstavuje „zdvojenie“ TF vzorov „obyčajných tranzientov“. Inak povedané, to, čo platí pre jeden „obyčajný tranzient“, platí pre dva tranzienty („dvojbursty“) „dvojmo“. Typický takto popísaný TF vzor dvojburstov predstavuje tranzient 22 (C15). Vertikálny stĺpec druhého výboja môže byť v závislosti od amplitúdy tranzientov slabší, alebo silnejší než prvý stĺpec. V prípade dvojburstu 25 (C21) je porovaním jeho TFR s popísaným TF vzorom dvojburstov otázne, či druhý tranzient je „tranzientom“ a či nejde o umelú poruchu, pretože v TFR bleskového výboja druhého v poradí absentujú

30 Číslo strany v príslušnej prílohe.

schumannovské módy 8 Hz a 14 Hz.

Typickým TF vzorom „pekuliárnych tranzientov“ (3x) sú dva zdvojené TF vzory „obyčajných tranzientov“ (spoločný „korienok“ na 8 Hz a dva vertikálne stĺpce od 14 Hz po 100 Hz), avšak na rozdiel od „dvojburstov“ sú oba stĺpce v lin. aj log. škále amplitúdovo „takmer“ rovnako silné a druhý stĺpec je „vernou kópiu“ prvého. V log škále sú u všetkých „pekuliárnych tranzientov“ viditeľné módy až po 33 Hz.

Z uvedeného popisu sa vymykajú tranzienty 31 (C25) a 34 (C31), ktoré boli na základe časového priebehu označené pri tvorbe databázy tranzientov ako „pekuliárne“, avšak ich TFR použitím CWT ukázala, že nimi nie sú. V prípade tranzientu 31 je síce (výrazne amplitúdovo) prítomný základný schumannovský mód 8 Hz, avšak absentuje dvojestĺpcová štruktúra typická pre „pekuliárne tranzienty“. Ide pravdepodobne buď o „obyčajný tranzient“, ktorý z pre nás neznámych príčin nejaví známky útlmu sekundárneho a terciárneho pulzu, alebo o umelú poruchu „naloženú“ na „obyčajný tranzient“. U tranzientu 34 ide o obyčajný tranzient s malým útlmom sekundárneho pulzu (v lin. škále absentuje stĺpec nad sekundárnym pulzom, resp. je amplitúdovo rádovo menší než stĺpec nad primárnym pulzom).

„Pekuliárny tranzient“ 33 (C29) je vyvolaný (– CG) bleskovým výbojom (v časovom zázname majú pulzy opačnú polaritu), jeho TFR je však rovnaká ako u „pekuliárnych tranzientov“ (32, 35, 36) vyvolaných (+ CG) bleskovým výbojom. U tohto tranzientu je tiež výrazná zložka 50 Hz v lin. aj log. amplitúdovej škále jeho TFR v dôsledku nefunkčnosti hardvérového filtra pri meraní (podkapitola 5.2).

TFR „pekuliárnych tranzientov“ je v log. škále podobná TFR „blízkyh dvojburstov“ (tranzienty 22 a 23), rozdiel je však v lin. škále, kde druhý stĺpec je rádovo amplitúdovo slabší od prvého.

Ako bolo v úvode tejto podkapitoly spomenuté, zmenou parametra Morletovho waveletu ω_0 možno meniť časové a frekvenčné rozlíšenie v TF rovine. V **prílohe D** prezentujeme na vybraných tranzientoch z každej skupiny (13, 21, 26, 32) ich TFR, získané metódou CWT, pri parametroch $\omega_0 = 6, 10, 14$ a 20. Pre všetky tranzienty všeobecne platí, že so zvyšujúcim sa parametrom ω_0 dochádza k časovému „rozmazávaniu“ nízkych frekvencií (v schumannovskom prípade najmä 8 Hz a 14 Hz), t.j. k zhoršeniu ich časového rozlíšenia.

Kým v prípade „obyčajných tranzientov“ (ich reprezentantom je tranzient 13) zvyšovaním hodnoty parametra ω_0 „nezískavame“ novú informáciu z TFR (TFR sa

„rozmazáva“, mierne sa len pri použití relokalizácie v lin. aj log. škále zlepši „vizualizácia“ módov 14 Hz a 21 Hz pri $\omega_0 = 10$ a módov 21 Hz a 33 Hz pri $\omega_0 = 14$).

Naopak, z „amplitúdovo jednotvárneho“ stĺpca v rozsahu 14 Hz až 40 Hz sa pri postupnom zvyšovaní hodnoty parametra ω_0 u „blízkyh dvojburstov“ a „pekuliárnyh tranzientov“ „vynárajú“ postupne vyššie *schumannovské módy* (použitie $\omega_0 = 10$ „vynorí“ módy do 40 Hz, $\omega_0 = 14$ módy do 60 Hz a $\omega_0 = 20$ módy do 100 Hz), avšak (pri $\omega_0 = 14$) za cenu *straty časového rozlíšenia* prvých dvoch schumannovských módov (pod cca 20 Hz) a „čitateľnosti“ TF roviny vôbec. Pri $\omega_0 = 20$ „strácame informáciu“ o ďalšom schumannovskom móde 21 Hz. Výrazne sa „efekt strácania módov“ prejaví pri použití metódy reassignmentu, kedy sa módy „strácajú rýchlejšie“ (napríklad pri $\omega_0 = 20$ je TF rovina pod 30 Hz „nečitateľná“).

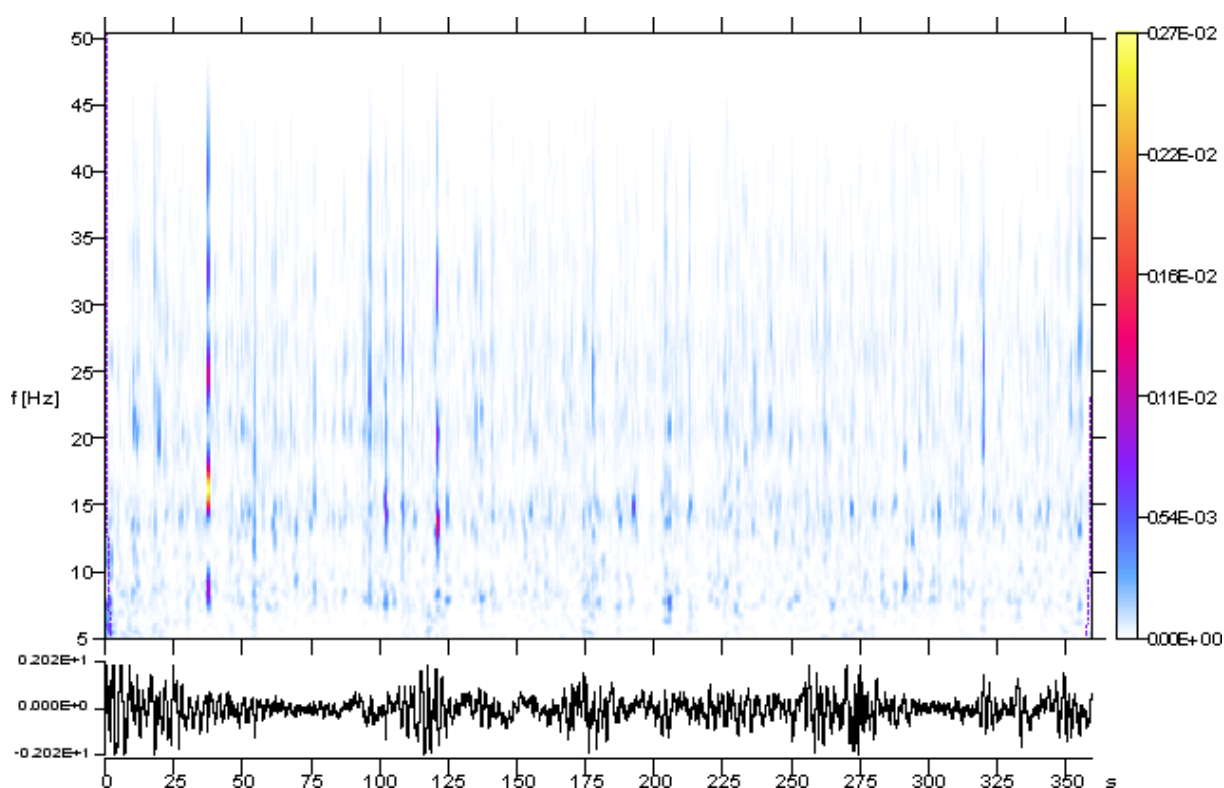
Empiricky bolo zistené, že efekt „vynárania sa“ schumannovských módov nad frekvenciou 50 Hz v TF rovine u „pekuliárnyh tranzientov“ a „blízkyh dvojburstov“ je najvýraznejší pri použití parametra $\omega_0 = 25$. Vtedy sa v TF rovine nad časovým úsekom obsahujúcim „pekuliárny tranzient“ (resp. „dvojburst“) medzi vertikálnymi stĺpcami objaví „prepážky“. Tento typický TF vzor, ktorý sa objaví len u „pekuliárov“ a „blízkyh dvojburstov“ pri aplikácii „vyšších“ parametrov ($\omega_0 = 20 \div 30$) Morletovho waveletu v log. amplitúdovej škále (a tiež pri použití metódy relokalizácie), sme nazvali „rebríkom“ a je dokumentovaný v **prílohe E**.

Naše tvrdenie, že tranzient 31 nie je „pekuliárnym tranzientom“, potvrdzuje aj skutočnosť, že v jeho prípade (E7) „rebríkovitá štruktúra“ nevznikne. Podobne „klasická rebríkovitá štruktúra“ nevzniká ani u tranzientu 34 (E9) a tiež u „dvojburstov“ 24 (E4; rozostup pulzov $\sim 0,4$ s) a 26 (E6; rozostup pulzov $\sim 0,3$ s). „Rebríkovitá štruktúra“ TFR (spolu s kritériom časového odstupu pulzov) môže byť *jedným z kritérií určovania „pekularity“* tranzientov.

Frekvencie „rebríkov“ sa zhodujú s píkmi v DFT spektre tranzientov (viď príloha C), a teda nemôže ísť o numerický výpočtový artefakt metódy CWT. Nie u každého tranzientu je však počet „prepážok“ v TFR a píkov v DFT spektre „schumannovský“ (v rozmedzí $50 \div 100$ Hz sa má v schumannovskom spektre tranzientu nachádzať 7 – 8 módov). Napríklad v prípade tranzientu 35 (E9) je tento počet len 6, kým v prípade „dvojburstu“ 22 (E5) až 9. Túto diskrepanciu nevieme vysvetliť.

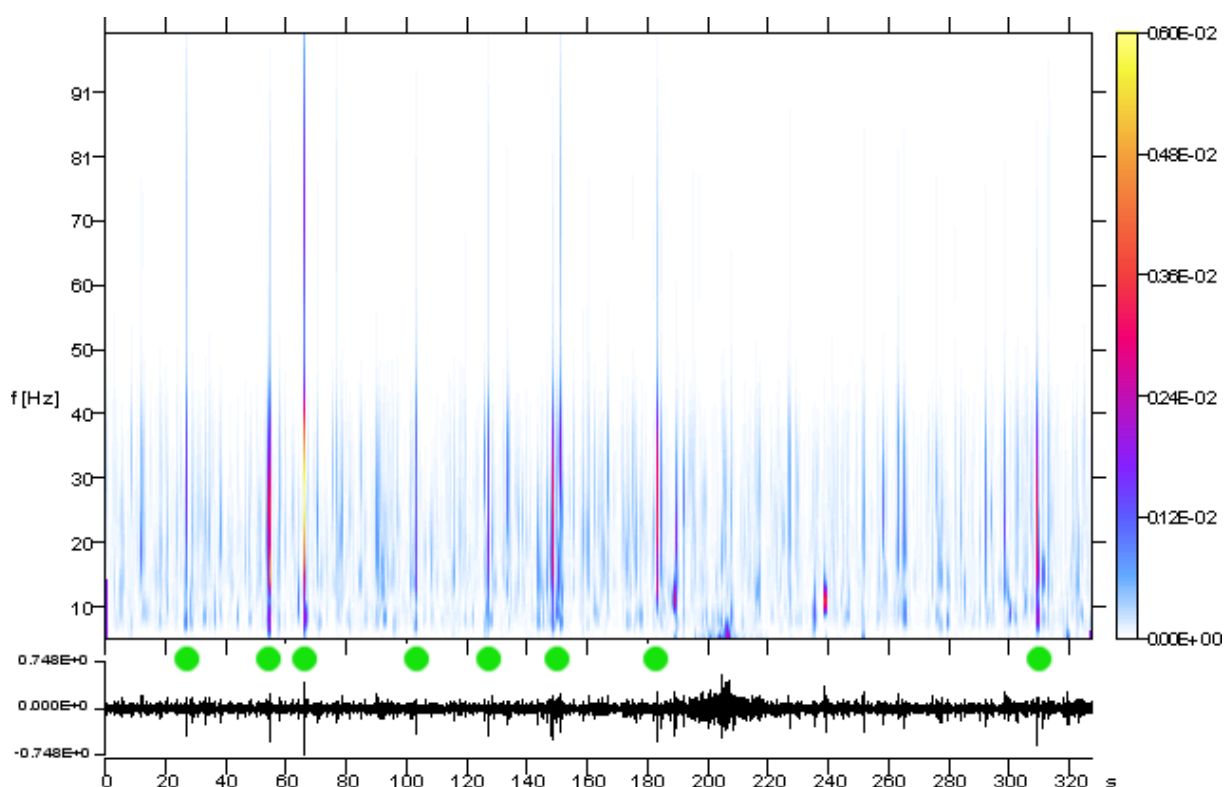
9.3 Ukážky iných využití aplikácie metódy CWT na signál SchR

- Metódu CWT sme aplikovali aj na *časovo dlhší signál* (celý „balíček“ o dĺžke 65 536 vzoriek a trvaní 327,68 s), v ktorom tranzienty „zaberajú“ len nepatrné úseky a dominuje v nich schumannovské pozadie (podkapitola 5.3). V TFR dlhšieho úseku pri výbere vyššej hodnoty parametra Morletovho waveletu ($\omega_0 = 20 \div 30$) možno rozoznať prvé tri (v niektorých úsekoch aj prvé štyri) schumannovské módy (obr. č. 9.2) a sledovať časový vývoj najnižších módov SchR v dlhších časových úsekoch signálu.



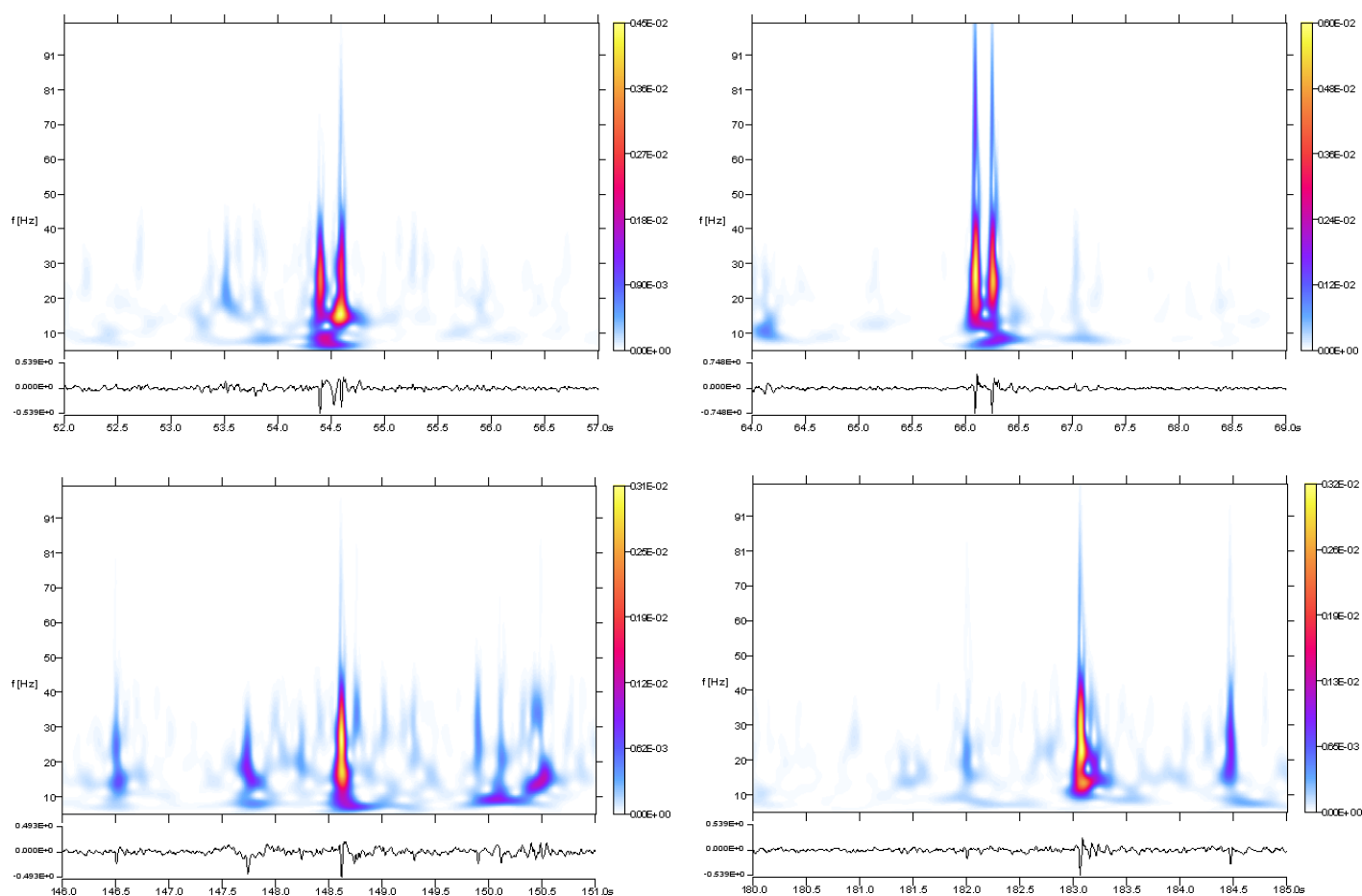
Obr. č. 9.2 TFR signálu zo dňa 8.9.2006 o 11:18 UT obsahujúceho 65 536 vzoriek (327,68 s) s využitím metódy CWT pri použití parametra Morletovho waveletu $\omega_0 = 25$ a lineárnej amplitúdovej škále (bez použitia relokalizácie). V TF rovine možno rozoznať módy 8 Hz (amplitúdovo menej výrazný oproti ďalším dvom módom), 14 Hz, 21 Hz a nepravidelne aj mód 28 Hz. Ako amplitúdovo najvýraznejší sa pre celý signál javí mód 14 Hz, čo však môže byť dôsledkom „rozmazania“ módu 8 Hz v čase pri vysokých hodnotách parametra ω_0 (viď príloha D). Pod TF rovinou je vykreslený časový priebeh analyzovaného signálu.

- Ďalším využitím aplikácie metódy CWT na signál SchR je možnosť *rýchlej vizuálnej detekcie* (ne)prítomnosti *tranzientných javov* v časovo *dlhom* (niekoľkokomínútovom) signále. Tranzient sa totiž v TF rovine v lin. aj log. amplitúdovej škále prejaví ako úzky stĺpec siahajúci od frekvencie základného schumannovského módu ~ 8 Hz nad pásmo 50 Hz (v závislosti od amplitúdy tranzientu i po 100 Hz), ktorý je amplitúdovo dominantný voči okolitému schumannovskému pozadiu. Ako najvýhodnejšie sa ukázalo pre tento účel použiť „základný“ parameter Morletovho waveletu $\omega_0 = 6$ pri zobrazení TFR v TF rovine s lin. amplitúdovou škálou (obr. č. 9.3, 9.4).



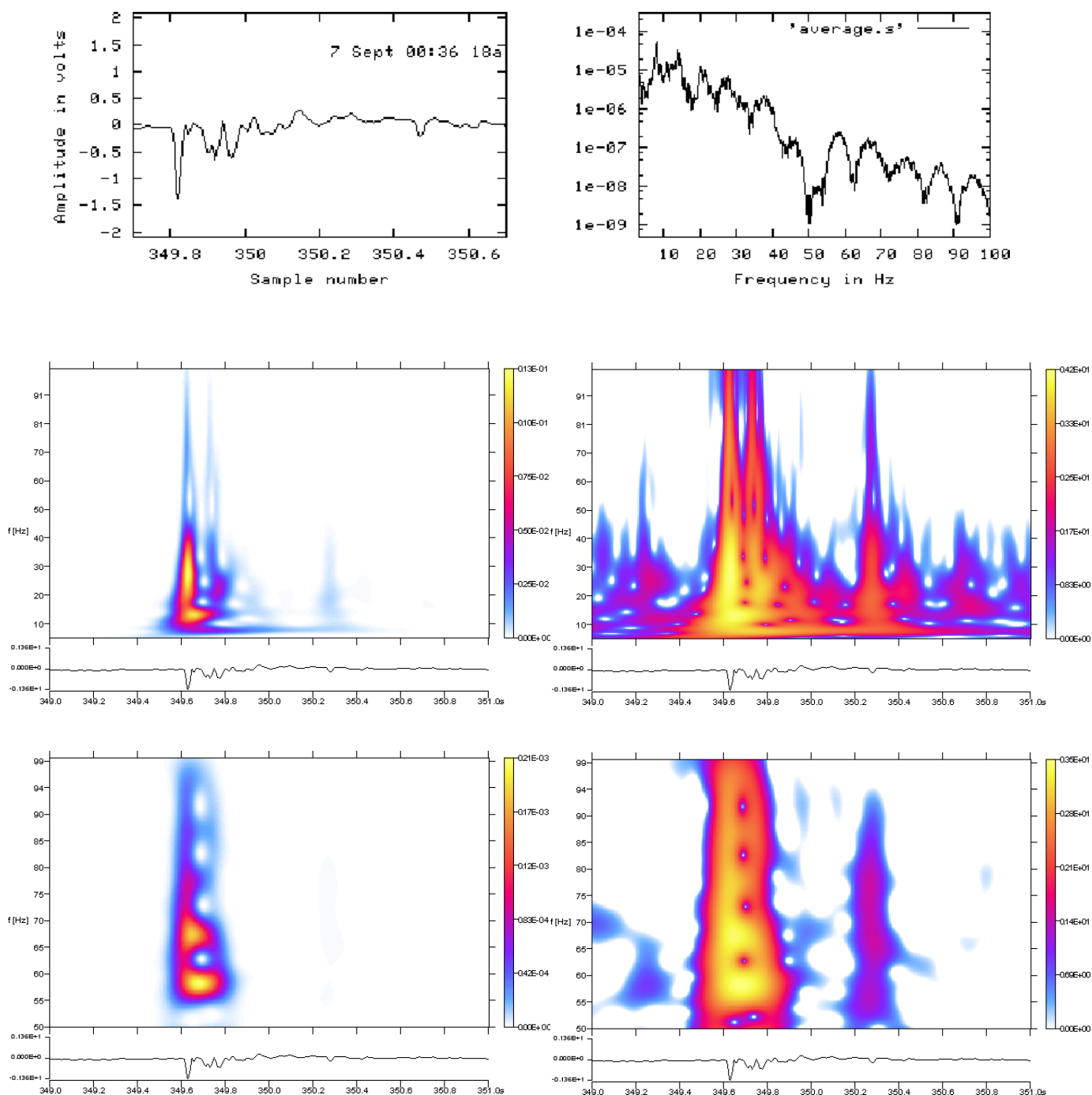
Obr. č. 9.3 TFR signálu zo dňa 26.6.2006 o 02:00 UT obsahujúceho 65 536 vzoriek (327,68 s) s využitím metódy CWT pri použití parametra Morletovho waveletu $\omega_0 = 6$ a lineárnej amplitúdovej škále (bez použitia relokalizácie). Zelené body sú umiestnené pod miestami v TF rovine, v ktorých sa vyskytuje TF vzor stĺpcovitej štruktúry charakteristický pre tranzientný jav. Pod TF rovinou je vykreslený časový priebeh signálu.

Pre potreby Oddelenia fyziky Zeme a planét KAFZM FMFI UK je navrhnutý spôsob rýchlejší než doterajšie manuálne vizuálne prehľadávanie časového záznamu. Nevylučujeme, že nami navrhovaný spôsob optického vyhľadávania tranzientov možno využiť aj na iných pracoviskách. Pre budovanie rozsiahlych databáz tranzientov pomocou automatických prehliadok signálu SchR sú však určite efektívnejšie spôsoby, založené napríklad na princípe neurónových sietí.



Obr. č. 9.4 Výrezy vybraných dvojsekundových úsekov TF roviny označené na obr. č. 9.3 zelenou bodkou. Z TF vzorov pre jednotlivé druhy tranzientných javov popísaných v podkapitole 9.2 je zrejmé, že sme detekovali rôzne druhy tranzientných javov (vľavo hore „dvojburst“, vpravo hore „pekuliár“, vľavo a vpravo dole „obyčajný tranzient“). Pod TF rovinou je vykreslený časový priebeh zobrazeného signálu.

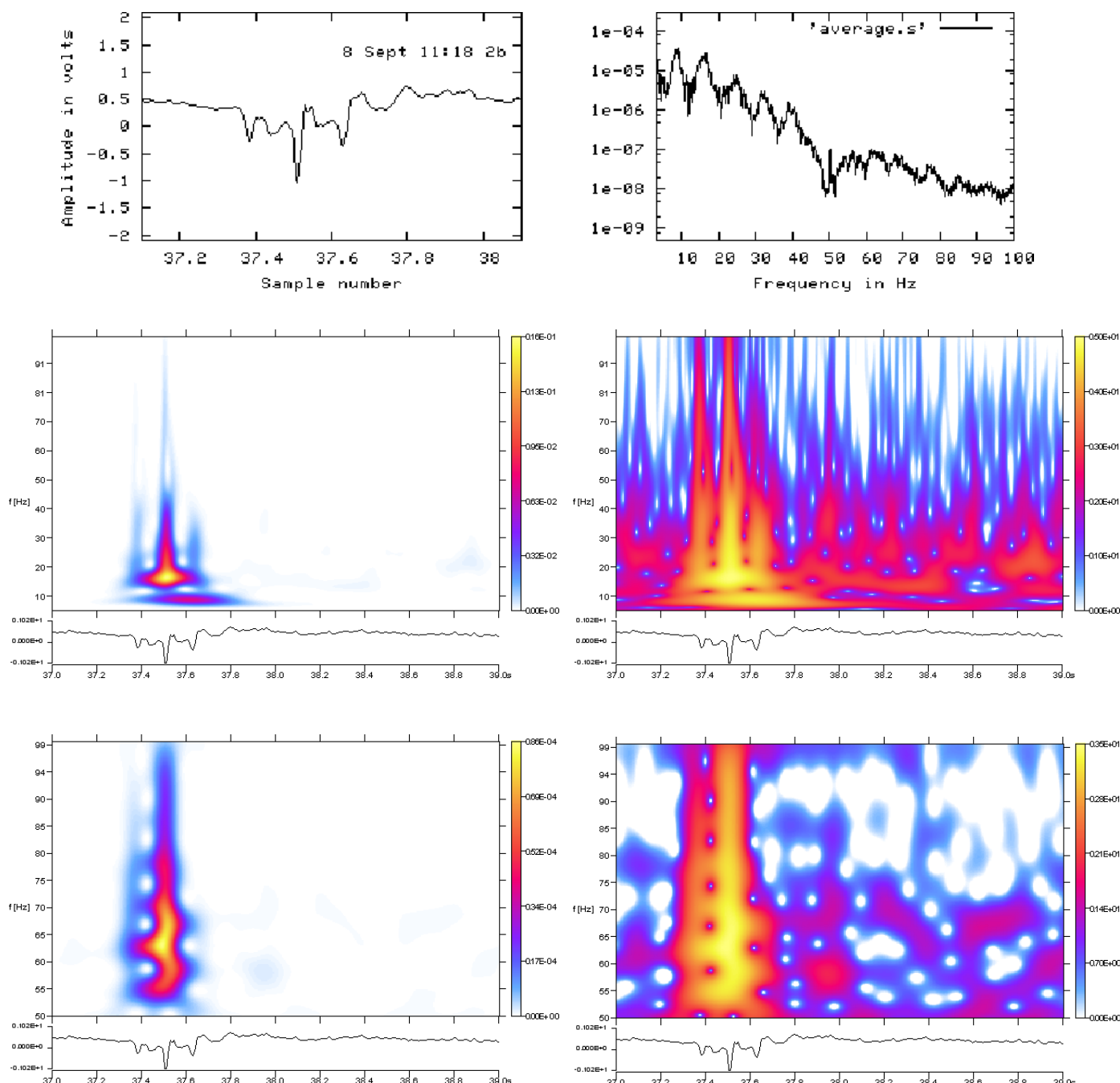
- Skutočnosť, že sme našli *TF vzory* pre jednotlivé skupiny tranzientných javov (podkapitola 9.2), možno využiť pri interpretácii časového záznamu signálu SchR, ak nevieme časovou analýzou, alebo / a súčasne frekvenčnou analýzou *potvrdiť ich prírodný tranzientný charakter* (t.j. nevieme určiť, či ide o schumannovský tranzient, alebo o umelý artefakt). Na ukážku možnosti využitia získaného poznatku o TF vzoroch uvádzame príklad dvoch (z celkovo piatich) javov v signále SchR, ktoré sú zaradené do skupiny „neinterpretovateľných“ („non-interpretable“) v prílohe D práce (Böhmová, 2007). TFR týchto javov pomocou CWT (obr. č. 9.5a, 9.5b) potvrdili ich tranzientný charakter a klasifikujeme ich ako „dvojbursty“.



Obr. č. 9.5a Tranzientný jav v schumannovskom zázname zo dňa 7.9.2006 o 00:41:49.8 UT nameraný na AGO Modra, ktorý na základe časovej a frekvenčnej analýzy bol v prílohe D práce (Böhmová, 2007) zaradený medzi „neinterpretovateľné javy“ („non-interpretable events“). TFR tohto javu, získané metódou CWT, porovnaním s nami určenými vzormi jednotlivých skupín tranzientných javov potvrdili jeho prírodný „dvojburstový“ charakter. Pod každou TF rovinou je vykreslený časový priebeh zobrazeného signálu.

Na hornom dvojobrázku je vľavo zobrazený časový priebeh tranzientného javu {k horizontálnej osi je nesprávne priradený popisok; správny popisok má znieť „Time [s] } a vpravo jeho DFT spektrum, ktoré je prebrané z práce (Böhmová, 2007, s. 107).

TFR získané metódou CWT bez použitia metódy relokalizácie sú zobrazené nasledovne: vľavo hore lin. amplitúdová škála ($\omega_0 = 6$), vpravo hore log. amplitúdová škála – obe vo frekvenčnom rozsahu $5 \div 100$ Hz; vľavo dole lin. amplitúdová škála ($\omega_0 = 6$), vpravo dole log. amplitúdová škála ($\omega_0 = 6$) – obe vo frekvenčnom rozsahu $50 \div 100$ Hz.



Obr. č. 9.5b Tranzientný jav v schumannovskom zázname zo dňa 8.9.2006 o 11:18:37.4 UT nameraný na AGO Modra, ktorý na základe časovej a frekvenčnej analýzy bol v prílohe D práce (Böhmová, 2007) zaradený medzi „neinterpretovateľné javy“ („non-interpretable events“). TFR tohto javu, získané metódou CWT, porovnaním s nami určenými vzormi jednotlivých skupín tranzientných javov potvrdili jeho prírodný „dvojburstový“ charakter. Pod každou TF rovinou je vykreslený časový priebeh zobrazeného signálu.

Na hornom dvojobrázku je vľavo zobrazený časový priebeh tranzientného javu {k horizontálnej osi je nesprávne priradený popisok; správny popisok má znieť „Time [s] } a vpravo jeho DFT spektrum, ktoré je prebrané z práce (Böhmová, 2007, s. 107).

TFR získané metódou CWT bez použitia metódy relokalizácie sú zobrazené nasledovne: vľavo hore lin. amplitúdová škála ($\omega_0 = 6$), vpravo hore log. amplitúdová škála – obe vo frekvenčnom rozsahu 5 ÷ 100 Hz; vľavo dole lin. amplitúdová škála ($\omega_0 = 6$), vpravo dole log. amplitúdová škála ($\omega_0 = 6$) – obe vo frekvenčnom rozsahu 50 ÷ 100 Hz.

9.4 Porovnávanie tranzientných javov pomocou časovo – frekvenčných misfitov

Časovo – frekvenčné misfity (definované v kapitole 8) sme využili na *porovnanie záznamov* vertikálnej zložky poľa SchR z *dvoch blízkyh observatórií* AGO a NCK (pripomeňme vzájomnú vzdialenosť: 103 km). Celkovo sme porovnali 4 spoločné záznamy z tretej dekády augusta 2007. Výber záznamov bol zvolený s ohľadom na dostupnosť dát z observatória NCK, keďže dáta už boli na KAFZM FMFI UK využité pre štúdium vzájomného vzťahu sprajtov a ich ELF záznamu. Dáta z oboch observatórií, obsahujúce úseky s tranzientnými javmi o dĺžke 1 024 vzoriek (5,12 s) a pozicionované (rovnako ako v prípade tranzientov z prílohy A) na amplitúdové minimum prvého pulzu v časovej oblasti, neboli podrobené predspracovaniu v podobe odstránenia nízkofrekvenčnej zložky, ako tomu bolo v prípade časových záznamov tranzientných javov použitých na TFA metódou CWT (pozri podkapitolu 9.1). Vzhľadom na odlišné vzorkovanie na observatóriách AGO a NCK sme museli signál z NCK (514,3 Hz) podvzorkovať na vzorkovaciu frekvenciu používanú na AGO (200 Hz), čím sme ale stratili určitú informáciu o jemnejšom rozlíšení v štruktúre signálu, ktorú signál vzorkovaný vyššou vzorkovacou frekvenciou poskytuje.³¹

Na výpočet časovo – frekvenčných misfitov a GOF-ov sme využili program „TF-MISFIT_GOF_CRITERIA“³² vo verzii zo dňa 30. septembra 2009 a na vykresľovanie misfitov a GOF-ov matlabovské skripty, ktoré nám mailom poskytla ich autorka Mgr. Miriam Kristeková, PhD., za čo jej úprimne ďakujeme.

Prehľad porovnávaných NCK verzus (vs.) AGO tranzientov možno nájsť v tab. č. 3 a simultánne porovnanie ich časových záznamov je v **prílohe F** (strany F2 a F3).

<i>Označenie tranzientov</i>	<i>Dátum</i> [deň.mesiac.rok]	<i>Čas tranzientu (AGO)</i> [XX ^{hod.} :YY ^{min.} :ZZ,Z ^{sek.}]
<i>a</i>	23.07.2007	23:40:49,7
<i>b</i>	23.07.2007	23:31:02,7
<i>c</i>	23.07.2007	23:28:58,7
<i>d</i>	23.07.2007	23:48:13,8

Tab. č. 3: Tabuľka tranzientov súčasne zaznamenaných na AGO a NCK, porovnávaných časovo – frekvenčnými misfitmi.

31 V princípe bol možný aj opačný prístup: signál z AGO prevzorkovať na vzorkovaciu frekvenciu NCK, tým by sme však do signálu z AGO vniesli „to, čo v ňom nie je“, pretože proces prevzorkovania na vyššiu vzorkovaciu frekvenciu sa deje pomocou interpolácie.

32 Programový balík je voľne dostupný na internetovej stránke www.nuquake.eu/Computer_Codes/index.html.

Lokálne a globálne misfity obálky TFEM a fázy TFPM a ich lokálne a globálne GOF-y obálky a fázy tranzientov z tab. č. 3 možno nájsť v **prílohe G**. Ako referenčné boli zvolené tranzienty namerané na AGO. V prílohe sú GOF-y zoradené „fyzicky“ pod príslušný misfit.

Pri *prepočte hodnôt misfitov na GOF-y* sme využili stupnicu používanú v seizmológii (tab. č. 2). Hoci jej priamočiara aplikácia na signály SchR nemôže byť zatiaľ štatisticky exaktne podopretá, „vyladenie“ miery zhody vhodným nastavením parametrov A a k (vzťahy 8.11 a 8.12) by si vyžiadalo vzájomne otestovať desiatky až stovky synchronizovaných signálov z viacerých staníc, čo presahuje možnosti diplomovej práce. *GOF-y* prezentované v tejto diplomovej práci *je preto nutné brať len ako ukážku iného prístupu k vyhodnocovaniu miery podobnosti dvoch signálov SchR*. V budúcnosti však počítame s pokračovaním výskumu v oblasti porovnávania signálov SchR z viacerých staníc pomocou TF misfitov, pričom nepochybne budeme musieť „otvoriť“ aj problematiku kalibrácie prevodov hodnôt misfitov na hodnoty GOF-ov.

Možno tiež vzniesť výhradu k objektívnosti *zvoleného kritéria pre spoločné pozicionovanie porovnávaných signálov*. Netvrdíme, že nami zvolené kritérium (synchronizácia podľa minima primárneho pulzu v časovej oblasti ako 235-ta vzorka v poradí) je jediné správne a možné. Motiváciou k výberu zvoleného kritéria pozicionovania bol fakt, že minimum primárneho pulzu je „fyzikálne dobre definovaný bod“, ktorý je navyše ľahko rozpoznateľný v časovom zázname. Pri *neexistencii spoločnej vzorkovacej frekvencie medzi observatóriami* a rozdielnych meracích sekvenciách (niektoré observatóriá ako napr. AGO merajú „kvázikontinuálne“, iné len v určitý čas dňa) vždy bude nutné nejaké kritérium spoločného pozicionovania zvoliť a máme za to, že pre túto prácu nami zvolené kritérium je fyzikálne prípustné a akceptovateľné, čo napokon potvrdzujú aj prezentované výsledky misfitov. V pokračovaní výskumu misfitov sa budeme ďalej a podrobnejšie venovať výberu optimálneho kritéria pre pozicionovanie prevzorkovaných simultánne zaznamenaných signálov SchR.

Z misfitov tranzientov uvedených v prílohe G možno určiť niekoľko spoločných črt signálov (tranzientov) zaznamenávaných na AGO a NCK.

V signáli z observatória AGO bola silne zastúpená frekvenčná zložka 50 Hz pochádzajúca z verejnej elektrovodnej siete, a to v dôsledku poruchy hardvérového filtra v období merania. Prejavilo sa to v globálnom misfite obálky u tranzientov a , b (u oboch miera

nezhody do + 20%³³) a u všetkých tranzientov v lokálnom misfite obálky (miera nezhody rádovo + 100%). Keďže hardvérový filter nikdy úplne nevyreže frekvenciu 50 Hz z meraného signálu, v malej amplitúde sa táto frekvencia nachádza aj v signále z NCK. Pozicionovaním signálov nastal fázový posun medzi zložkou 50 Hz prítomnou v oboch signáloch, čo sa zreteľne prejavilo ostrými farebnými rozhraniami (indikujúcimi striedanie fáz) v lokálnych misfitch fazy, ale i v globálnych misfitch fazy u tranzientov *b* , *c*.

Obálka základného schumannovského módu (~ 8 Hz) v tele tranzientov (medzi primárnym a sekundárnym pulzom) je amplitúdovo výraznejšia u tranzientov zaznamenaných na NCK od - 15% (*a*) po - 30% (*c*) u globálne normovaných misfitov a od - 20% (*c*) po - 50% (*d*) u lokálne normovaných misfitov. Naopak, vo frekvenčnom pásme $\sim 30 \div 45$ Hz v obálke amplitúdovo dominujú tranzienty z AGO, a to od + 20% (*d*) po + 80% (*c*) u globálne normovaných misfitov a od + 70% (*a*) po + 150 $\div$ > 200 % (*c*) u lokálne normovaných misfitov. Rozdiely v obálkach simultánne zaznamenaných tranzientov na AGO a NCK možno vysvetliť rôznymi parametrami meracej aparatury, rôznym zosilnením vstupného signálu a pod. Vyše 200% miera nezhody medzi obálkami tranzientov *d* (pri lokálnom normovaní) je dôsledkom umelého doplnenia časového záznamu o 69 vzoriek na jeho konci, keďže v tomto mieste bola medzera v zázname NCK.

Fázová zhoda (globálne aj lokálne normovaná) medzi tranzientami *a* , *d* je „takmer úplná“ až po frekvenciu ~ 30 Hz. U tranzientov *b* , *c* je globálne normovaná fázová nezhoda do + 10%. Amplitúdovo výrazné fázové posuny (pri lokálnom normovaní) medzi signálmi z AGO a NCK sú vo frekvenčnom rozsahu $50 \div 100$ Hz. V prípade tranzientov *b* , *c* pri použití lokálneho normovania nastáva fázový posun do + 10 Hz na prvých troch schumannovských módoch (8 Hz, 14 Hz a 21 Hz). Fyzikálnu príčinu tohto fázového posunu nepoznáme.

Využitie misfitov pri vzájomnom porovnávaní tranzientných javov bolo testované aj na *signáloch obsahujúcich úseky s tranzientnými javmi zachytených len na jednom observatóriu* (AGO). Účelom bolo zistiť, či a ako sa od seba vzájomne líšia tranzienty z rôznych časových období (zaznamenaných za rôznych vodivostných pomerov v ionosfére, rôznej konfigurácii globálnej búrkovej činnosti a pod.) zachytené na rovnakej meracej stanici. Na tento účel sme

33 Kladná (+) hodnota znamená väčšiu amplitúdovú hodnotu danej frekvenčnej zložky v porovnávanom signále oproti referenčnému signálu, záporná (-) hodnota naopak menšiu amplitúdovú hodnotu. Keďže referenčným signálom je signál z AGO, + potom znamená väčšiu amplitúdu určitej frekvenčnej zložky v signále z NCK oproti AGO.

využili databázu tranzientov z prílohy A. V každej skupine tranzientného javu sme zvolili jeden tranzient ako referenčný (boli to tranzienty: 13, 32, 21) a s ním sme následne porovnávali tranzienty patriace do rovnakej skupiny a následne referenčné tranzienty medzi sebou. Vybrané prípady porovnávania tranzientov z jednej stanice sú uvedené v **prílohe H**.

Pri vzájomnom porovnávaní dvoch „obyčajných vzorových tranzientov“ 11 vs. 13 mal porovnávaný tranzient 11 o – 20% menšiu amplitúdu obálky v módoch 8 Hz a 14 Hz (pri globálnom normovaní; pri lokálnom normovaní o ~ – 30%) než referenčný tranzient 13. Globálna i lokálna zhoda vo fáze bola do cca 30 Hz veľmi uspokojivá (– 5% nezhoda v základnom móde pri globálnom normovaní a – 10% nezhoda v rovnakom móde pri lokálnom normovaní). Pre lokálny misfit obálky aj fázy u „obyčajných tranzientov“ platí, že vyššie hodnoty nezhody nastávajú vo frekvenčnom pásme nad 30 Hz a v miestach časovo odľahlejších od primárnych pulzov. Naopak, „biele miesta“ v TF rovine sa nachádzajú (prevažne) nad primárnymi pulzami a vo frekvenčnom rozsahu do 30 Hz.

Pri porovnaní dvoch „dvojburstov“ je dôležitým faktorom časový rozostup medzi dvoma tranzientami; do prílohy H sme zvolili misfitové porovnanie dvoch „blízkyh dvojburstov“ 22 vs. 21. Všetky štyri TF roviny (lokálny i globálny misfit obálky a fázy) sú štruktúrou odlišné od TF rovín porovnania dvoch obyčajných tranzientov. V TF rovine s vykresleným globálne normovaným misfitom obálky sú rozlíšiteľné posuny v amplitúdach prvých troch schumannovských módov do $\pm 70\%$, ktoré zodpovedajú časovému posunu sekundárnych tranzientov v časovom zázname. V globálnom misfite fázy je + 20% posun na frekvencii 8 Hz v dôsledku časového posunu medzi sekundárnym tranzientom prvého a druhého dvojburstu. Relatívne dobrá zhoda (prítomnosť bielej farby v TF rovine) však ostáva zachovaná v oblasti TF roviny nad primárnymi pulzami lokálnych misfitov obálky aj fázy vo frekvenčnom rozsahu do 15 Hz. Túto zhodu možno chápať ako akúsi „poistku“ dobrého pozicionovania tranzientov.

Do výberu prílohy H sme pri porovnaní dvoch „pekuliárnych tranzientov“ zámerne zvolili misfit medzi tranzientami opačnej polarity 33 (vyvolaný (– CG) výbojom) vs. 32 (vyvolaný + CG výbojom). Opačná polarita sa prejavila v „striedaní fáz“ módov 14 Hz a 21 Hz (viditeľnom v podobe ostrého prechodu medzi farbami stojacimi na opačnom konci farebnej škály fázového posunu) v globálnom aj lokálnom misfite fázy. V oboch tiež vidno zaostávanie módu 8 Hz v tranziente 33 voči referenčnému tranzientu 32.

Porovnanie medzi „pekuliárnym tranzientom“ 33 a „obyčajným tranzientom“ 13

ukázalo istú podobnosť s misfitmi dvoch „obyčajných tranzientov“, avšak s výraznejšími hodnotami nezhody v (lokálne i globálne normovaných) obálkach aj fázach na troch najnižších schumannovských módoch.

Zo zistených charakteristík rozdielov medzi simultánne zaznamenanými tranzientami na observatóriách AGO a NCK (príloha G) a porovnaní tranzientov z rôznych skupín zaznamenaných na observatóriu AGO získaných pomocou časovo – frekvenčných misfitov obálky a fázy však *nemožno vyvodzovať ďalekosiahle závery* (preto tak ani nečiníme) a vo výskume časovo – frekvenčných odlišností medzi schumannovským signálom prijímaným na jednom či viacerých observatóriách súčasne je potrebné naďalej intenzívne pokračovať.

Stupeň rozdielnosti medzi úsekmi obsahujúcimi tranzientné javy možno vyjadriť aj pomocou skalárnych („single-valued“) misfitov obálky *EM* a fázy *PM* (vzťah 8.10). Výsledky skalárnych misfitov *EM* a *PM* pre simultánne zaznamenávané úseky obsahujúce tranzientné javy z tab. č. 3 sú zhrnuté v tab. č. 4.

<i>Označenie tranzientov</i>	<i>skalárny misfit obálky EM [%]</i>	<i>skalárny misfit fázy PM [%]</i>
<i>a</i>	61 %	31 %
<i>b</i>	42 %	22 %
<i>c</i>	56 %	23 %
<i>d</i>	70 %	28 %

Tab. č. 4 Hodnoty skalárnych („single-valued“) misfitov obálky *EM* a fázy *PM* pre simultánne zaznamenané tranzientné javy (z tab. č. 3) na observatóriách AGO a NCK, analyzované v prílohe G. Percentuálne hodnoty sú matematicky zaokrúhlené na celé čísla.

Podobne boli vypočítané aj skalárne misfity *EM* a *PM* pre vzájomné porovnania v rámci skupín „obyčajných vzorových tranzientov“ a „obyčajných tranzientov“ z prílohy A, v rôznych časoch nameraných na observatóriu AGO. Výsledky ukazujú tab. č. 5 a tab. č. 6.

<i>Označenie tranzientov</i>	<i>skalárny misfit obálky EM [%]</i>	<i>skalárny misfit fázy PM [%]</i>
<i>12 vs. 13</i>	23 %	17 %
<i>14 vs. 13</i>	28 %	16 %
<i>15 vs. 13</i>	56 %	18 %
<i>41 vs. 44</i>	53 %	34 %
<i>42 vs. 44</i>	57 %	30 %
<i>43 vs. 44</i>	56 %	33 %
<i>45 vs. 44</i>	81 %	32 %

Tab. č. 5 Hodnoty skalárnych („single-valued“) misfitov obálky *EM* a fázy *PM* pre vzájomné porovnania tranzientných javov zo skupín „obyčajných vzorových tranzientov“ a „obyčajných tranzientov“ (z prílohy A), zaznamenaných na observatóriu AGO. Percentuálne hodnoty sú matematicky zaokrúhlené na celé čísla.

<i>Označenie tranzientov</i>	<i>skalárny misfit obálky EM [%]</i>	<i>skalárny misfit fázy PM [%]</i>
<i>11 vs. 13</i>	25 %	16 %
<i>22 vs. 21</i>	55 %	48 %
<i>32 vs. 13</i>	60 %	43 %
<i>33 vs. 32</i>	50 %	72 %

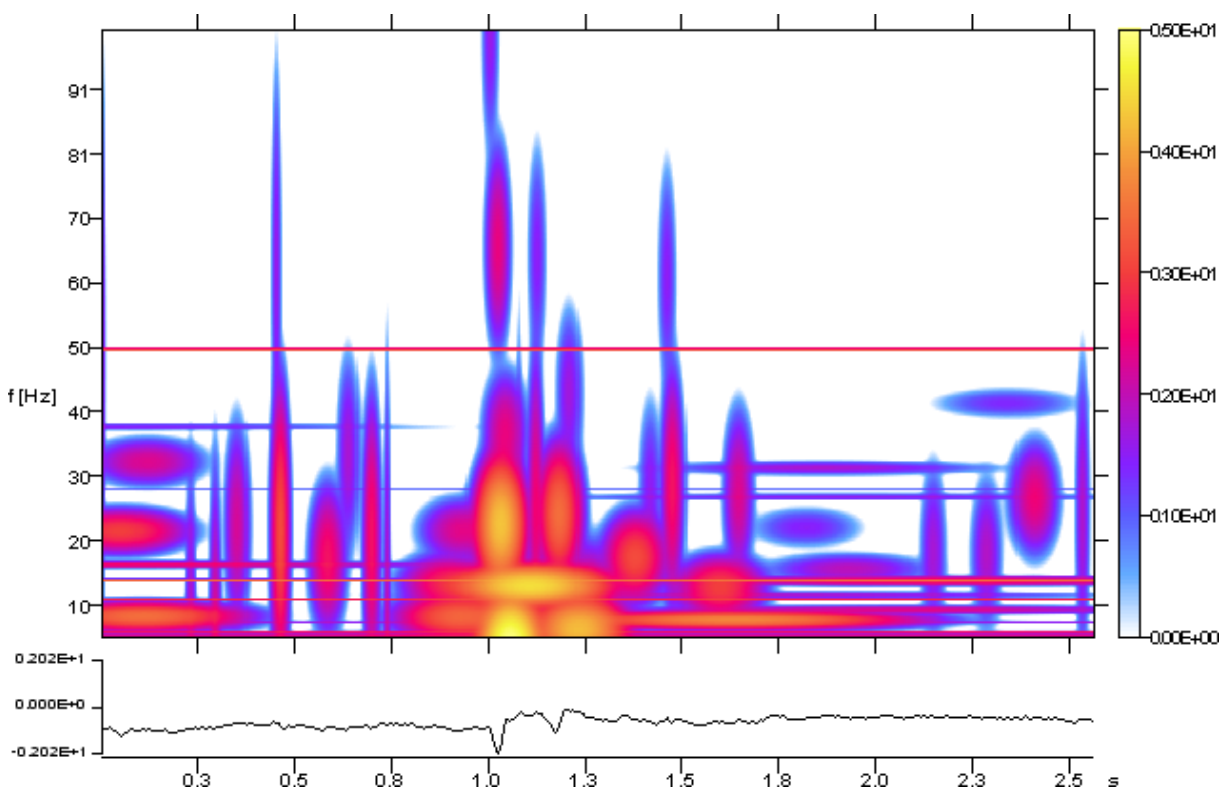
Tab. č. 6 Hodnoty skalárnych („single-valued“) misfitov obálky *EM* a fázy *PM* pre vzájomné porovnania tranzientných javov z rôznych skupín (z prílohy A), zaznamenaných na observatóriu AGO a analyzovaných v prílohe H. Percentuálne hodnoty sú matematicky zaokrúhlené na celé čísla.

Hodnoty misfitov obálok medzi tranzientami z tab. č. 4, tab. č. 5 a tab. č. 6 nemá zmysel vzájomne porovnávať, vzhľadom na rozdielnosť parametrov prijímacích aparátúr, ktoré výrazne obálku signálu ovplyvňujú. Pohľad na výsledky skalárnych misfitov fázy uvedených v tab. č. 4 (vzájomné porovnanie AGO a NCK tranzientov) a v prvej časti tab. č. 5 (vzájomné porovnanie „obyčajných vzorových tranzientov“ z AGO) je však hodný komentára, pretože nižšie, resp. porovnateľné percentuálne hodnoty (čiže menšiu nezgodu) vykazujú *tranzienty* z rôznych časových období. Môže to indikovať malú fázovú rozdielnosť (všetkých) „obyčajných

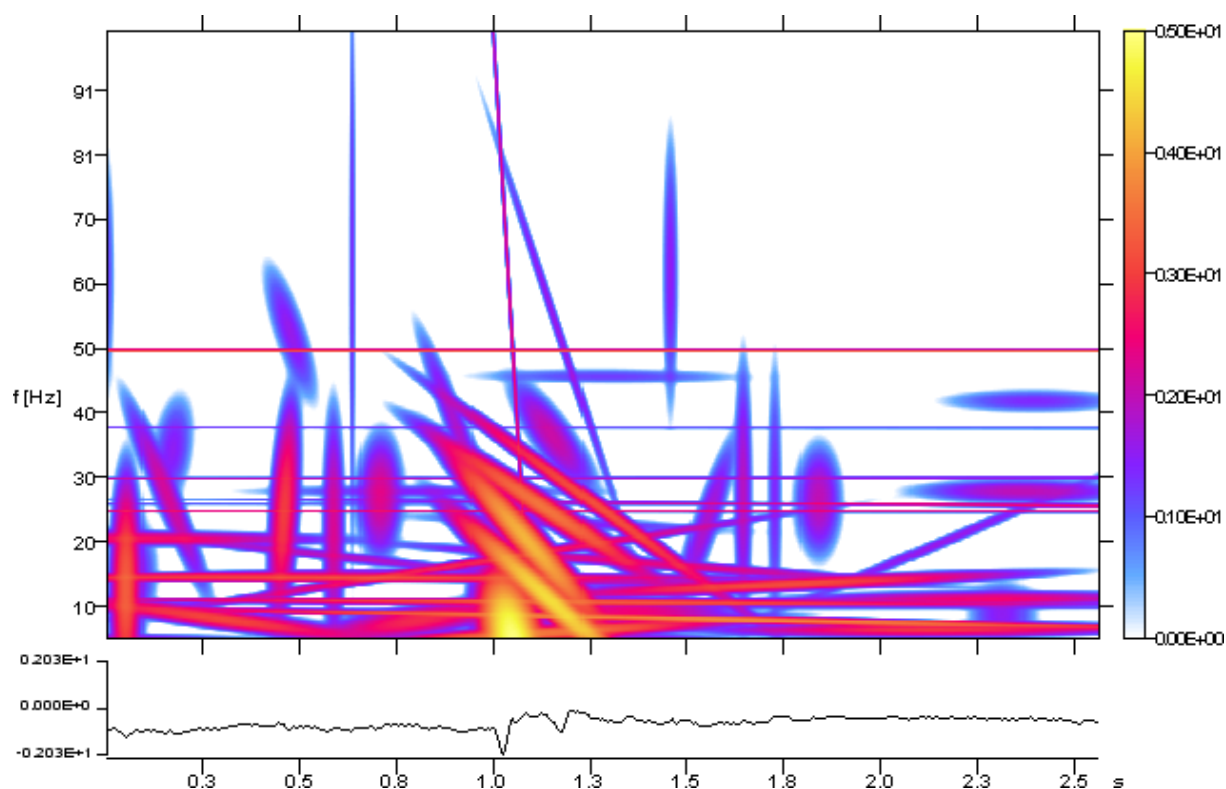
tranzientov“ navzájom, ale tiež to môže byť dôsledkom absencie predspracovania v podobe odstránenia nízko-frekvenčnej zložky signálu u tranzientov z tab. č. 3, alebo tiež prítomnosťou fázovo nekoherentného šumu (obklopujúceho tranzientný úsek; ten samotný tvorí len cca 100 vzoriek z celého 512 vzorkového porovnávaného záznamu), či dôsledkom fázového posunu vzniknutého prevzorkovaním signálu z NCK.

9.5 TFR tranzientných javov získané metódou MPD

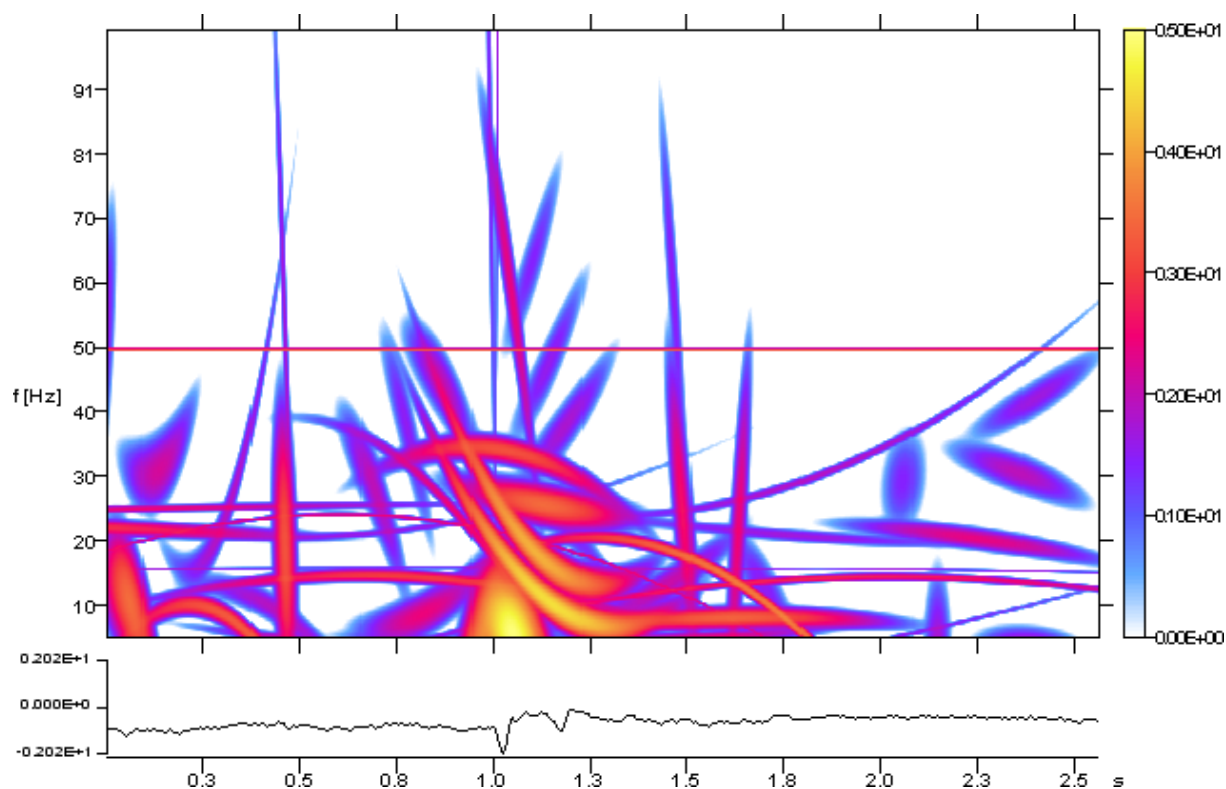
Pre vybrané tranzienty z tab. č. 3 bola získaná ich TFR pomocou metódy MPD. Pre výpočet MPD boli použité programy „MPD_2“ a „BK2WD“ z programového balíka „TF-SIGNAL“. TFR boli vizualizované pomocou programu „TF-Plot“. Príklady TFR tranzientu *c* z observatória AGO pri použití obyčajného („ordinary“), lineárneho („linear“) a kvadratického („quadratic“) slovníka časovo – frekvenčných atómov sú na obr. č. 9.6a – c.



(a) obyčajný slovník



(b) lineárny slovník



(c) kvadratický slovník

Obr. č. 9.6a – c TFR tranzientu c (z tab. č. 3) z observatória AGO získaná metódou MPD pri použití rôznych slovníkov časovo – frekvenčných atómov a vykreslení v logaritmickéj amplitúdovej škále.

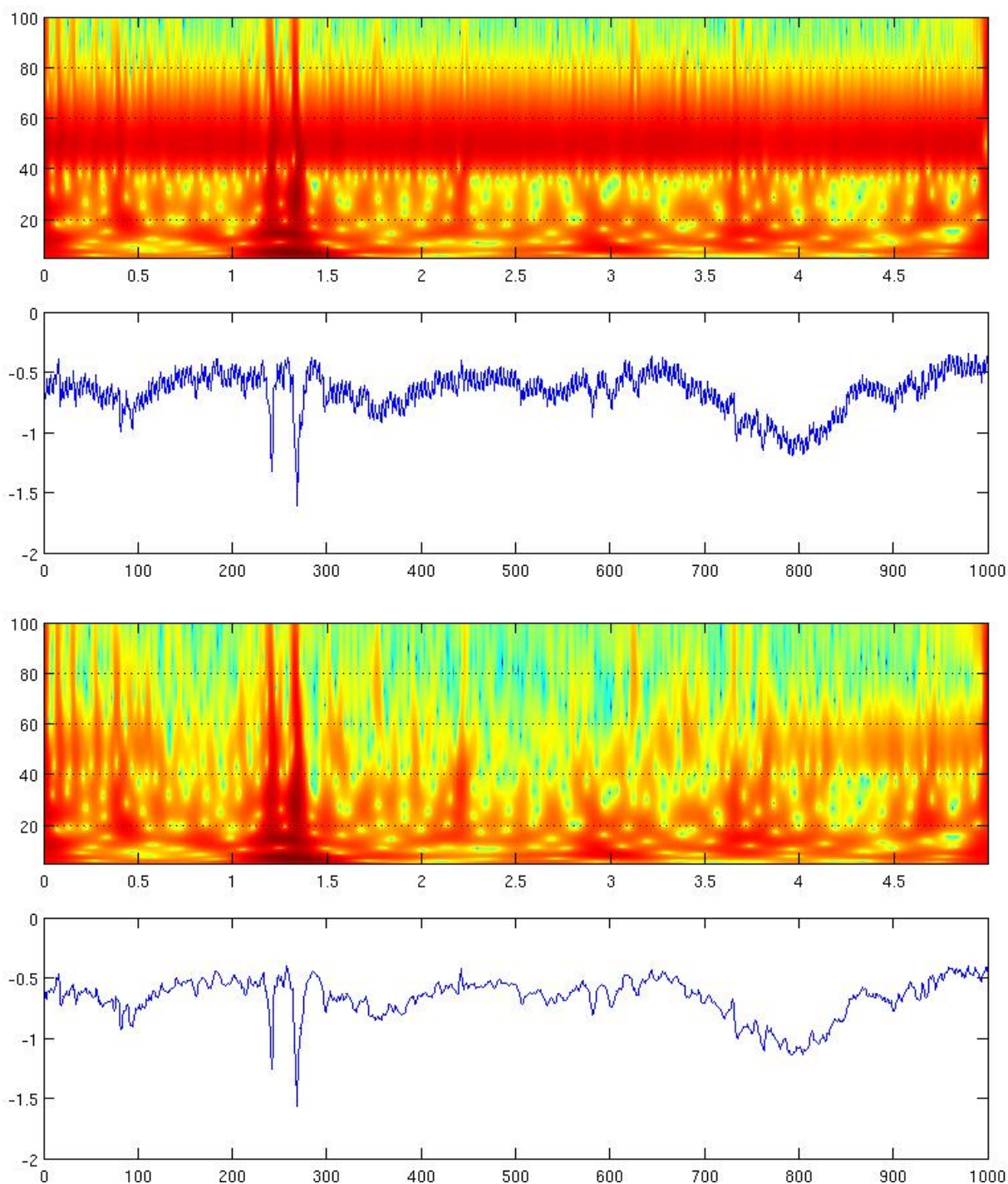
Interpretácia TFR získaná metódou MPD je náročná, pričom nie je zrejmé, či a ak áno, ktoré časovo – frekvenčné atómy získané dekompozíciou signálu majú fyzikálnu interpretáciu, a ktoré sú len „matematickým rozkladom“. Nahliadnutím do knihy štruktúry MPD tranzientu *c* z observatória AGO (obr. č. 9.7) možno jednoznačne fyzikálne interpretovať len atóm 50 Hz.

N	<RnF,G_gama,fi>	scale [s]	position [s]	frequency [Hz]	Fi [rad]	K_gamma,fi
1	14.7023	5.12000	0.00000	0.976562E-01	2.48380	1.11266
0.00000	0.00000					
2	3.67131	5.12000	0.00000	0.292969	2.82290	1.33351
0.00000	0.00000					
3	2.49556	0.102654	1.05699	3.57560	-0.235485	1.86774
0.00000	0.00000					
4	1.77867	5.12000	0.00000	1.26953	2.61409	1.38568
0.00000	0.00000					
5	1.38218	0.249426	1.10844	13.0096	1.41699	1.41421
0.00000	0.00000					
6	1.13628	5.12000	0.00000	2.05078	2.14379	1.39456
0.00000	0.00000					
7	1.06310	0.801035E-01	1.03144	22.6588	1.86774	1.41421
0.00000	0.00000					
8	0.973895	0.151846	1.23300	6.19642	2.49060	1.41179
0.00000	0.00000					
9	0.839018	5.12000	0.00000	0.488281	2.90790	1.37645
0.00000	0.00000					
10	0.675784	0.448219	0.851371	3.39912	2.84171	1.41421
0.00000	0.00000					
11	0.557492	0.585619	1.63711	7.66691	-2.34183	1.41421
0.00000	0.00000					
12	0.419702	5.12000	0.00000	50.0000	-1.12119	1.41421
0.00000	0.00000					
13	0.421932	0.729231E-01	1.18450	24.1685	0.146414	1.41421
0.00000	0.00000					
14	0.381810	5.12000	0.00000	13.9648	-1.65995	1.41338
0.00000	0.00000					
15	0.419893	0.747523	0.909227E-01	2.97691	-1.12815	1.40420

Obr. č. 9.7 Náhľad do knihy štruktúry MPD tranzientu *c* pri použití obyčajného slovníka časovo – frekvenčných atómov. Jednoznačnú fyzikálnu interpretáciu má len 50 Hz atóm (vyznačený okrovou farbou), ktorý sa ťahne celým signálom (vyjadrené pozíciou „0,00000“).

V legende tabuľky „N“ predstavuje poradové číslo atómu, „<RnF, G_gama, fi>“ koeficient dekompozície (vzťah 7.11), [„scale [s]“, „position [s]“, „frequency [Hz]“] parametre [*s*, *u*, ξ] nájdeného atómu, „Fi [rad]“ fáza komplexného skalárneho súčinu (vzťah 7.11), „K_gamma, fi“ premenná $K_{\gamma,\phi}$ používaná pri výpočte MPD (Mallat a Zhang, 1993). Čísla v druhom rade bez označenia formátu „0,00000“ majú význam len v prípade použitia lineárnej, resp. kvadratickej MPD, čo nie je náš prípad.

Metóda MPD môže poslúžiť ako pásmový filter na potlačenie nežiadúcich zložiek signálu SchR. Napríklad možno jej pomocou odstrániť rušivú zložku 50 Hz (obr. č. 9.8) tak, že od pôvodného signálu odčítame príslušný časovo – frekvenčný atóm.



Obr. č. 9.8 TFR a časové záznamy tranzientu zo dňa 21.7. 2006 o 22:40:06 UT, získané metódou CWT a zobrazené v logaritmickú amplitúdovej škále pred odčítaním 50 Hz časovo – frekvenčného atómu (horný obrázok) a po odčítaní 50 Hz časovo – frekvenčného atómu pomocou metódy MPD. Rušivá zložka 50 Hz sa zreteľne ukazuje v hornom časovom priebehu. Na vodorovnej osi TF roviny je čas (v sekundách), na zvislej osi frekvencia (Hz). Na vodorovnej osi časového priebehu je poradie vzorky, na zvislej osi je amplitúda signálu (vo voltoch).

10 Závery

1. Na analýzu signálov vertikálnej elektrickej zložky poľa Schumannových rezonancií (SchR) metódou spojitaj wavelet transformácie (CWT) je vhodné použiť Morletov wavelet.
2. Zmenou hodnoty parametra ω_0 Morletovho waveletu v intervale $\langle 6, 25 \rangle$ možno vizualizovať aj vyššie vlastné módy rezonátora Zem – spodná ionosféra vybudených tranzientným javom. Pritom je nutné zvoliť vhodný pomer medzi rozlíšením v čase a frekvencii.
3. Diskrétna Fourierova transformácia (DFT) na rozdiel od časovo – frekvenčnej reprezentácie (TFR) metódou CWT neumožňuje sledovať frekvenčné zmeny v schumannovskom rezonátore spôsobené tranzientom.
4. Našli sme charakteristické časovo – frekvenčné vzory („patterns“) Q-burstov a „pekuliárnych“ tranzientov.
5. TFR metódou CWT potvrdila, že „pekuliárne“ tranzienty sú generované dvoma bleskovými výbojmi. Na základe TF vzorov a časových priebehov možno „pekuliárne“ tranzienty identifikovať jednoznačne.
6. Vizuálne vyhľadávanie tranzientov pomocou TFR signálov SchR metódou CWT je presnejšie a časovo efektívnejšie v porovnaní s vizuálnym prehľadávaním časových záznamov.
7. Metódou „matching pursuit decomposition“ (MPD) možno eliminovať rušivé zložky umelého pôvodu v signáloch SchR (napr. zo siete 50 Hz).
8. Pokiaľ je nám známe, táto práca je prvou, v ktorej je rozdiel signálov SchR z dvoch staníc kvantifikovaný pomocou časovo – frekvenčných misfitov obálky a fázy.
9. Skalárne fázové misfity záznamov tranzientných javov z observatórií AGO a NCK sú väčšie ako misfity fázy Q-burstov z jednej stanice (AGO) v rôznych časoch (pri odlišnej situácii v ionosfére a globálnej búrkovej činnosti).
10. Časovo – frekvenčná analýza a aplikovanie časovo – frekvenčných misfitov je perspektívnym nástrojom analýzy tranzientných javov SchR.

Zoznam bibliografických odkazov

- ANTOINE, J. – P. 2004. Wavelet Analysis and Some of Its Applications in Physics. In *Proceedings of the Third International Workshop on Contemporary Problems in Mathematical Physics*. Singapore : World Scientific Publishing, 2004. ISBN 981-256-030-0, s. 384 – 413.
- AUGER, F. – FLANDRIN, P. 1995. Improving the readability of time-frequency and time-scale representations by the reassignment method. In *IEEE Transactions on Signal Processing*. 1995, vol. 43, č. 5, s. 1068 – 1089.
- BALSER, M. – WAGNER, C. A. 1960. Observations of Earth-Ionosphere Cavity Resonances. In *Nature*. 1960, vol. 188, č. 4751, s. 638 – 641.
- BERING, E. A. 1998. The Global Electric Circuit. In *Physics Today*. 1998, vol. 51, č. 10, s. 24 – 30.
- BESSER, B. P. 2007. Synopsis of the historical development of Schumann resonances. In *Radio Science*. 2007, vol. 42, RS2S02, doi:10.1029/2006RS003495, 20 s.
- BLIOKH, P. V. – NICKOLAENKO, A. P. – FILIPPOV, I. F. 1980. *Schumann resonances in the Earth-ionosphere cavity*. 1. vyd. New York : Peter Peregrinus, 1980. 166 s. IEE electromagnetic waves series. ISBN 0-9060-4833-8.
- BÖHMOVÁ, A. 2007. *Peculiar transient events in Schumann resonance range and their time and spectral analysis* : diplomová práca. Bratislava : Univerzita Komenského v Bratislave, 2007. 102 s.
- COHEN, L. 1989. Time-Frequency Distributions – A Review. In *Proceedings of the IEEE*. 1989, vol. 77, č. 7, s. 941 – 981.
- FÜLLEKRUG, M. 2005. Detection of thirteen resonances of radio waves from particularly intense lightning discharges. In *Geophysical Research Letters*. 2005, vol. 32, č. 13, L13809, 4 s.
- GABOR, D. 1946. Theory of Communication. In *Journal of the IEE*. 1946, vol. 93, č. 26, s. 429 – 457.
- GOUGH, W. 1996. An alternative approach to the Hertz vector. In *Progress In Electromagnetic Research*. 1996, vol. 12, s. 205 – 217.

GREENBERG, E. et al. 2009. ELF/VLF signatures of sprite-producing lightning discharges observed during the 2005 EuroSprite campaign. In *Journal of Atmospheric and Solar – Terrestrial Physics*. 2009, vol. 71, č. 12, s. 1254 – 1266.

GRIMALSKY, V. et al. 2005. Penetration of the electric and magnetic field components of Schumann resonances into the ionosphere. In *Annales Geophysicae*. 2005, vol. 23, č. 7, s. 2559 – 2564.

HARRISON, R. G. 2004. The global atmospheric electrical circuit and climate. In *Surveys in Geophysics*. 2004, vol. 25, č. 5–6, s. 441 – 484.

HORA, P. 2000. Vlastnosti spojitě waveletové transformace. In *Modelování a měření turbulence*. Plzeň : Vědeckotechnická společnost Škoda Výzkum, 2000. ISBN 80-238-5533-6, s. 159 – 168.

HUANG, E. W. 1998. *Electromagnetic Transients, Elves and Sprites in the Earth – Ionosphere Waveguide* : unpublished dissertation. Cambridge : Massachusetts Institute of Technology, 1998. 257 s.

KOVÁČOVÁ, M. – KRISTEKOVÁ, M. 2002. New version of matching pursuit decomposition with correct representations of linear chirps. In *Proceedings of ALGORITMY 2002* : Conference on Scientific Computing. 2002. ISBN 80-227-2192-1, s. 33 – 41.

KIRILLOV, V. V. – KOPEYKIN, V. N. 2002. Solving a two-dimensional telegraph equation with anisotropic parameters. In *Radophysics and Quantum Electronics*. 2002, vol. 2002, č. 12, s. 929 – 941.

KRISTEKOVÁ, M. 2006. *Časovo – frekvenčná analýza seizmických signálov* : dizertačná práca. Bratislava : Slovenská akadémia vied, 2006. 174 s.

KRISTEKOVÁ, M. et al. 2006. Misfit Criteria for Quantitative Comparison of Seismograms. In *Bulletin of the Seismological Society of America*. 2006, vol. 96, č. 5, s. 1836 – 1850.

KRISTEKOVÁ, M. – KRISTEK, J – MOCZO, P. 2009. Time-frequency misfit and goodness-of-fit criteria for quantitative comparison of time signals. In *Geophysical Journal International*. 2009, vol. 178, č. 2, s. 813 – 825.

LOBOSZ, T. – LEONOWICZ, Z. 2006. High-Resolution Spectrum-Estimation Methods for Signal Analysis in Power Systems. In *IEEE Transactions on instrumentations and measurement*. 2005, vol. 55, č. 1, s. 219 – 225.

- MALLAT, S. – ZHANG, Z. 1993. Matching pursuits with time – frequency dictionaries. In *IEEE Transactions on Signal Processing*. 1993, vol. 41, s. 3397 – 3415.
- MICEK, S. – MICEK, G. 2005. Are the Earth Magnetic Field and Schumann Resonance Related to Global Human Activity? In *Bio-Algoritms and Med-Systems*. 2005, vol. 1, č. 1–2, s. 301 – 306.
- MORENTE, J. A. et al. 2004. Do Schumann resonance frequencies depend on altitude? In *Journal of Geophysical Research – Space Physics*. 2004, vol. 109, č. A5, s. A05306.1 – A05306.6, 6 s.
- MUSHTAK, V. C. – WILLIAMS, E. R. An improved Lorentzian technique for evaluating resonance characteristics of the Earth-ionosphere cavity. In *Atmospheric Research*. 2008, vol. 91, č. 2 – 4 [špeciálne číslo], s. 188 – 193.
- NICKOLAENKO, A. P. et al. 1998. Parameters of global thunderstorm activity deduced from the long-term Schumann resonance records. In *Journal of Atmospheric and Solar – Terrestrial Physics*. 1998, vol. 60, č. 3, s. 387 – 399.
- NICKOLAENKO, A. P. – HAYAKAWA, M. 2002. *Resonances in the Earth – ionosphere cavity*. 1. vyd. Dordrecht : Kluwer Academic Publishers, 2002. 380 s. Modern approaches in Geophysics. ISBN 1-4020-0754-X.
- NICKOLAENKO, A. P. – SENTMAN, D. D. 2007. Line splitting in the Schumann resonance oscillations. In *Radio Science*. 2007, vol. 42, č. 2, RS2S13, doi:10.1029/2006RS003473, 12 s.
- OGAWA, T. et al. 1966. Observations of natural ELF and VLF electromagnetic noises by using ball antennas. In *Journal of Geomagnetism and Geoelectricity*. 1966, vol. 18, č. 4, s. 443 – 454.
- OGAWA, T. et al. 1979. Schumann resonances observed with a balloon in the stratosphere. In *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*. 1979, vol. 41, č. 2, s. 135 – 142.
- OGAWA, T. 2002. Polarity of Q – bursts. In *Journal of Atmospheric Electricity*. 2002, vol. 22, s. 35 – 41.
- OGAWA, T. – KOMATSU, M. 2007. Analysis of Q burst waveforms. In *Radio Science*. 2007, vol. 42, č. 2, RS2S18, doi:10.1029/2006RS003493, 11 s.
- OGAWA, T. – KOMATSU, M. 2009. Propagation velocity of VLF EM waves from lightning discharges producing Q – bursts observed in the range 10 – 15 Mm. In *Atmospheric Research*. 2010, vol. 95, č. 1, s. 101 – 107.

OGAWA, T. – KOMATSU, M. 2009. Q – bursts from various distances on the Earth. In *Atmospheric Research*. 2010, vol. 91, č. 2 – 4 [špeciálne číslo], s. 538 – 545.

ONDRÁŠKOVÁ, A. et al. 2008a. Peculiar Transient Events in the Schumann Resonance Band and Their Possible Explanation. In *Journal of Atmospheric and Solar – Terrestrial Physics*. 2008, vol. 70, č. 6, s. 937 – 946.

ONDRÁŠKOVÁ, A. et al. 2008b. Schumannove rezonancie : Elektromagnetické „zvonenie“ Zeme (1. časť: História a teória). In *Pokroky matematiky, fyziky a informatiky*. 2008, roč. 53, č. 2, s. 89 – 104.

ONDRÁŠKOVÁ, A. et al. 2008c. Schumannove rezonancie : Elektromagnetické „zvonenie“ Zeme (2. časť: Merania a interpretácia). In *Pokroky matematiky, fyziky a informatiky*. 2008, roč. 53, č. 3, s. 211 – 230.

PECHONY, O. – PRICE, C. 2004. Schumann resonance parameters calculated with a partially uniform knee model on Earth, Venus, Mars and Titan. In *Radio Science*. 2004, vol. 39, č. 5, RS5007, doi:10.1029/2004RS003056, 10 s.

PRICE, C. – ASFUR, M. 2002. Lightning and climate : the water vapour connection. In *Proceedings of the 2002 URSI General Assembly* [online]. 2002. [cit. 2010-01-19]. Dostupné na internete: <<http://www.ursi.org/Proceedings/ProcGA02/papers/p1146.pdf>>.

PRICE, C. – PECHONY, O. – GREENBERG, E. 2007. Schumann Resonances in Lightning Research. In *Journal of Lightning Research*. 2007, vol. 1, č. 1, s. 1 – 15.

ROSENBERG, L. 2004. Data processing methodology of the electric and magnetic components of the Schumann resonances at Modra Observatory. In *Acta Astronomica et Geophysica Universitatis Comenianae*. 2004, vol. 25, č. 1, s. 1 – 8.

RYCROFT, M. 2008. The global atmospheric electric circuit – an overview. In *Workshop on Coupling of Thunderstorms and Lightning Discharges to Near-Earth Space* [online]. 2008 [cit. 2010-01-19]. Dostupné na internete: <<http://www.oma.be/TLE2008Workshop/Session2/Rycroft.ppt>>.

SCHLEGEL, K. – FÜLLEKRUG, M. 2002. 50 Jahre Schumann-Resonanzen – Weltweite Ortung von Blitzen. In *Physik in unserer Zeit*. 2002, vol. 33, č. 6, s. 256-261.

SCHUMANN, W. O. 1952a. Über die Dämpfung der elektromagnetischen Eigenschwingungen des Systems Erde-Luft-Ionosphäre. In *Zeitschrift für Naturforschung A*. 1952, vol. 7, s. 250 – 252.

SCHUMANN, W. O. 1952b. Über die strahlungslosen Eigenschwingungen einer leitenden Kugel, die von einer Luftschicht und einer Ionosphärenhülle umgeben ist. In *Zeitschrift für Naturforschung A*. 1952, vol. 7, s. 149–154.

SURKOV, V. V. et al. 2010. Estimation of lightning and sprite parameters based on observation of sprite – producing lightning power spectra. In *Journal of Atmospheric and Solar – Terrestrial Physics*. 2010, vol. 72, č. 5 – 6, s. 448 – 456.

ŠMÍD, R. 2001. *Úvod do vlnkové transformace* [online]. 2001, [cit. 2010-03-15]. Dostupné na internete: <<http://measure.feld.cvut.cz/usr/staff/smid/wavelets/wavelet-intro-html.html>>.

TAFLOVE, A. – HAGNESS, S. C. 2005. *Computational Electrodynamics : The Finite-Difference Time-Domain Method*. 3. vyd. Norwood : Artech House Publishers, 2006. 1038 s. ISBN 978-1580538329.

VALENS, C. 2004. *A Really Friendly Guide to Wavelets* [online]. 2004, [cit. 2010-03-15]. Dostupné na internete: <<http://pagesperso-orange.fr/polyvalens/clemens/wavelets/wavelets.html>>.

WEBER, M. 2003. *Katalóg syntetických testovacích signálov s ich časovo – frekvenčnou analýzou*. Bratislava : Univerzita Komenského v Bratislave, 2003. 48 s. + 65 s. príloh.

WILLIAMS, E. R. 1992. The Schumann Resonance : a global tropical thermometer. In *Science*. 1992, vol. 256, č. 5060, s. 1184 – 1187.

WILLIAMS, E. R – MUSHTAK, V. 2006. Distinguishing Ionospheric Models using Schumann Resonance Spectra. In *Journal of Geophysical Research – Atmospheres*. 2006, vol. 111, č. D16, [číslo článku: D16107].

WILLIAMS, E. R. et al. 2007. Sprite lightning heard round the world by Schumann resonance methods. In *Radio Science*. 2007, vol. 42, č. 2, RS2S20, doi: 10.1029/2006RS003498, 11 s.

Zoznam príloh

Príloha A	Prehľadová tabuľka použitých AGO tranzientov	(A1 - A2)
Príloha B	Časové priebehy AGO tranzientov	(B1 - B5)
Príloha C	TFR tranzientov metódou CWT	(C1 - C45)
Príloha D	TFR metódou CWT s hodnotami parametra Morletovho waveletu $\omega_0 = [6, 10, 14, 20]$)	(D1 - D17)
Príloha E	Vizualizácia módov SchR nad 50 Hz	(E1 - E10)
Príloha F	Spoločné časové priebehy misfitmi porovnávaných tranzientov	(F1 - F5)
Príloha G	Porovnanie tranzientov z dvoch staníc	(G1 - G9)
Príloha H	Porovnanie tranzientov z tej istej stanice	(H1 - H9)

Príloha A

(prehľadová tabuľka použitých AGO tranzientov)

V tabuľke sa nachádzajú tranzienty použité v diplomovej práci pri TFA metódou CWT a pri vzájomných misfitch obálky a fázy (príloha H).

<i>Číslo tranzientu</i>	<i>Dátum</i> [deň.mesiac.rok]	<i>Čas tranzientu</i> [XX ^{hod.} :YY ^{min.} :ZZ,Z ^{sek.}]	<i>Poznámka</i> (druh tranzientu)	
11	14.06.2006	23:33:34,8		O V B Z
12	10.09.2006	01:56:01,0		Y O Č R
13	10.09.2006	17:31:07,7	prítomný terciárny slúpec	A O J V
14	01.09.2006	01:04:38,4	prítomný terciárny slúpec	N É É
15	02.09.2006	00:51:35,5		
21	03.01.2007	07:19:37,5		D V O J
22	14.06.2006	23:31:41,8	„blízky dvojburst“	B U
23	01.01.2005	08:34:08,4	„blízky dvojburst“	R S
24	01.01.2005	11:02:52,1		T Y
25	01.09.2006	01:04:38,4	porovnaním s TF vzorom otáz na „dvojburstovosť“	
26	07.09.2006	17:49:37,2		
31	31.05.2005	22:28:19,6	TFR ukázala, že nejde o „rekuliatny tranzient“	P E
32	26.06.2006	02:01:06,1		K U
33	11.07.2004	04:33:16,9	(- CG) výboj	L I
34	05.09.2006	02:02:33,6	TFR ukázala, že ide o „obvčainý tranzient“	Á R
35	02.09.2006	03:39:27,0		N E
36	02.09.2006	19:31:35,4		
41	01.06.2005	20:35:05,9		O B
42	26.6.2006	02:00:26,7	chyba „zavlnenie“ na 8 Hz	Y Č
43	01.01.2005	09:00:54,1		A J
44	01.01.2005	10:30:06,7		N É
45	01.01.2005	12:02:28,7		

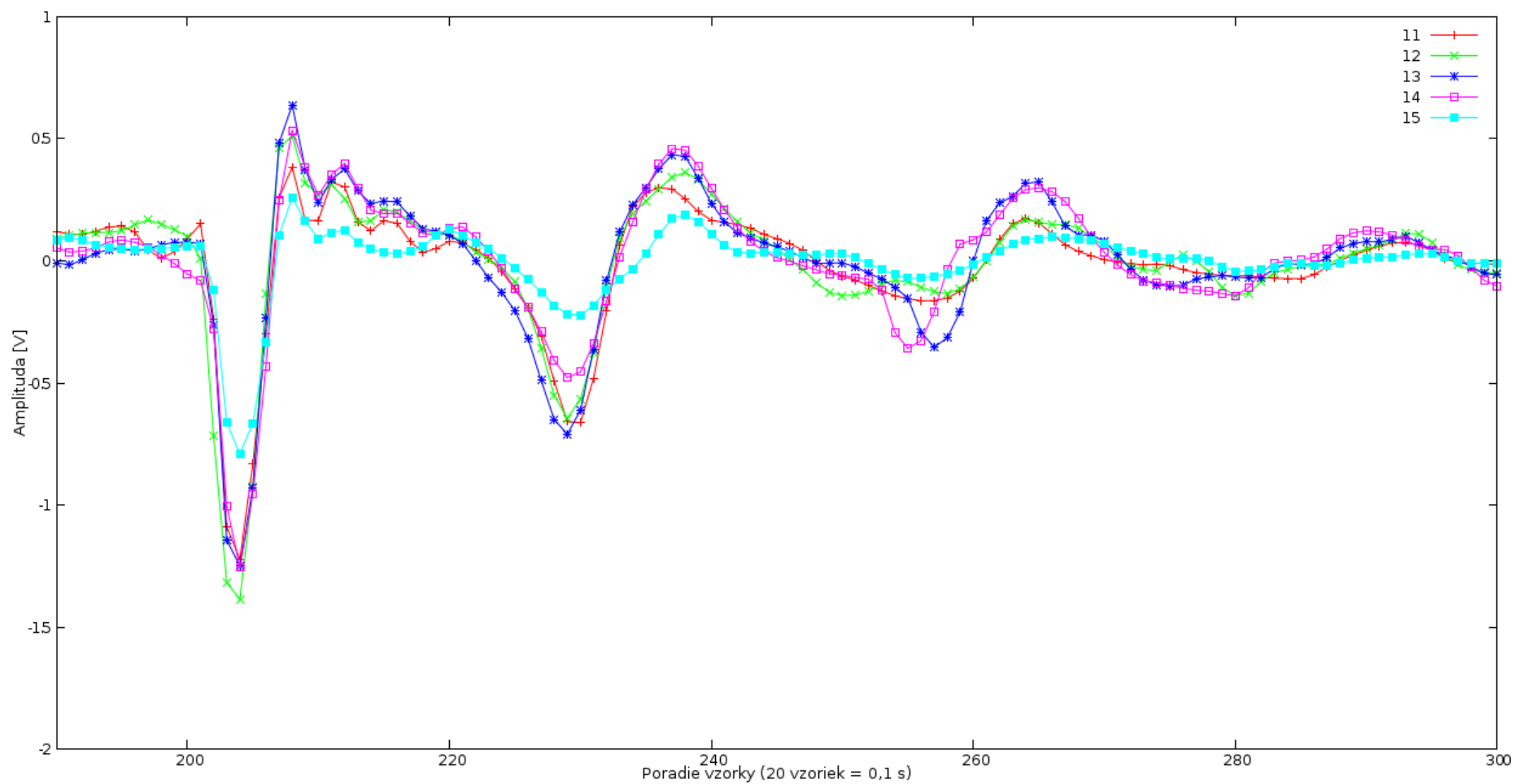
Príloha B

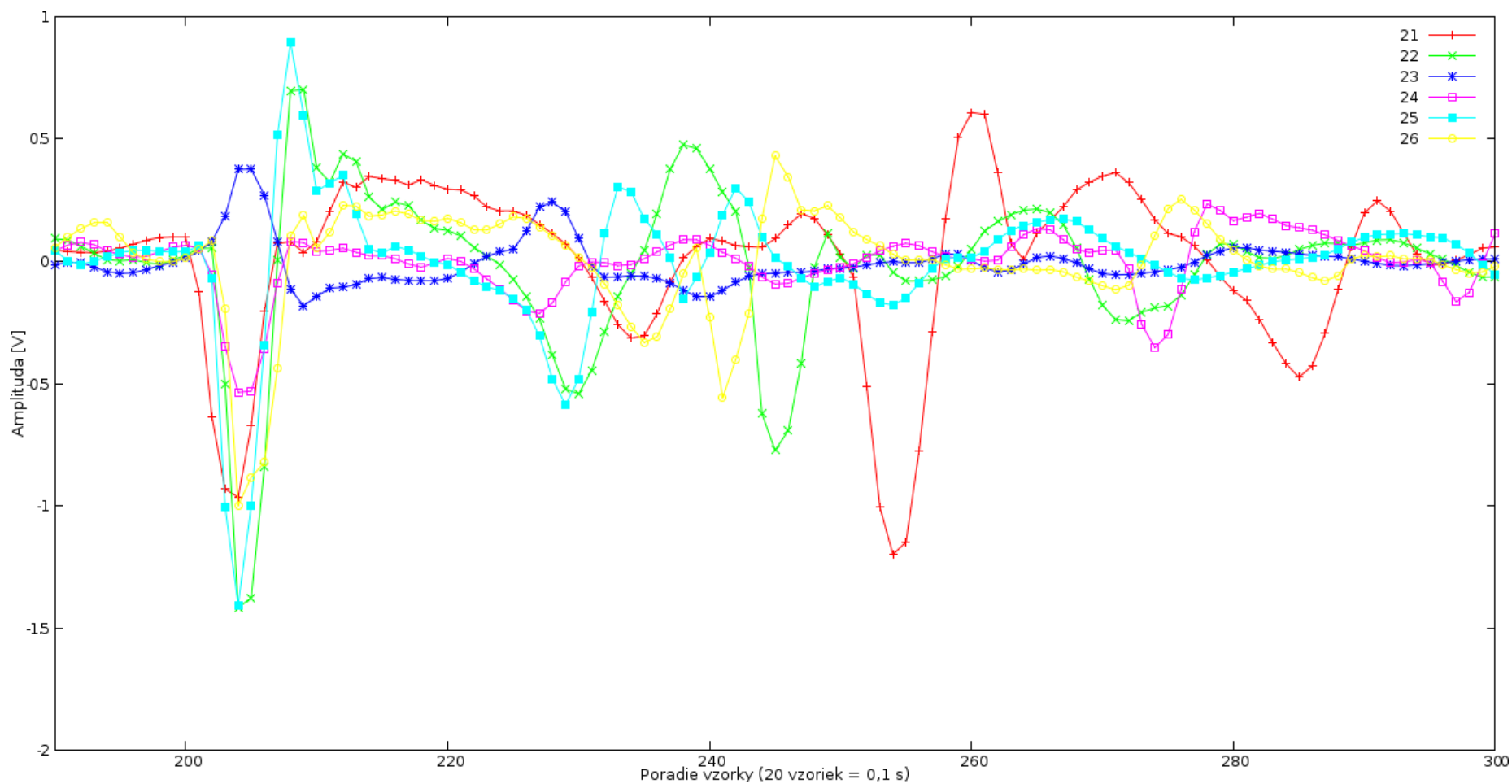
(časové priebehy AGO tranzientov)

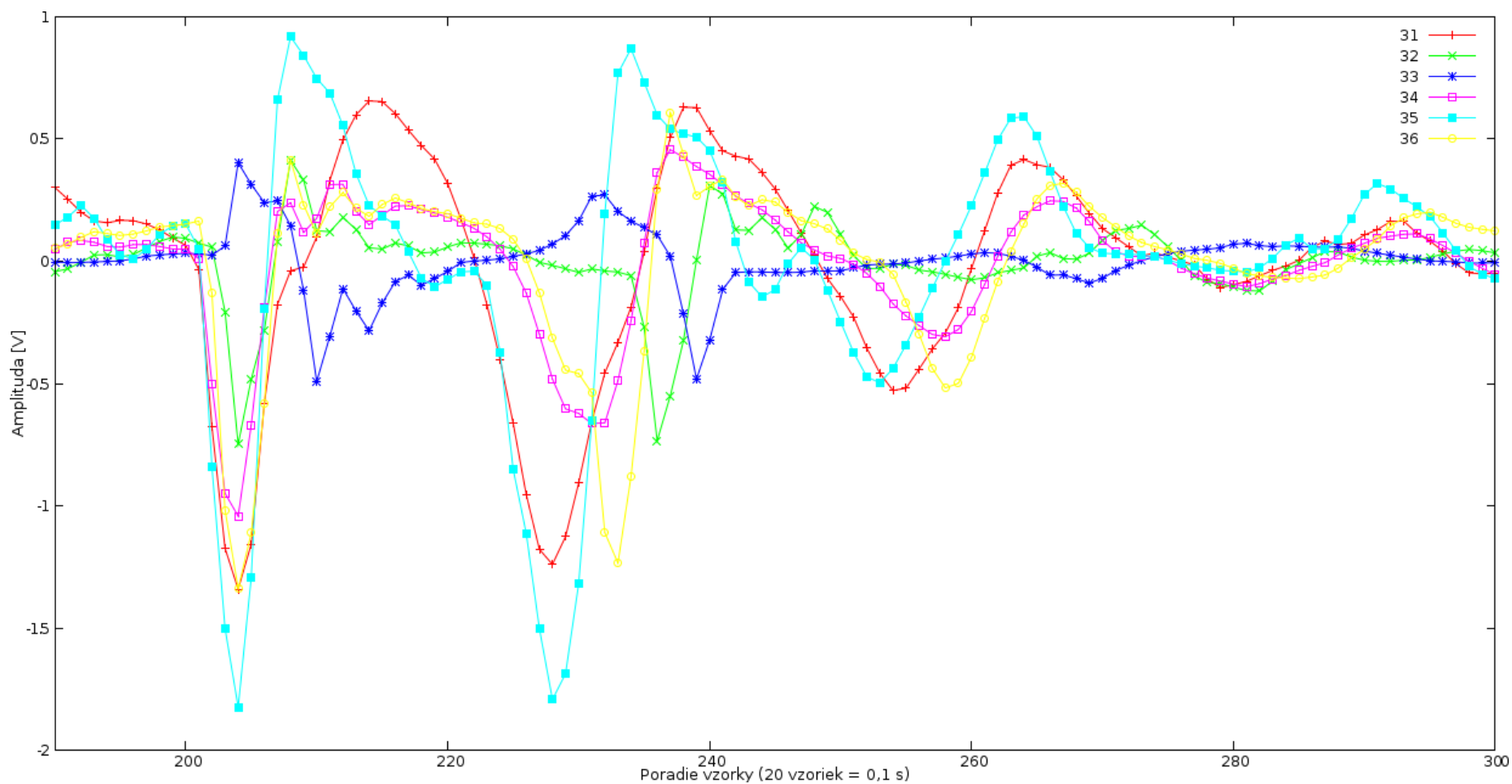
Príloha obsahuje výrezy úsekov (110 vzoriek; 0,55 s)
z celých časových záznamov obsahujúcich tranzientné javy.

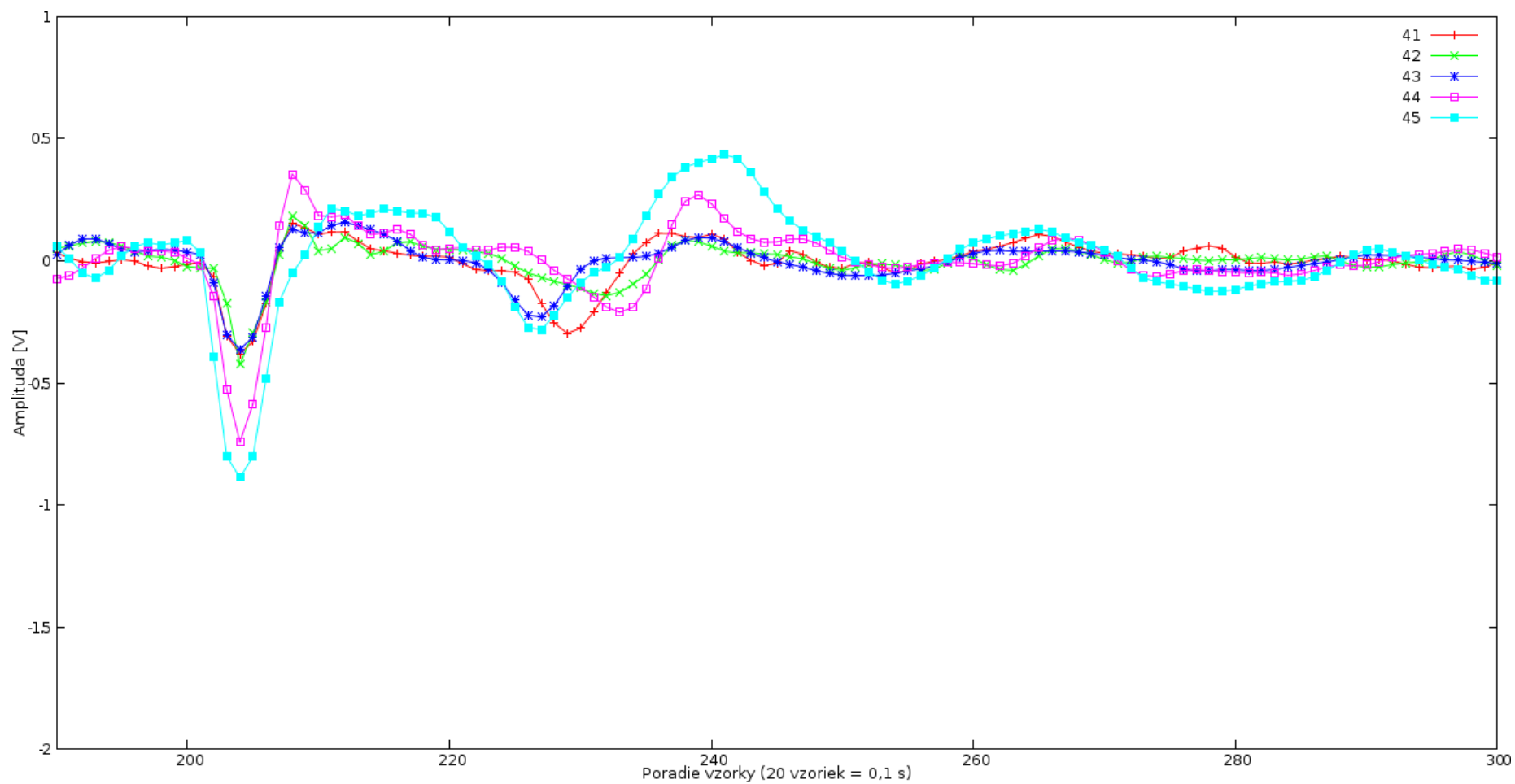
Spoločne sú vyobrazené tranzienty zo skupiny:

- obyčajných vzorových tranzientov (**1x**),
- dvojburstov (**2x**),
- pekuliárnych tranzientov (**3x**),
- obyčajných („nevzorových“) tranzientov (**4x**).









Príloha C

(TFR tranzientov metódou CWT)

Príloha obsahuje výsledky časových, frekvenčných a časovo – frekvenčných analýz každého z tranzientných javov (uvedených v prílohe A) .

Výsledky sú zobrazené vždy na dvojstrane, a to v nasledovnom poradí:

- ľavá dvojstrana – časový priebeh tranzientu (celý 2,56 s záznam obsahujúci tranzientný jav a výrez „zameraný“ na tranzient) a DFT spektrum,
- pravá dvojstrana – TFR použitím metódy CWT .

(s parametrom Morletovho waveletu $\omega_0 = 6$, lineárnou a logaritmickou amplitúdovou škálou bez a s použitím metódy relokalizácie)

Pod každým obrázkom na pravej časti dvojstrany sú uvedené parametre výpočtu a vykresľovania danej TF reprezentácie v nasledovnom poradí:

AAbCcc_ωd_e_f

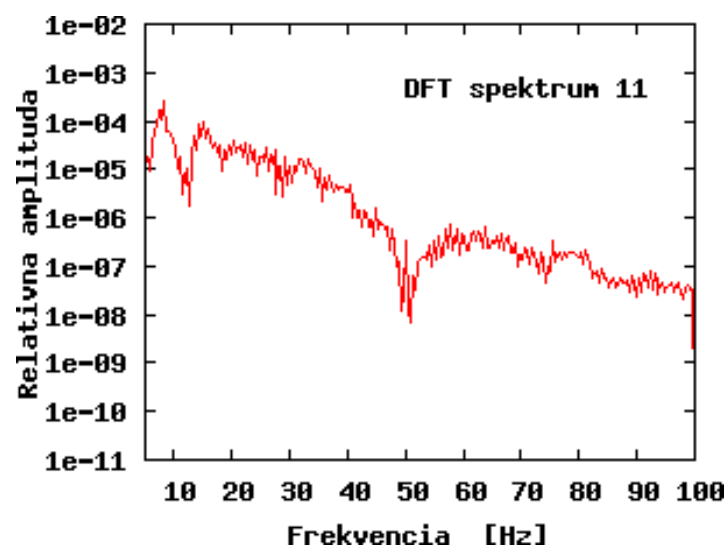
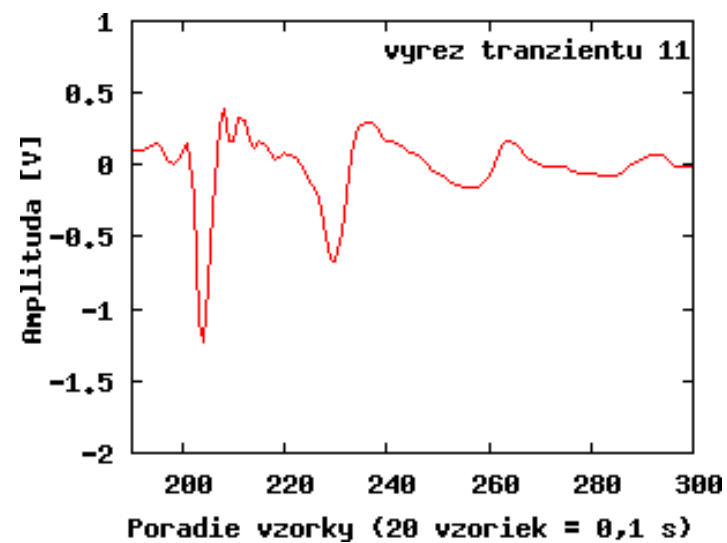
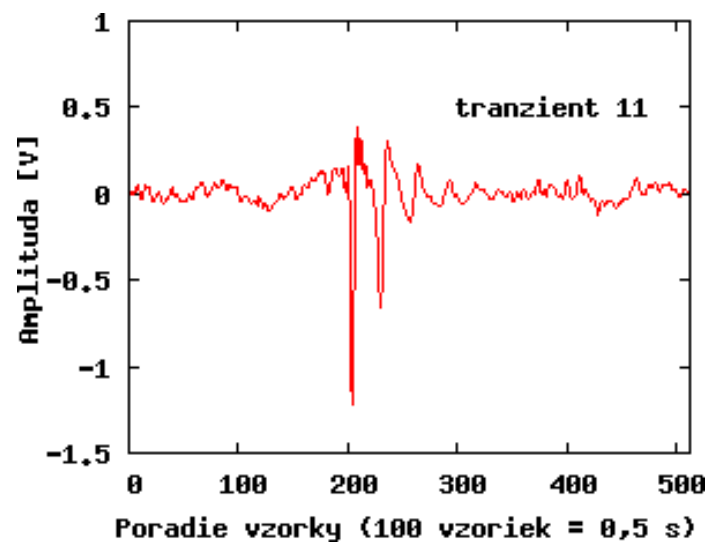
AA – číslo tranzientu (z tabuľky v prílohe A)

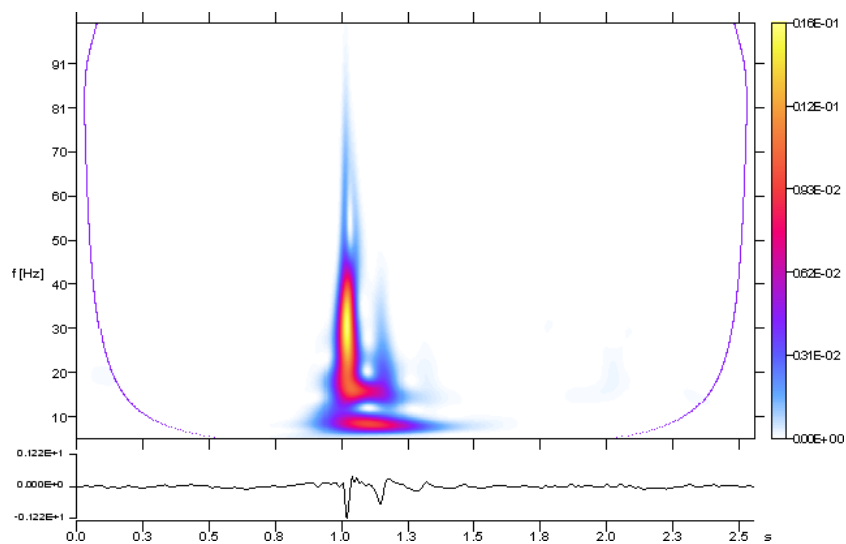
b – výpočet bez využitia (*o*) alebo s využitím (*r*) metódy relokalizácie

Ccc – lineárna (*Lin*) alebo logaritmická (*Log*) amplitúdová škála

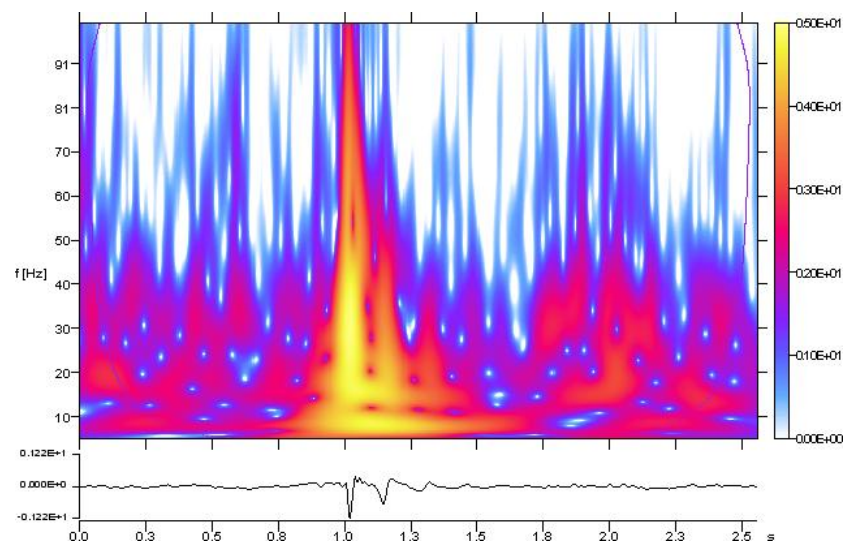
ωd – použitý parameter Morletovho waveletu $\omega_0 = d$

e_f - rozsah frekvenčnej osi (od *e* Hz po *f* Hz)

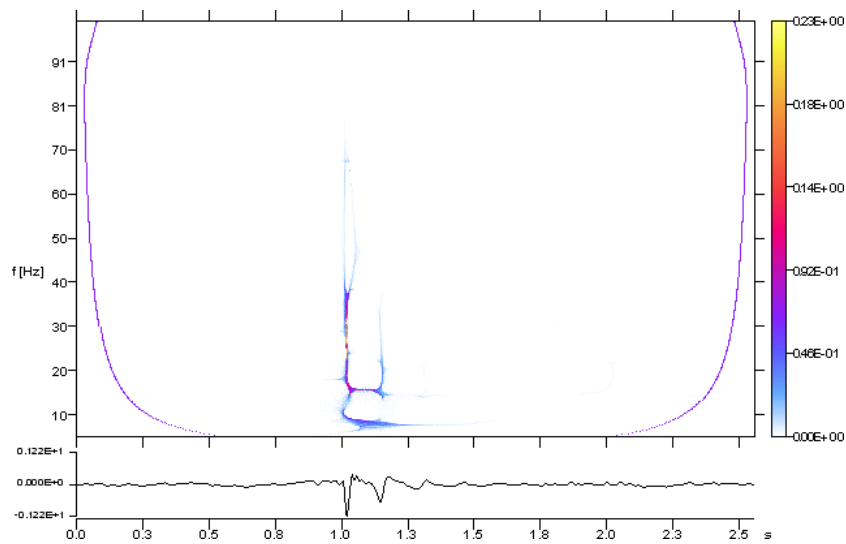




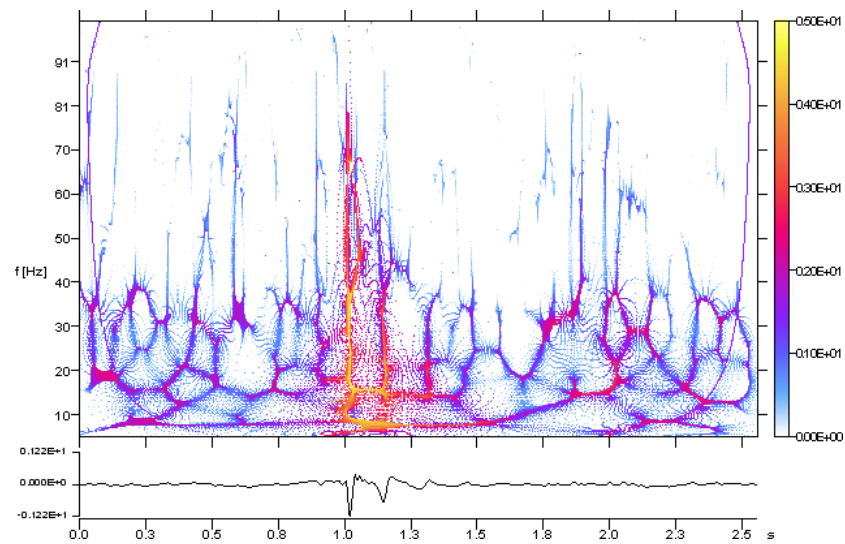
11oLin_ω6_5_100



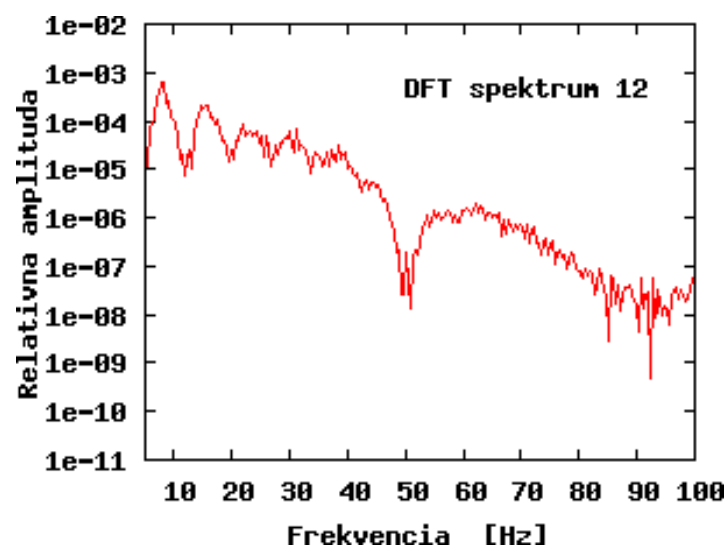
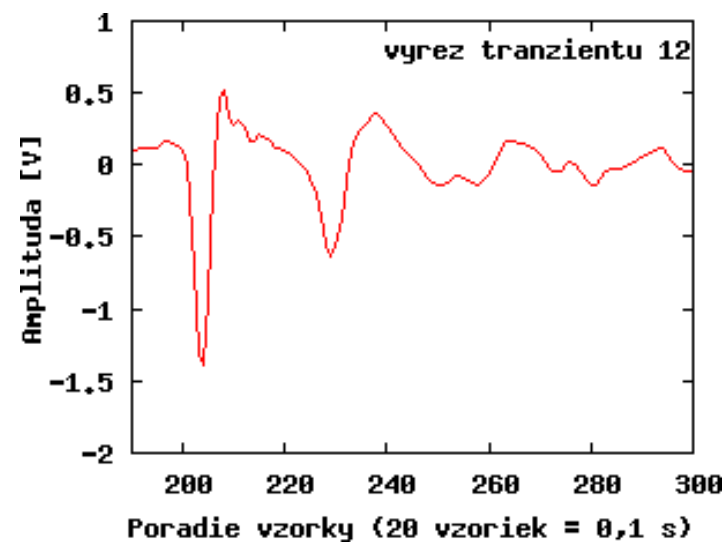
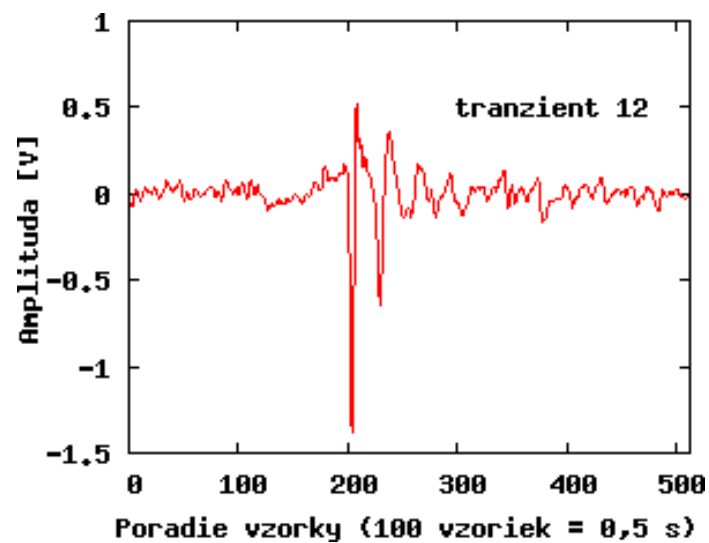
11oLog_ω6_5_100

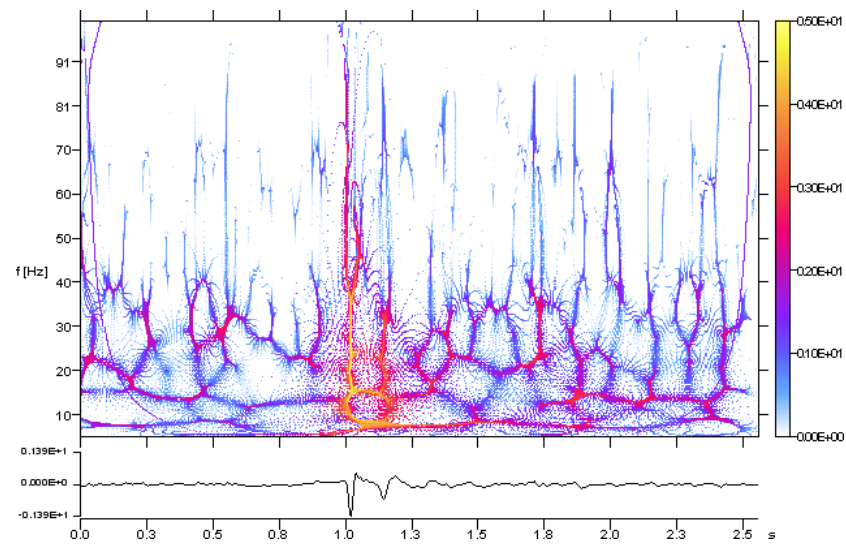
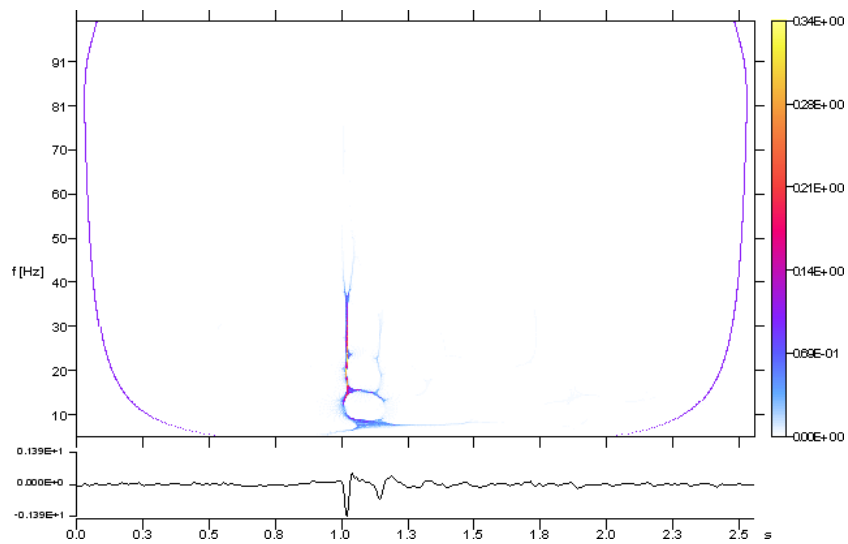
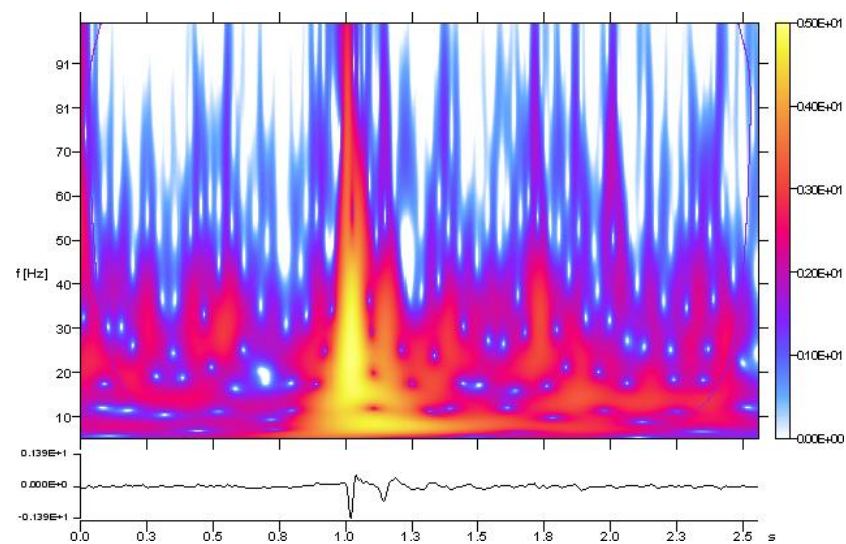
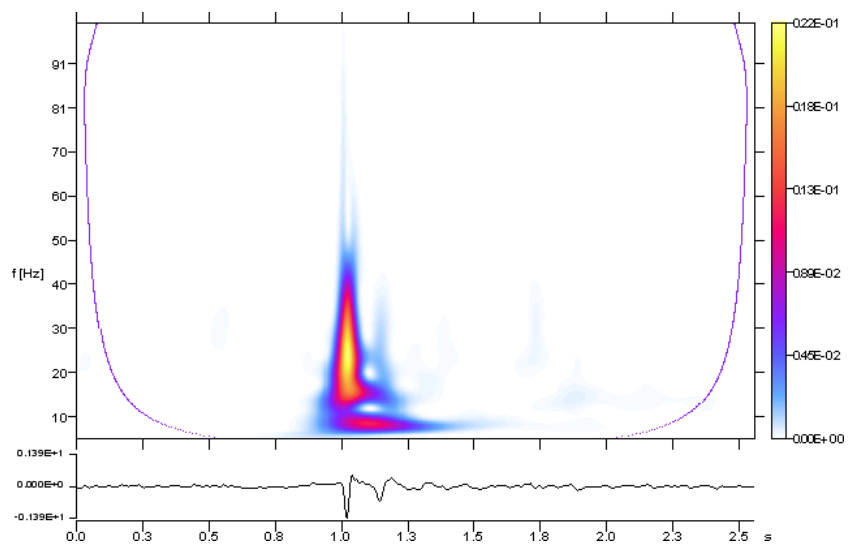


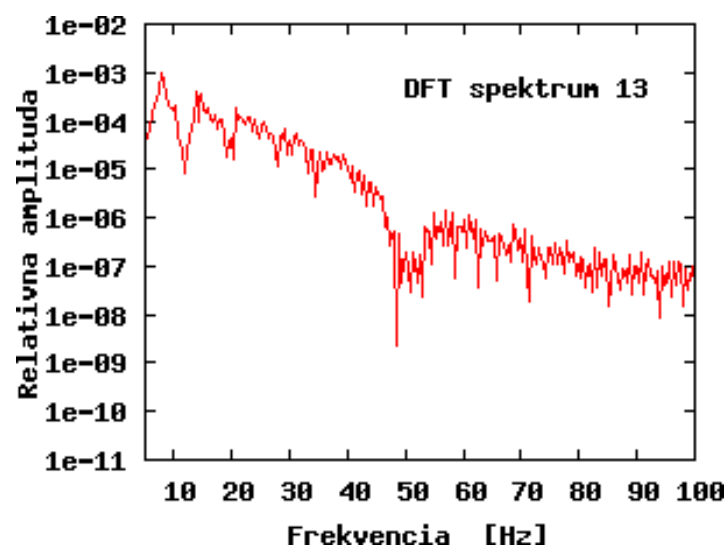
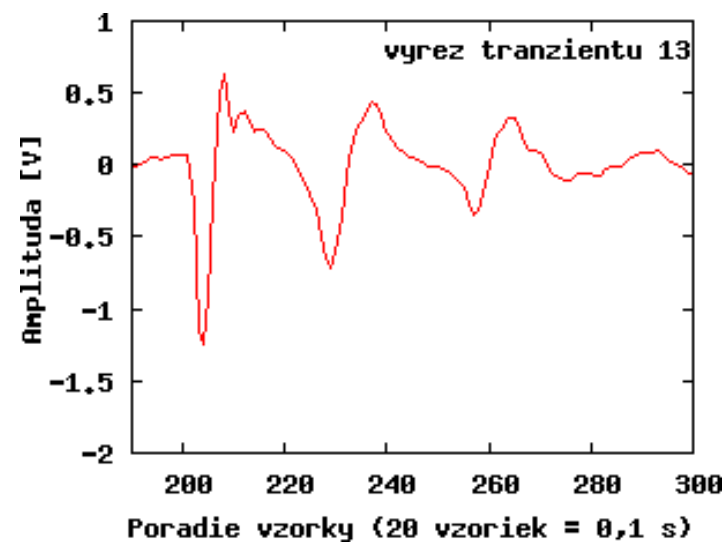
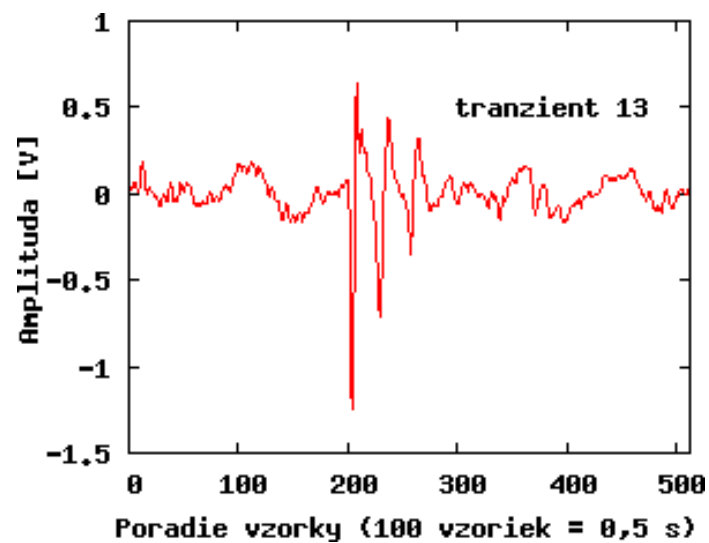
11rLin_ω6_5_100

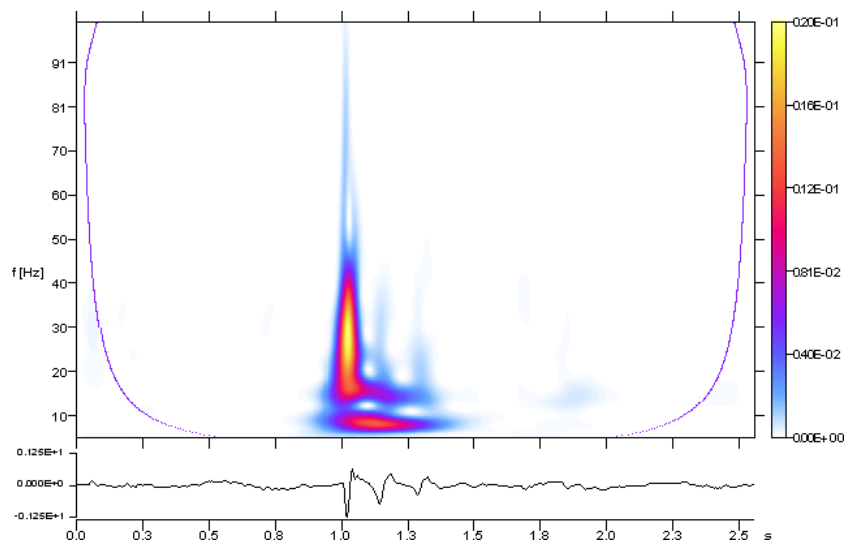


11rLog_ω6_5_100

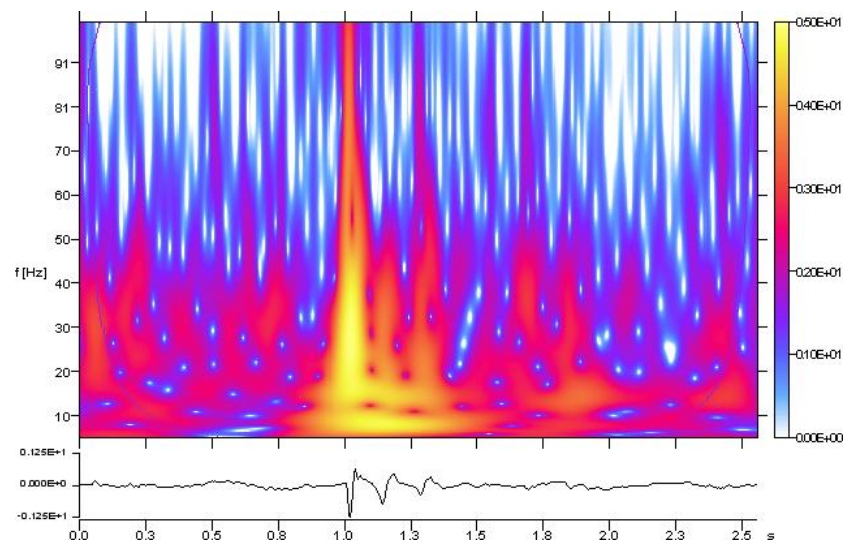




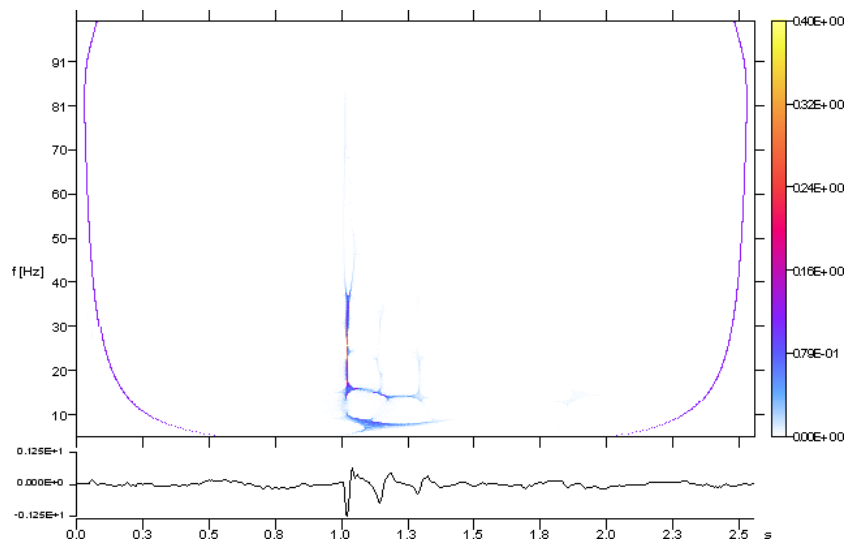




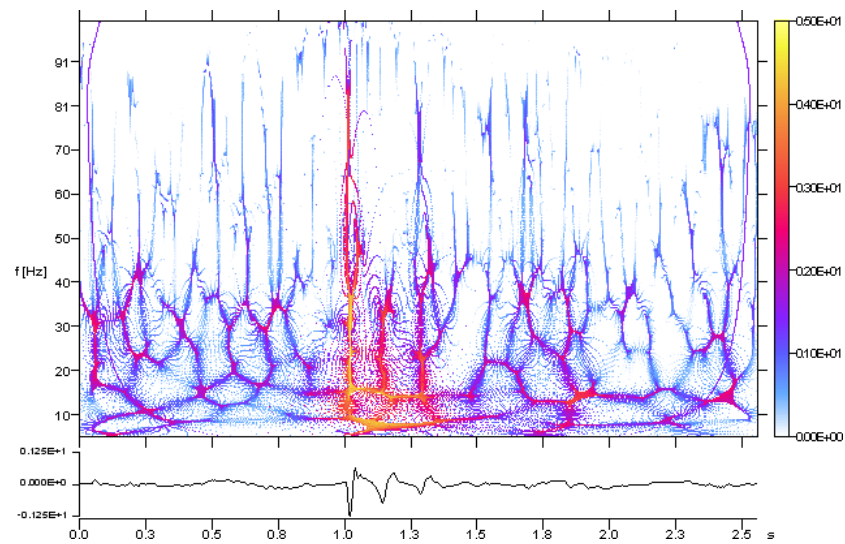
13oLin_ω6_5_100



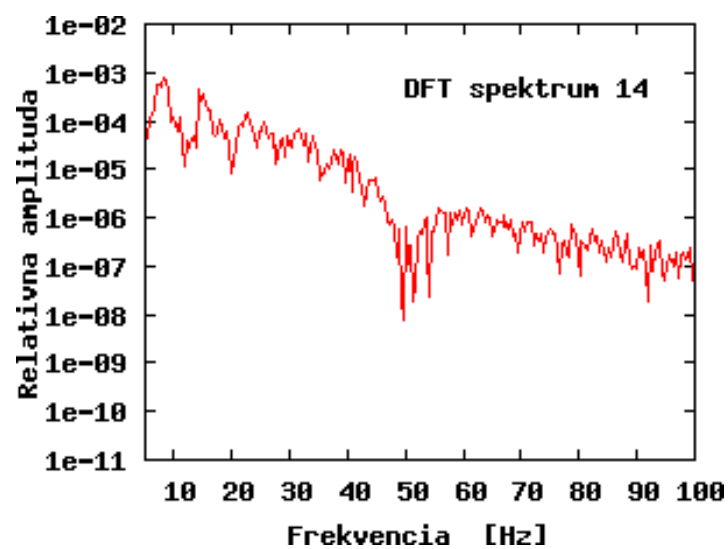
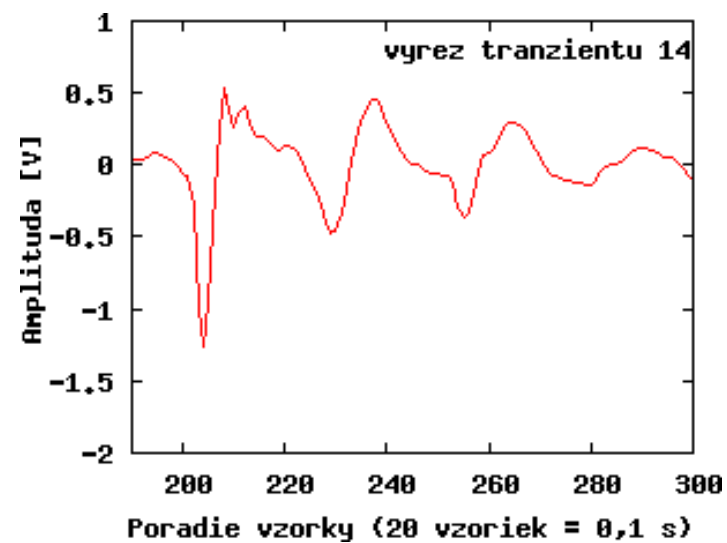
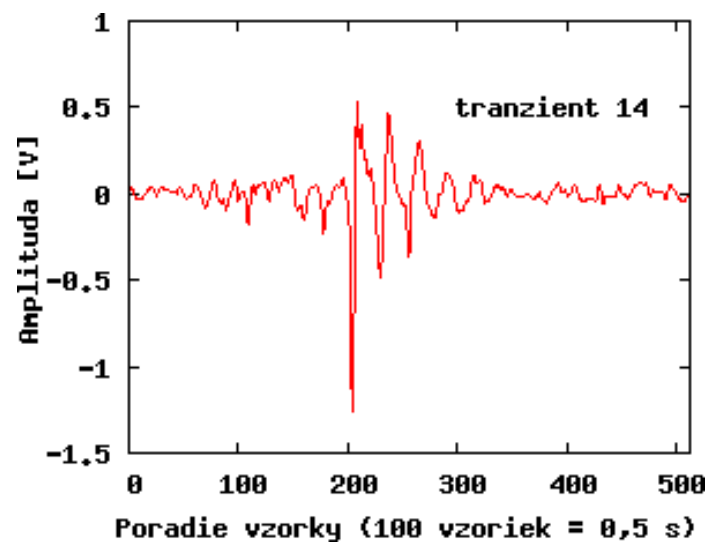
13oLog_ω6_5_100

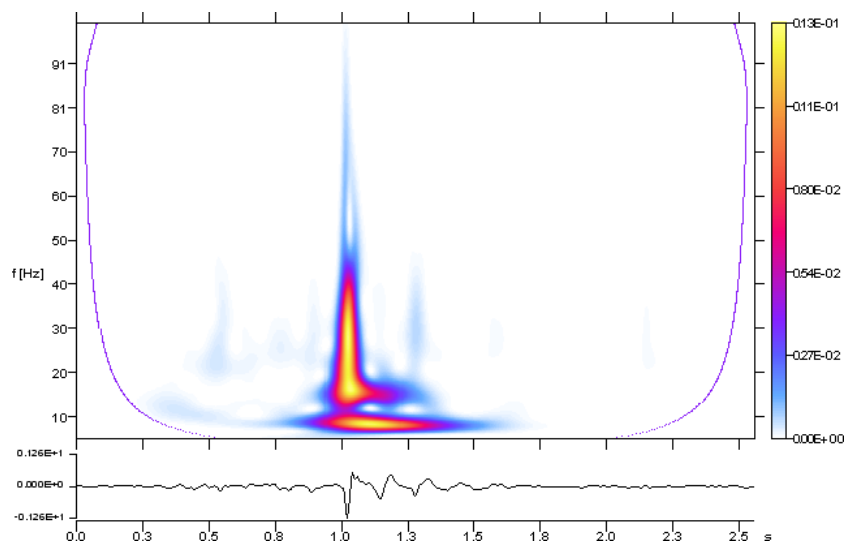


13rLin_ω6_5_100

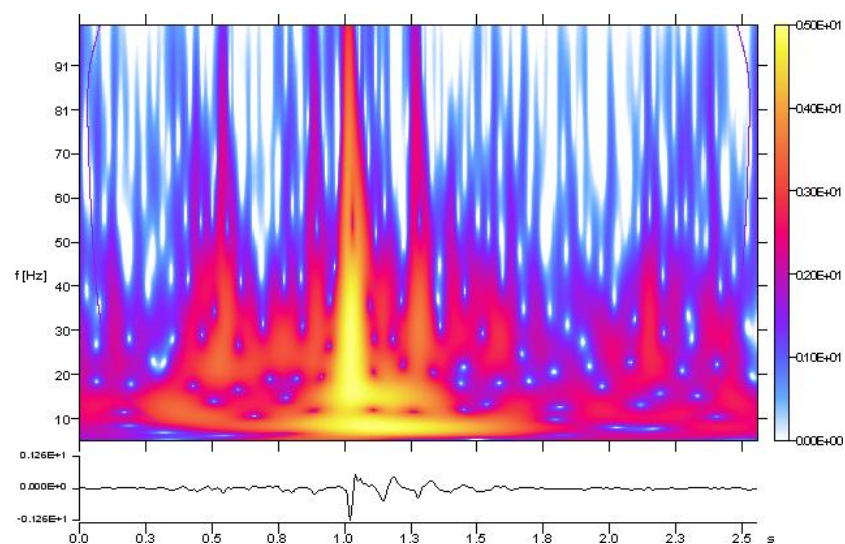


13rLog_ω6_5_100

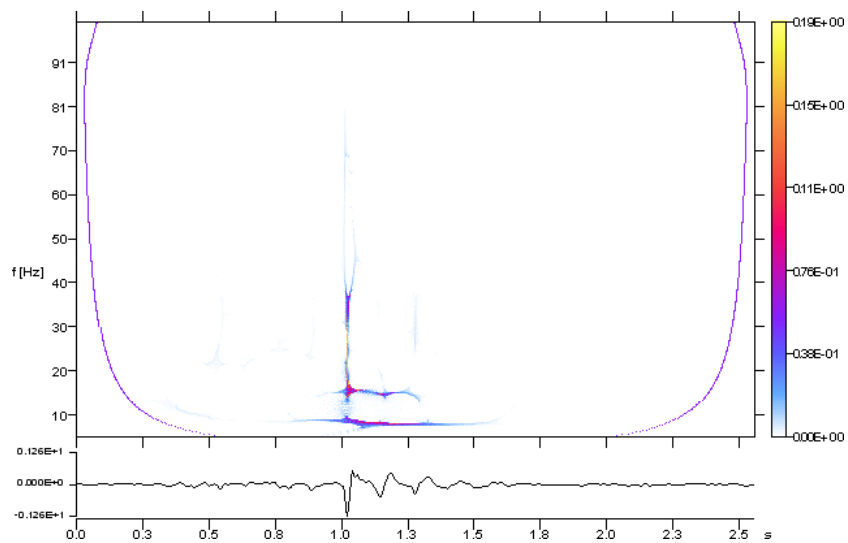




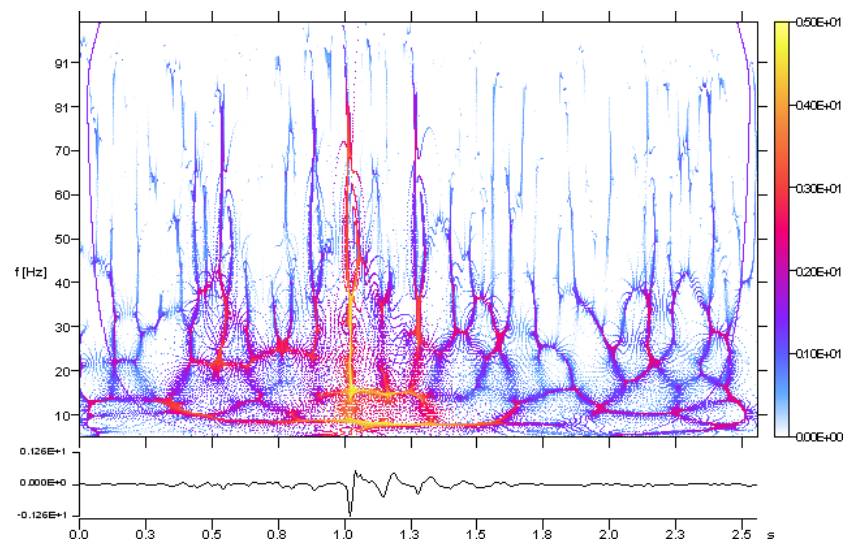
14oLin_ω6_5_100



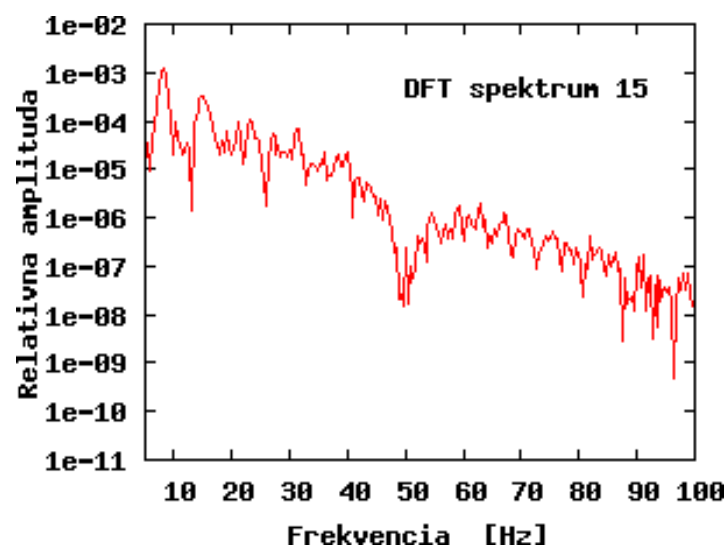
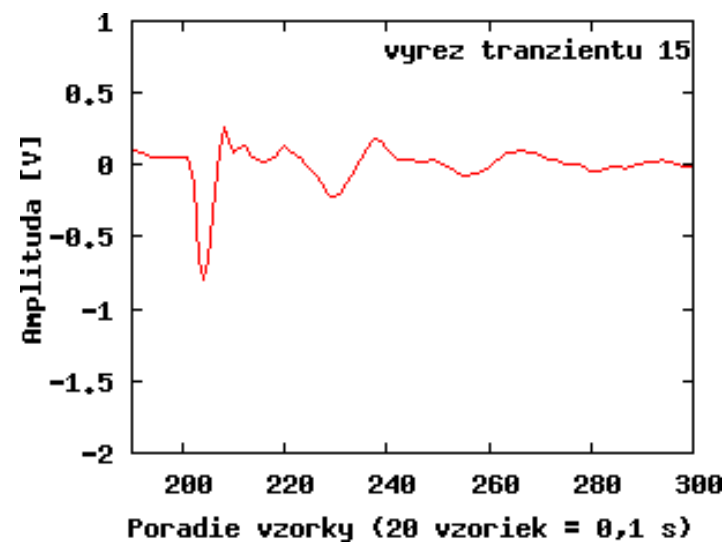
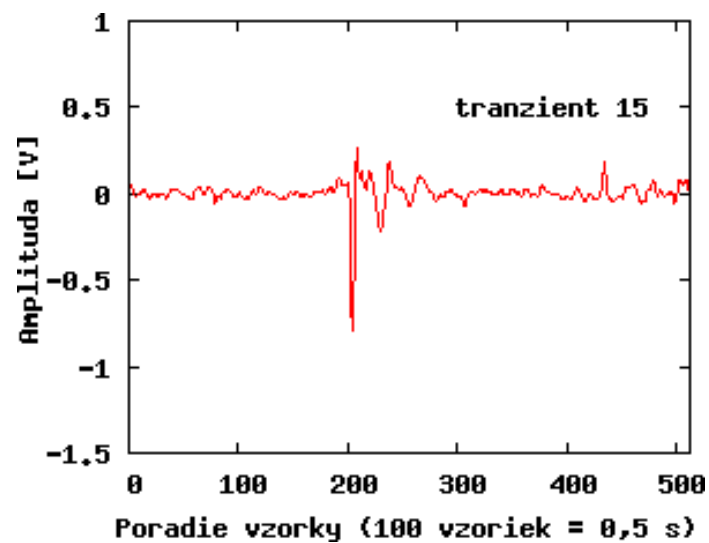
14oLog_ω6_5_100

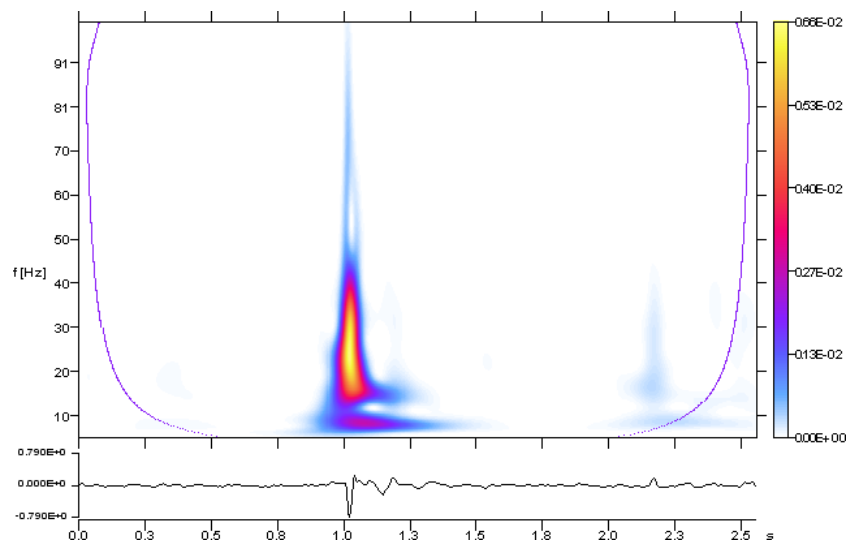


14rLin_ω6_5_100

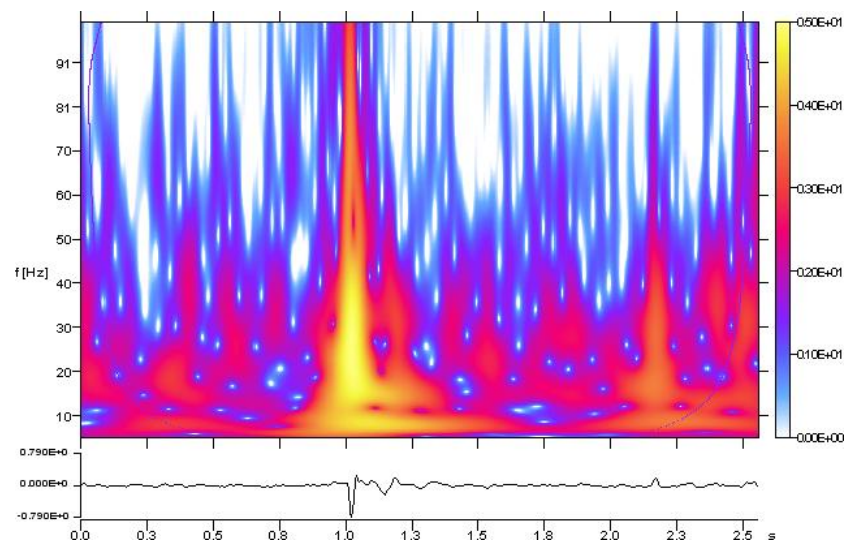


14rLog_ω6_5_100

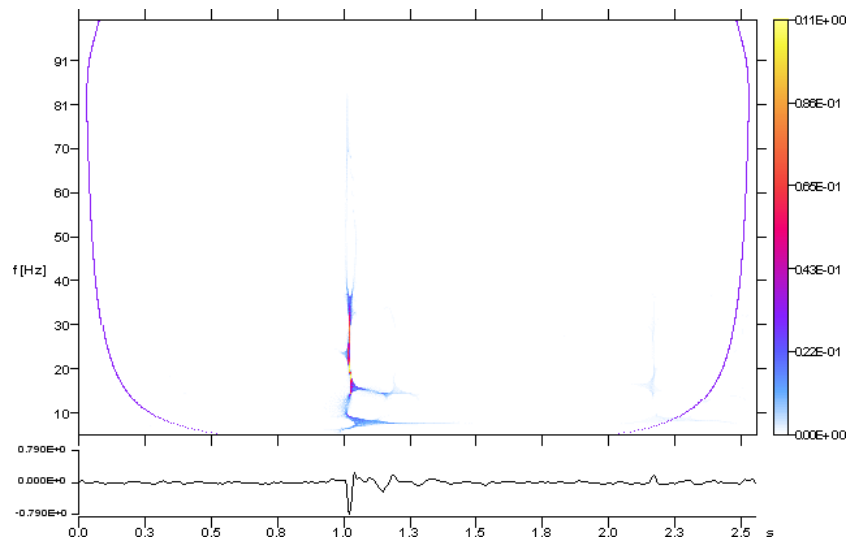




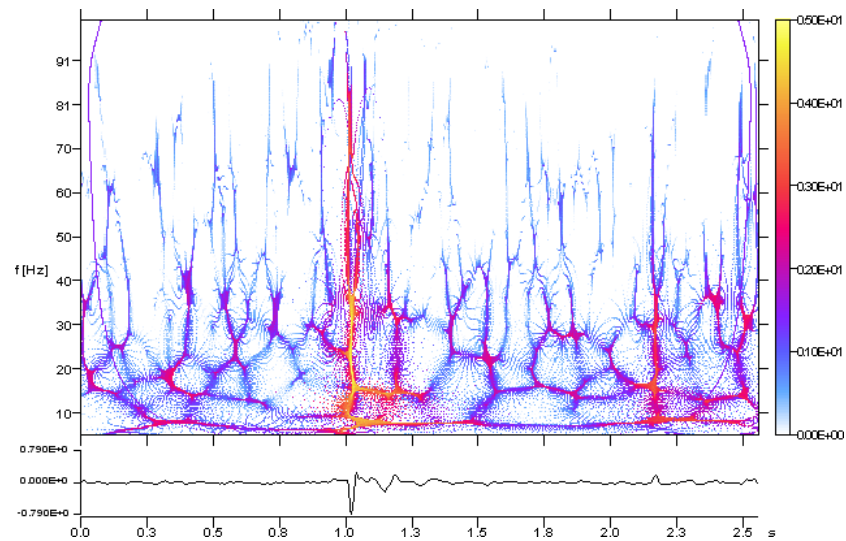
15oLin_ω6_5_100



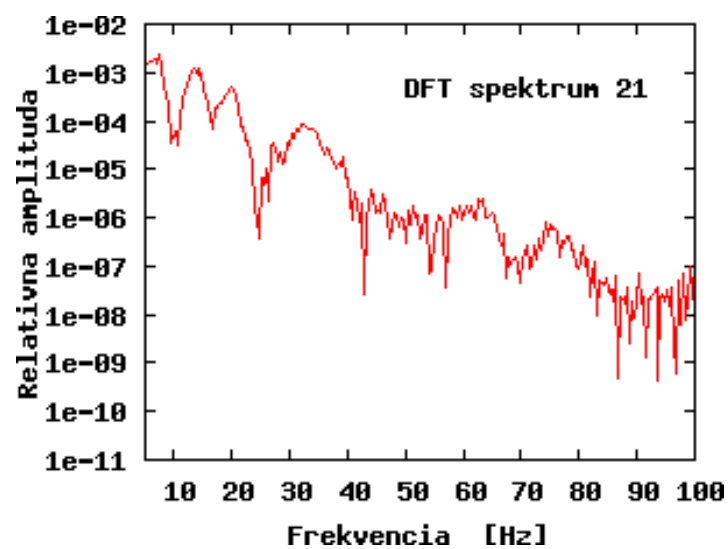
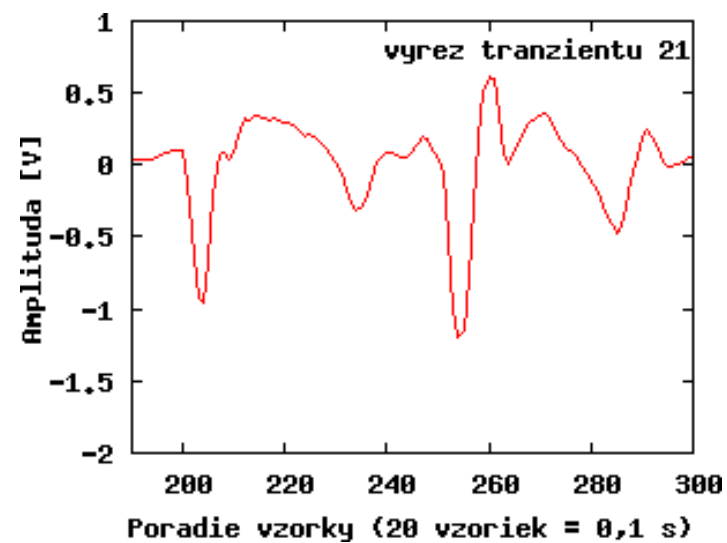
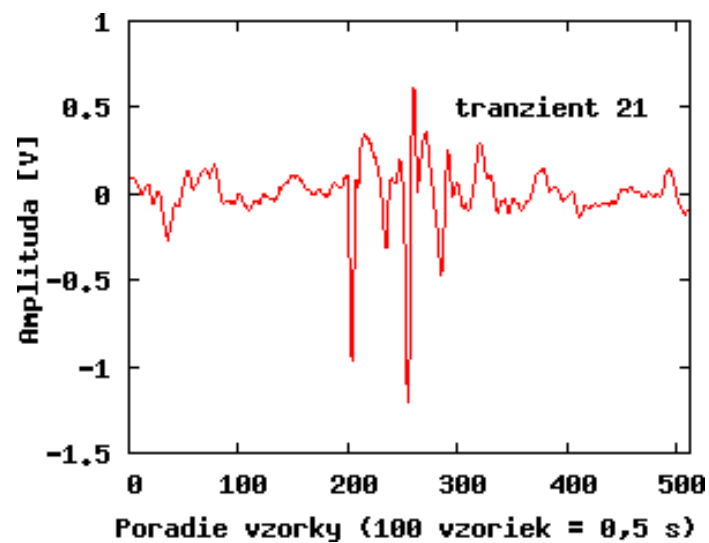
15oLog_ω6_5_100

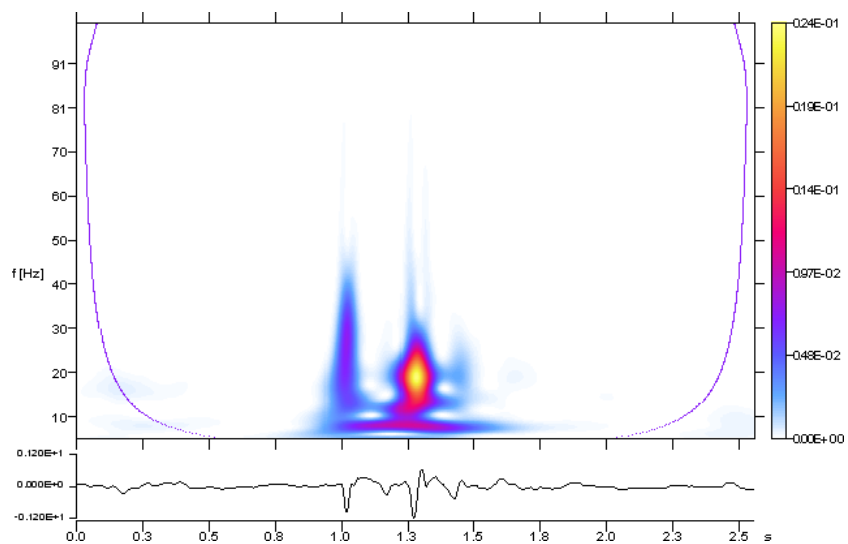


15rLin_ω6_5_100

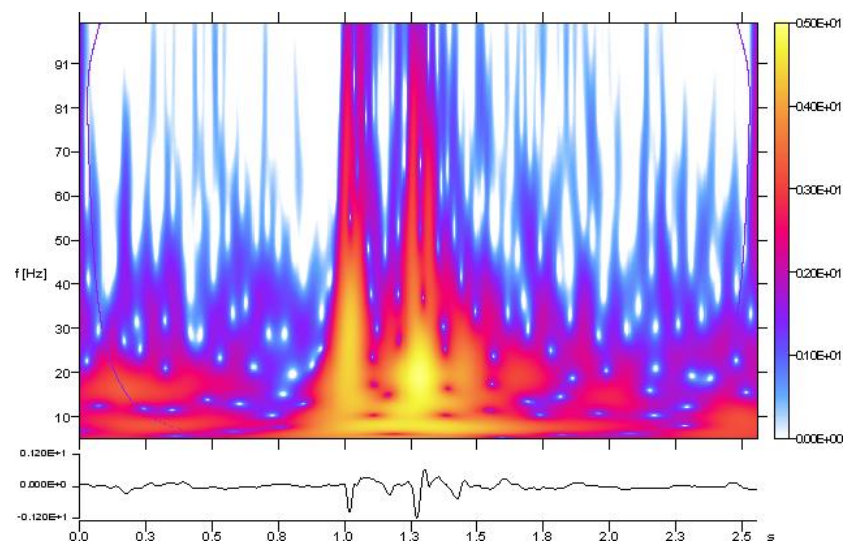


15rLog_ω6_5_100

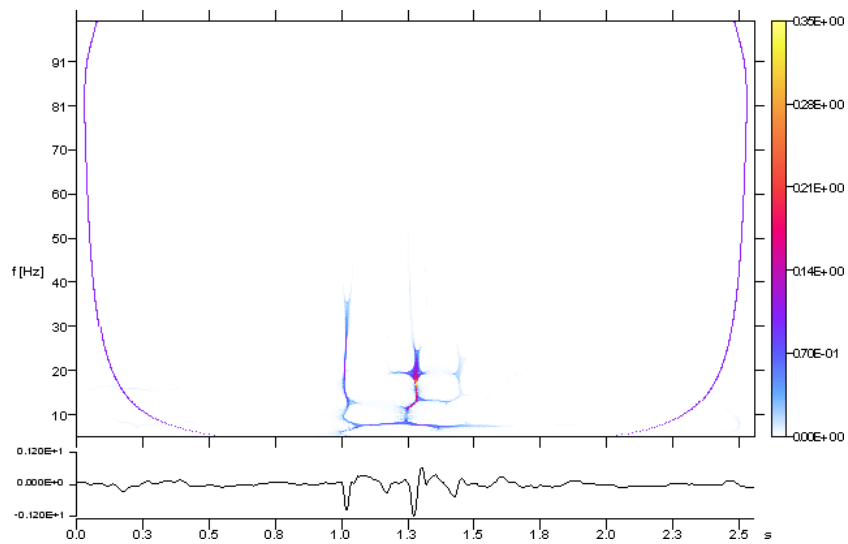




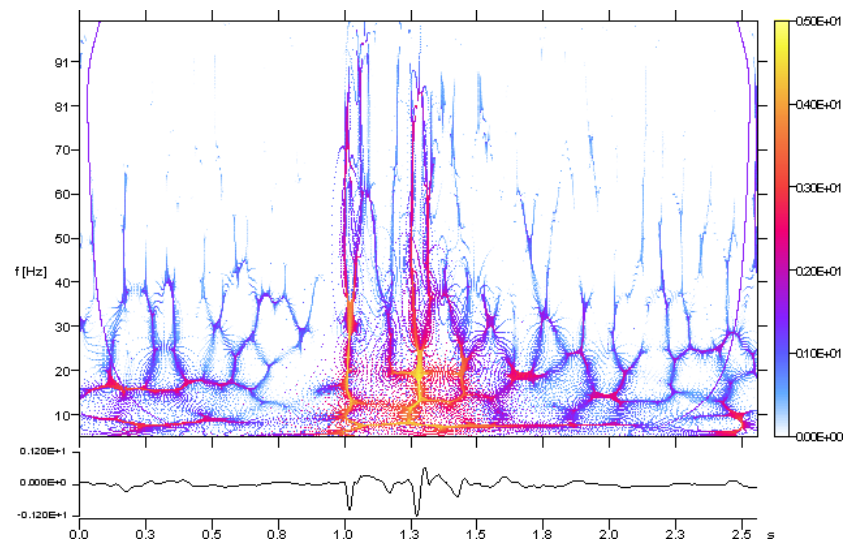
21oLin_ω6_5_100



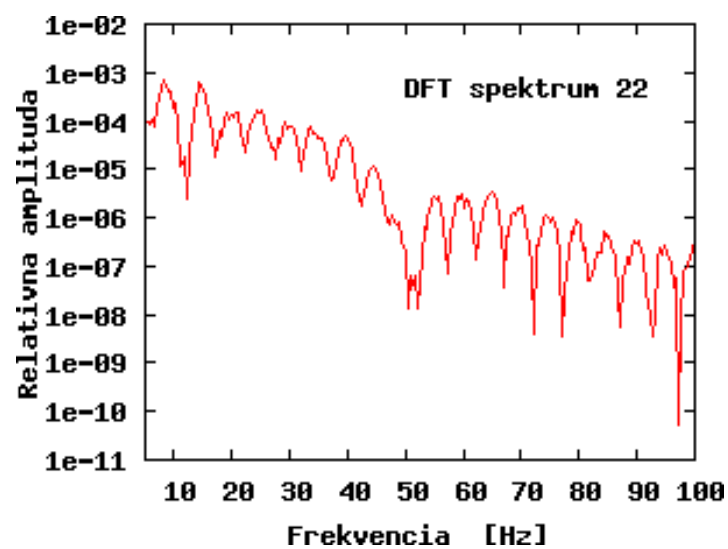
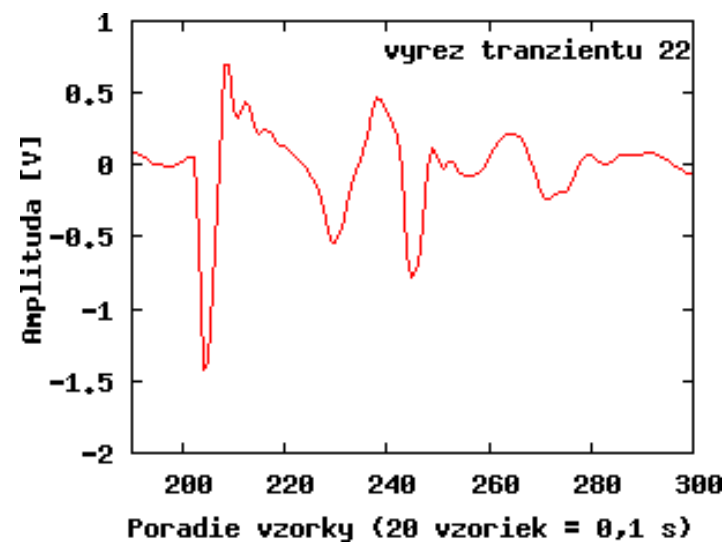
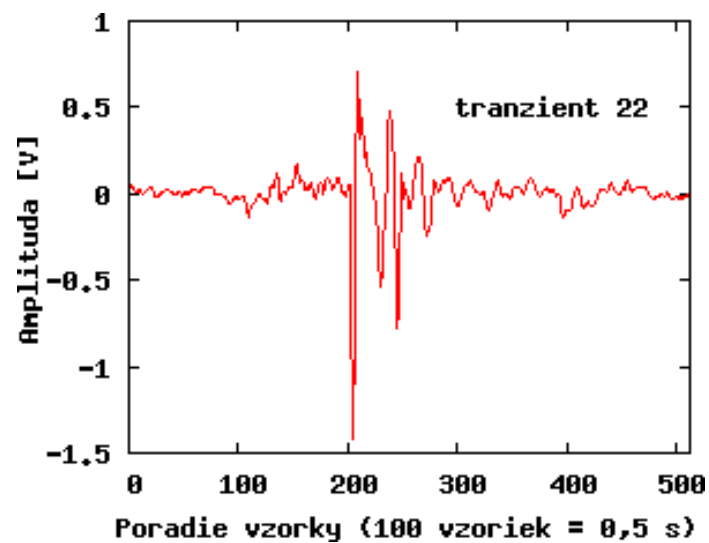
21oLog_ω6_5_100

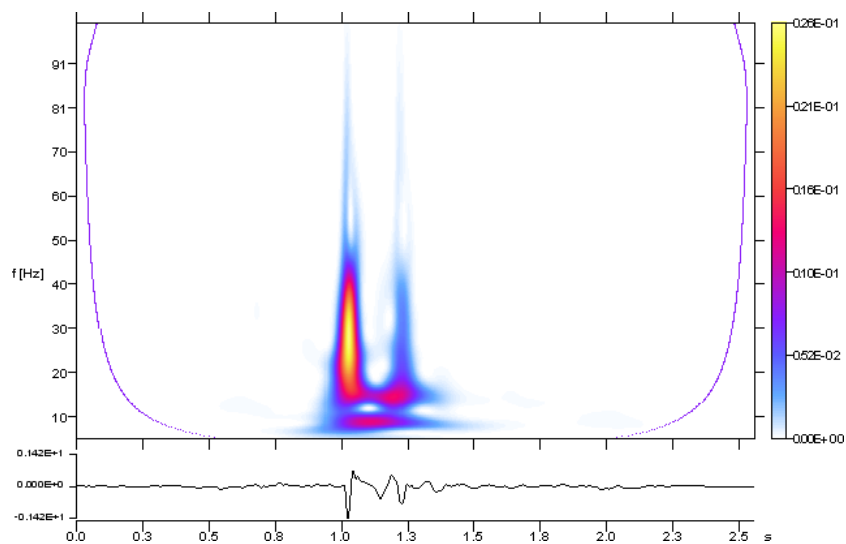


21rLin_ω6_5_100

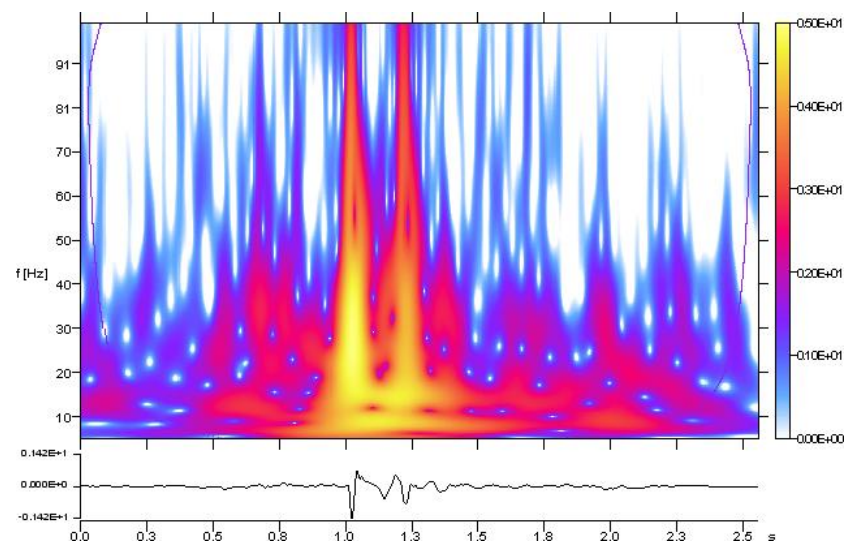


21rLog_ω6_5_100

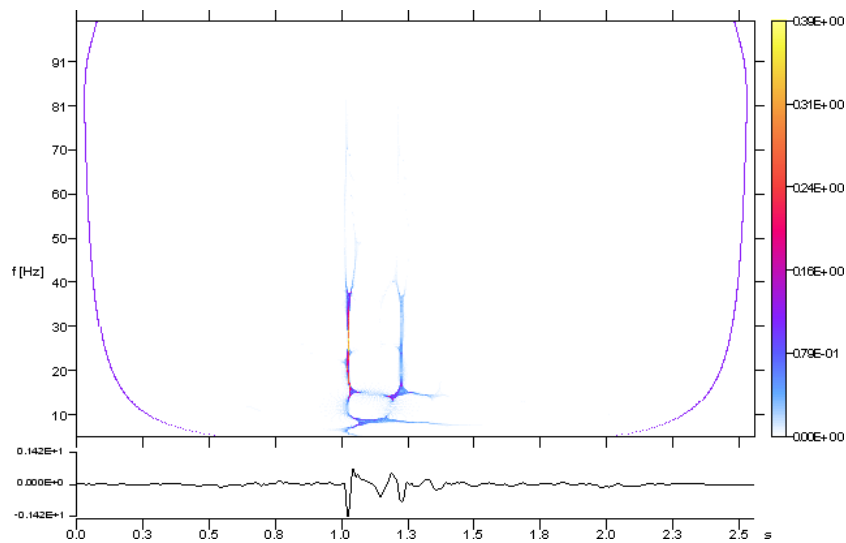




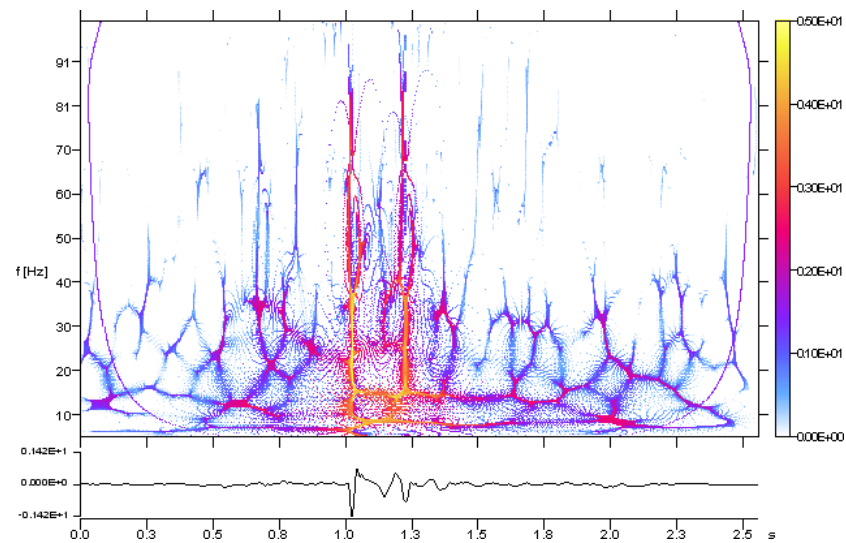
22oLin_ω6_5_100



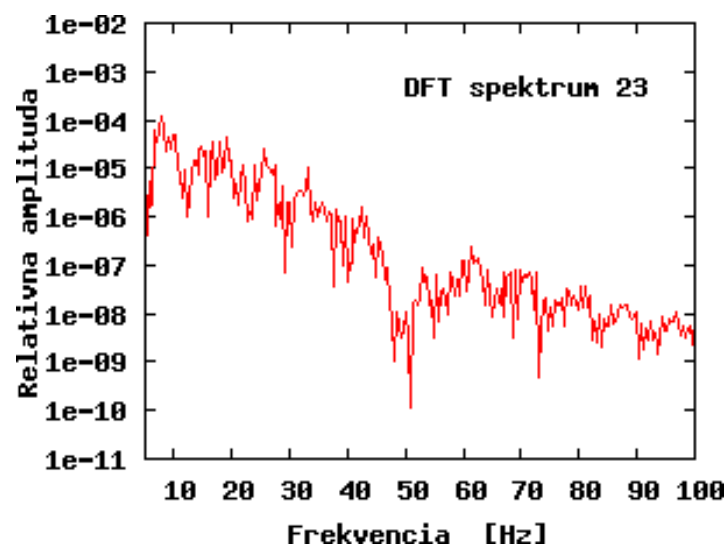
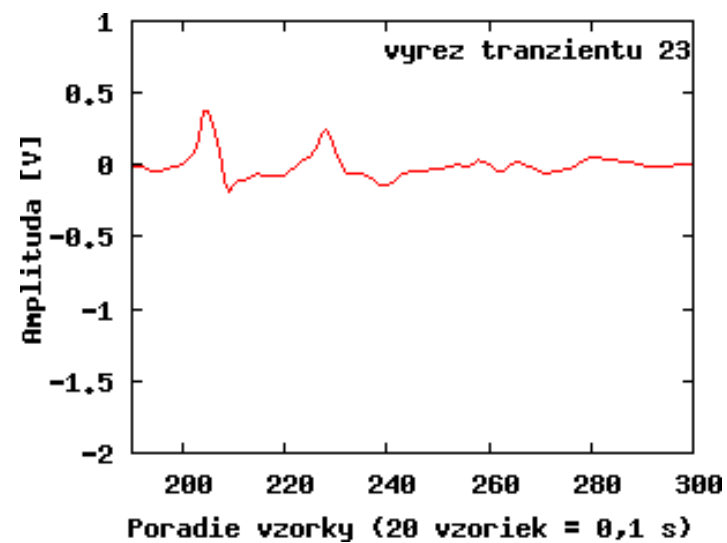
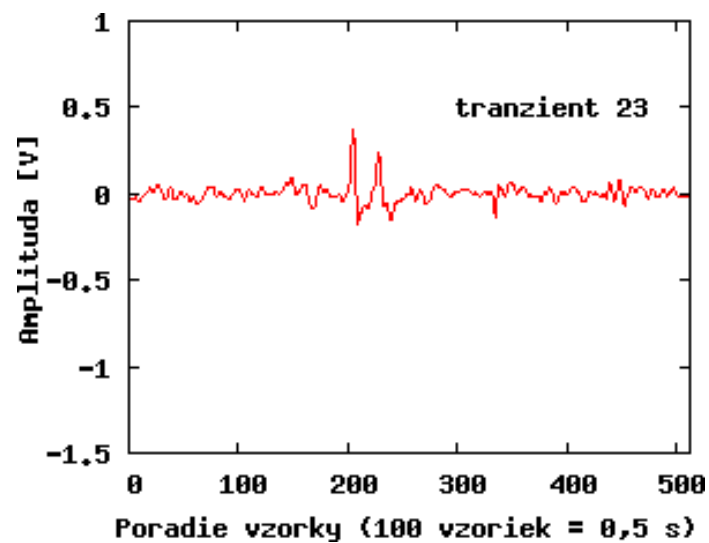
22oLog_ω6_5_100

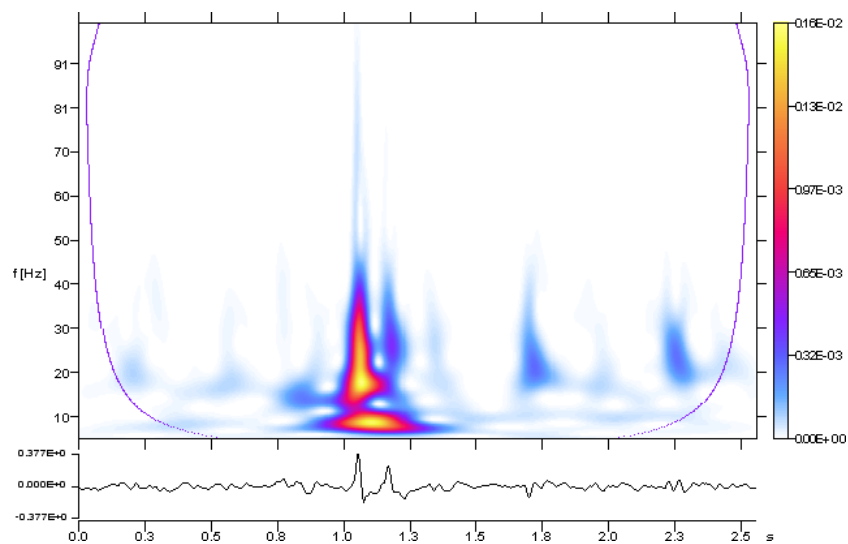


22rLin_ω6_5_100

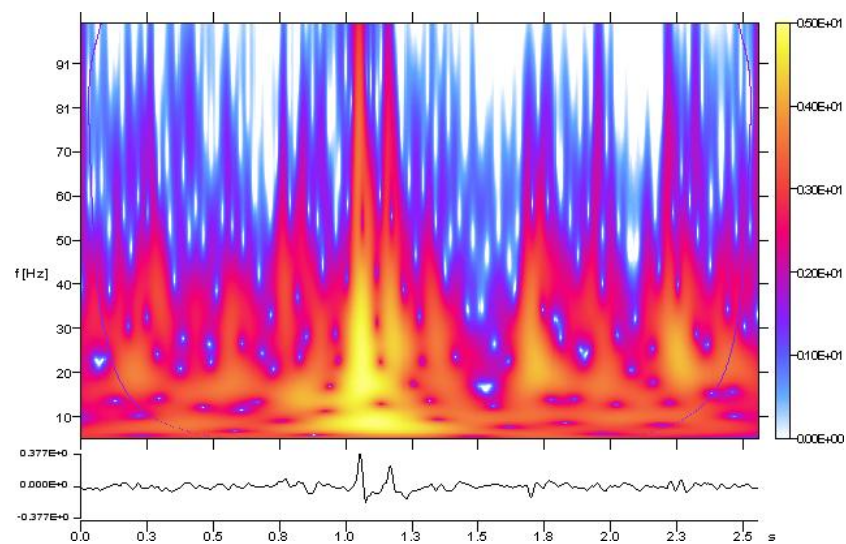


22rLog_ω6_5_100

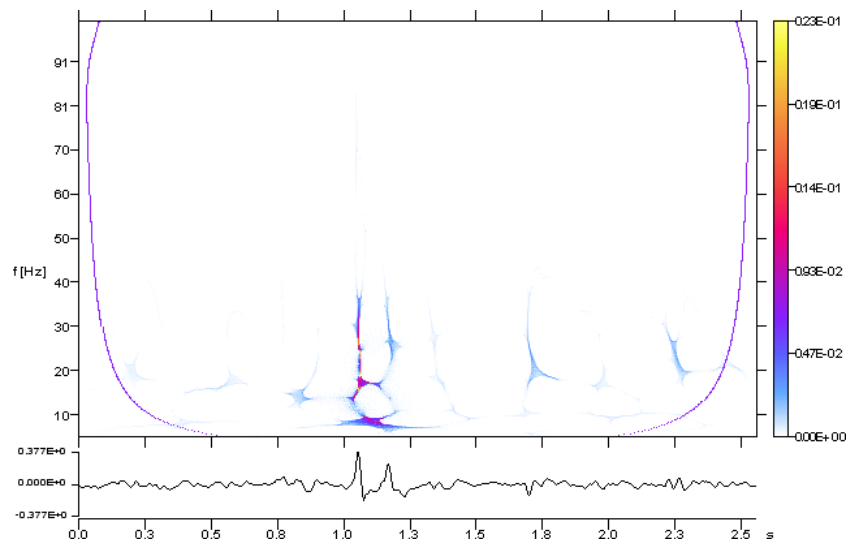




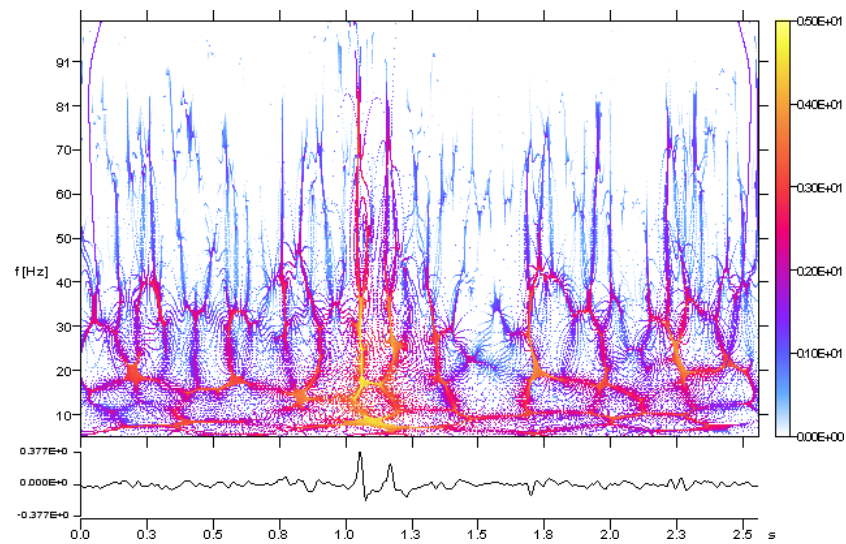
23oLin_ω6_5_100



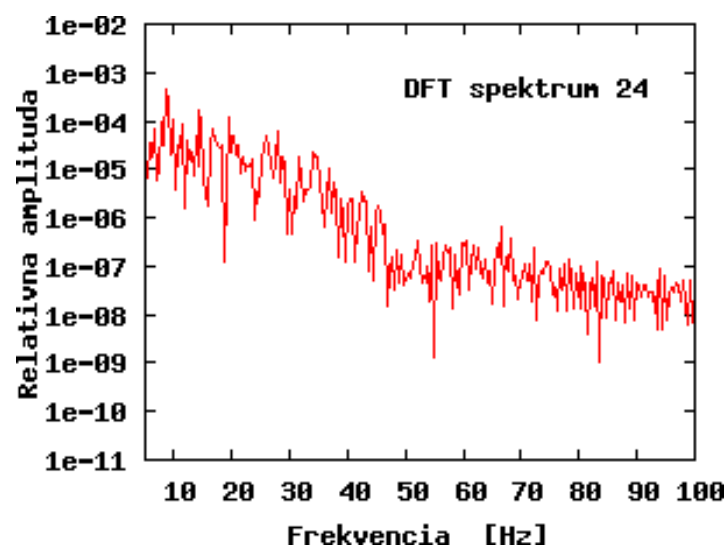
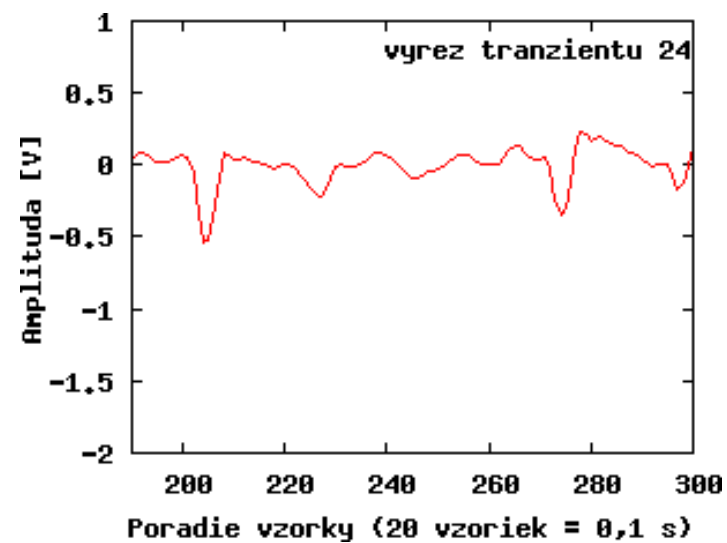
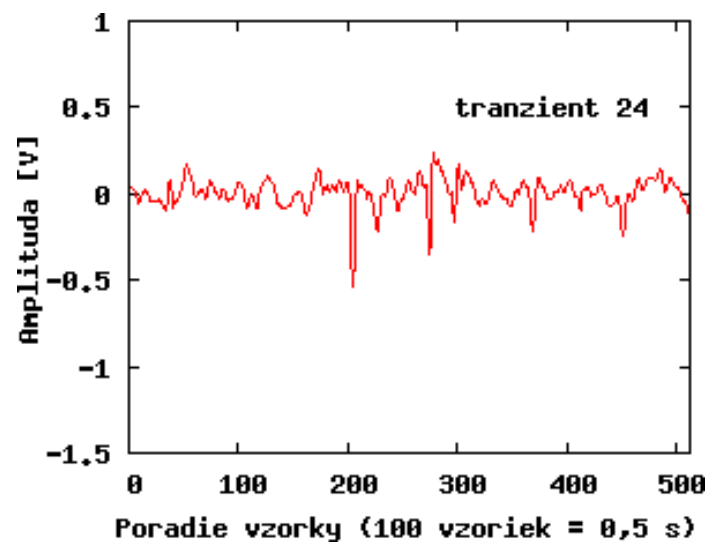
23oLog_ω6_5_100

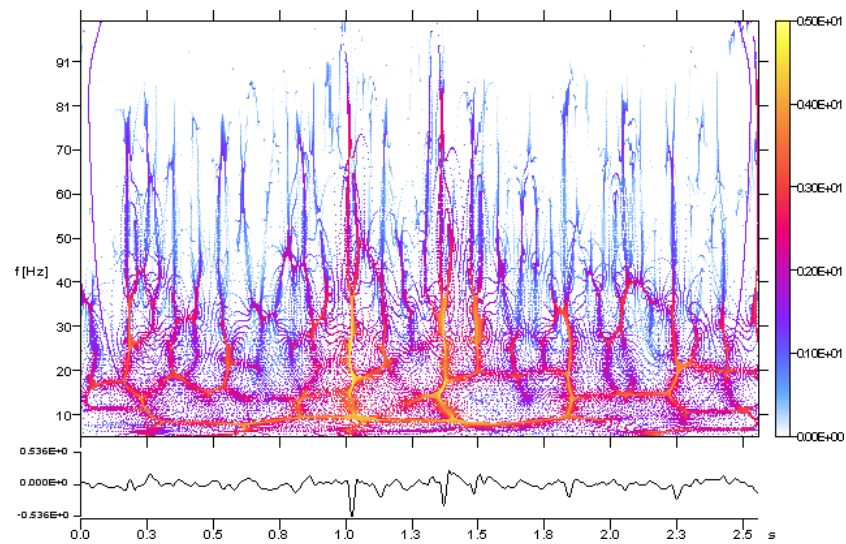
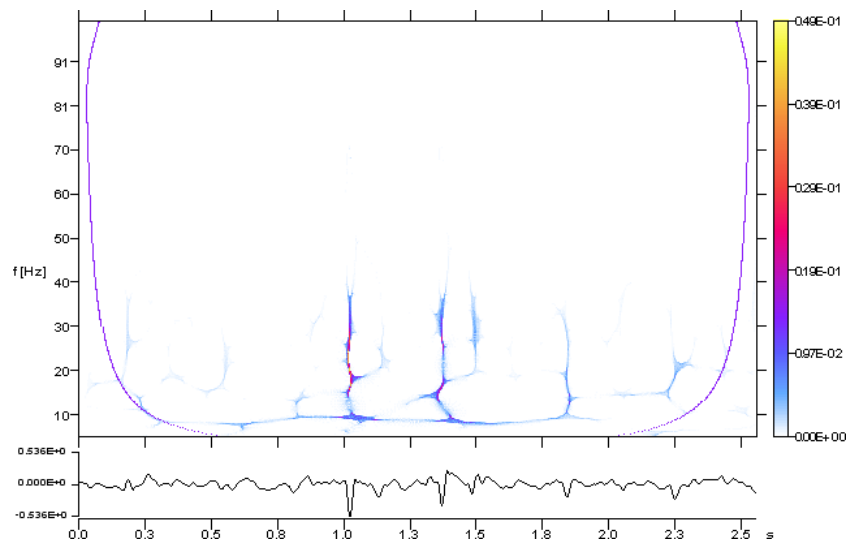
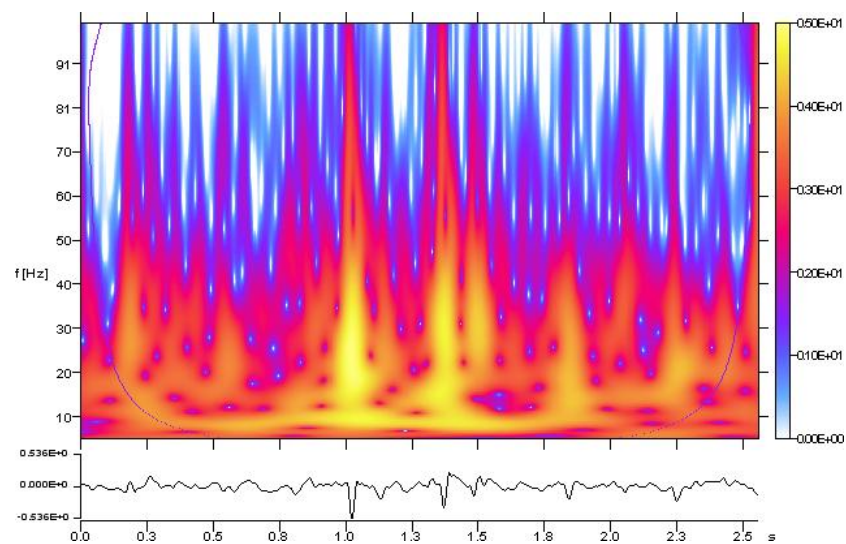
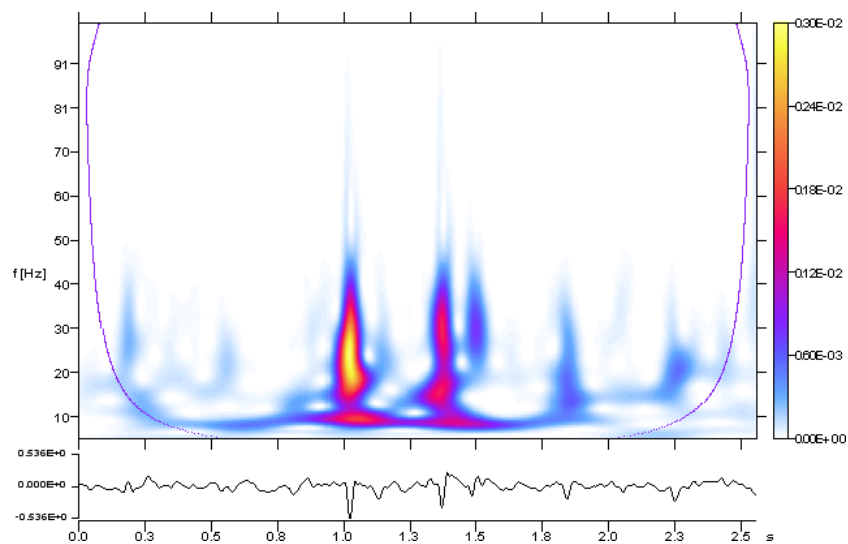


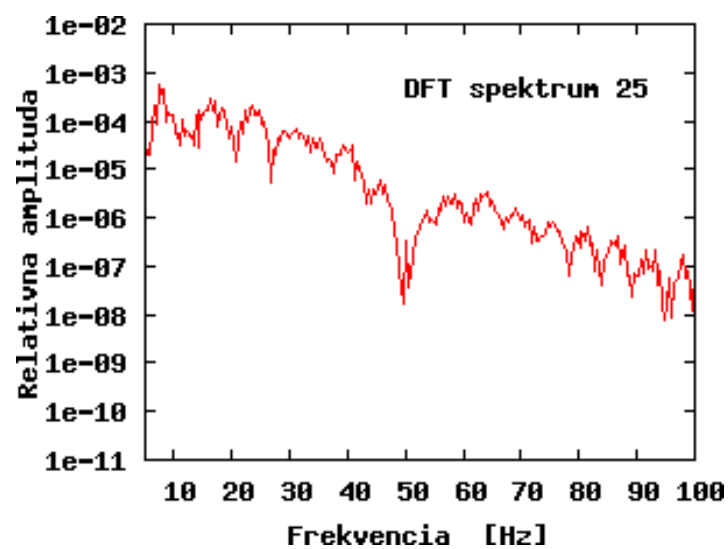
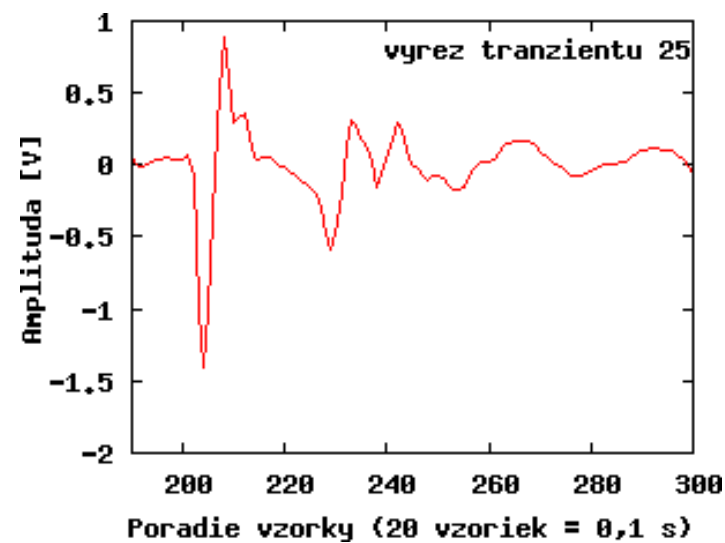
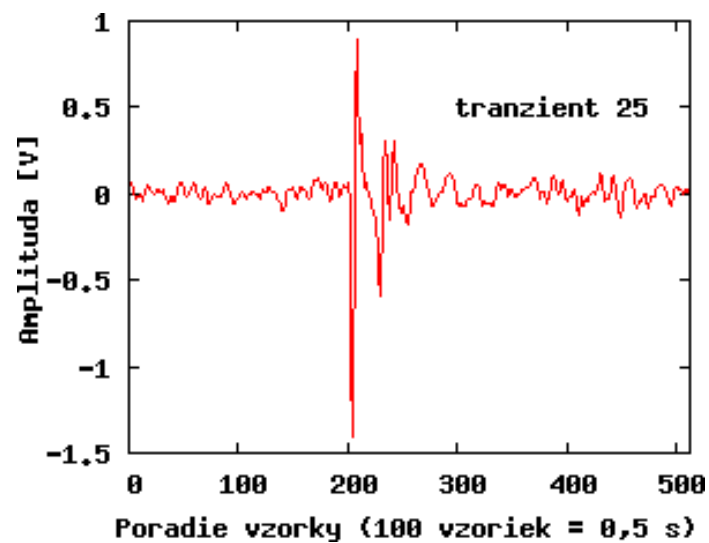
23rLin_ω6_5_100

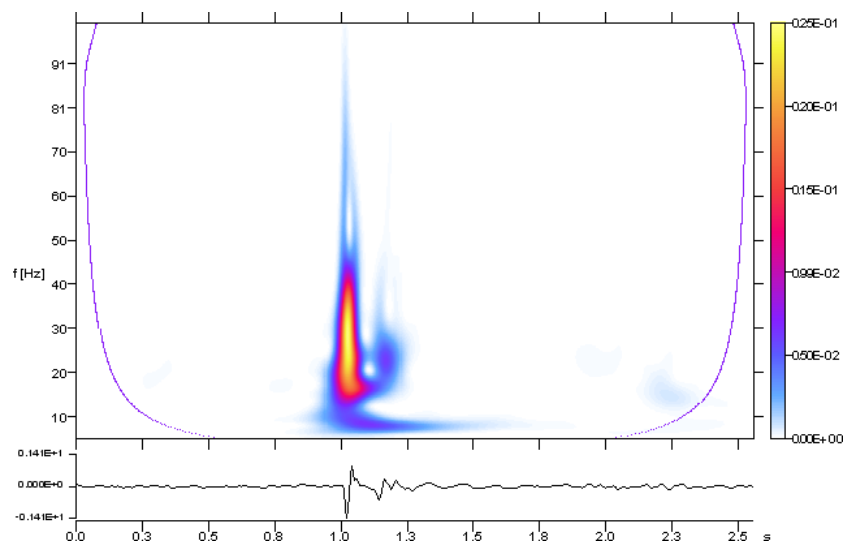


23rLog_ω6_5_100

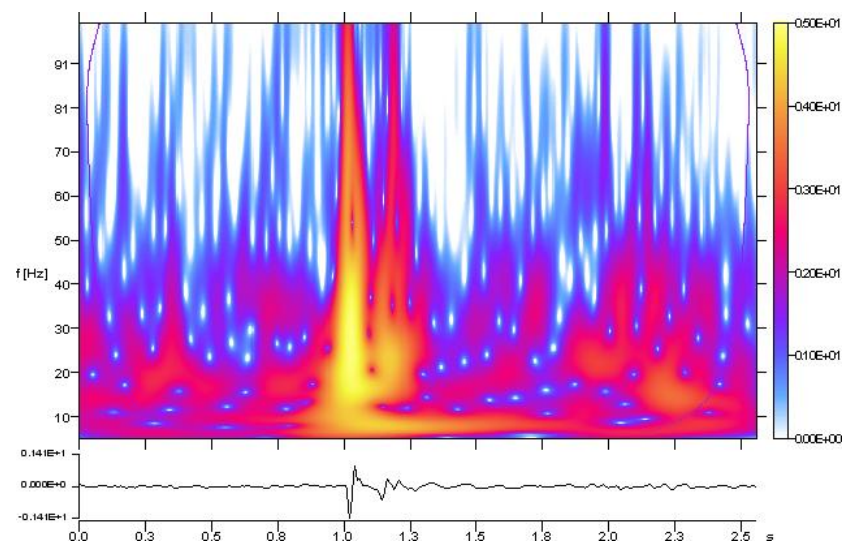




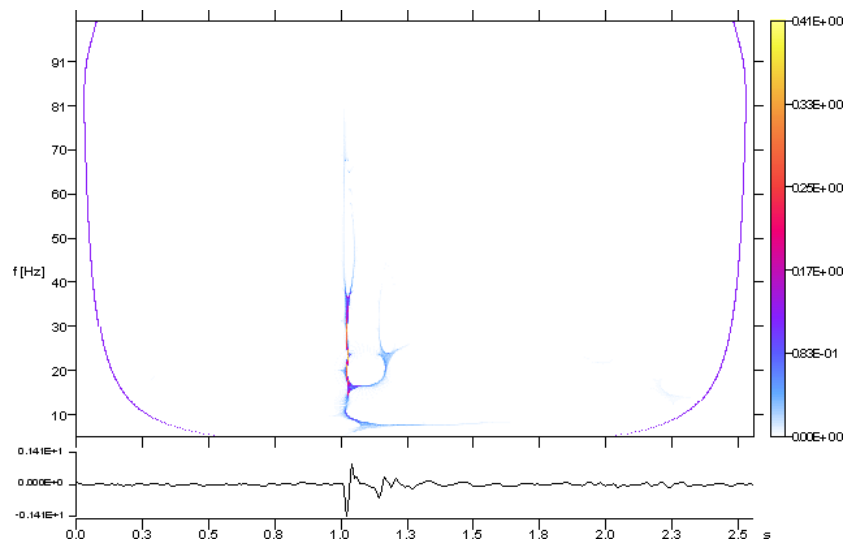




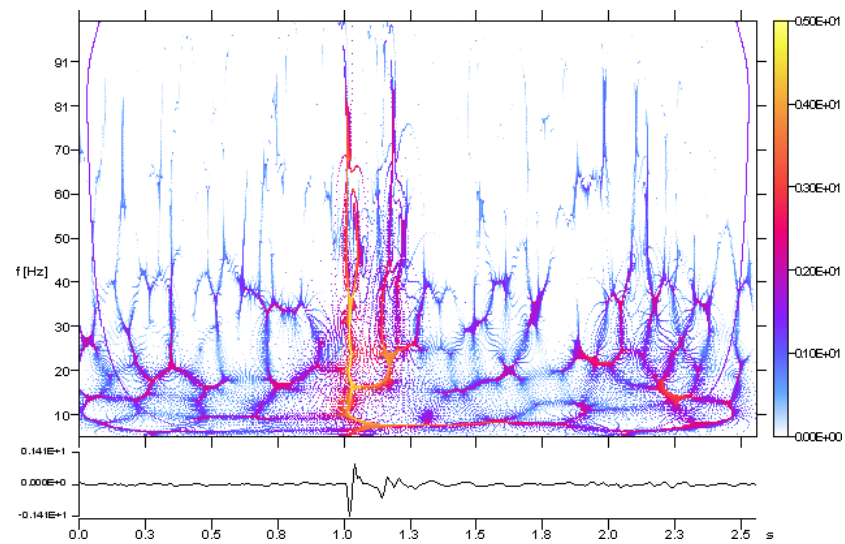
25oLin_ω6_5_100



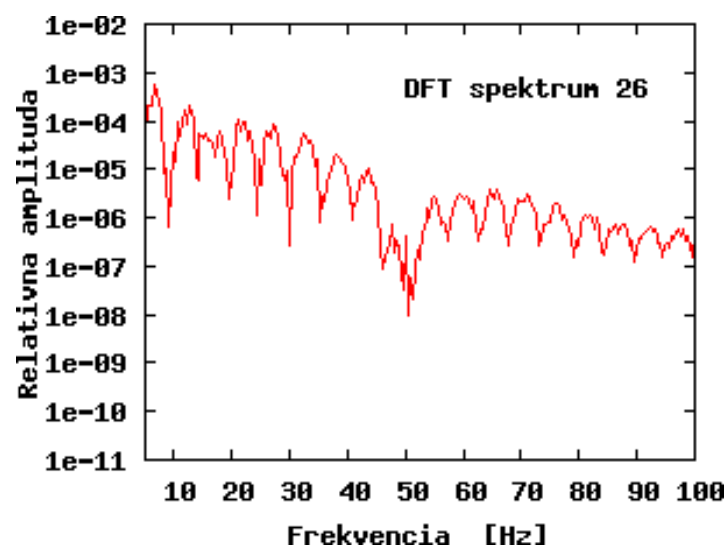
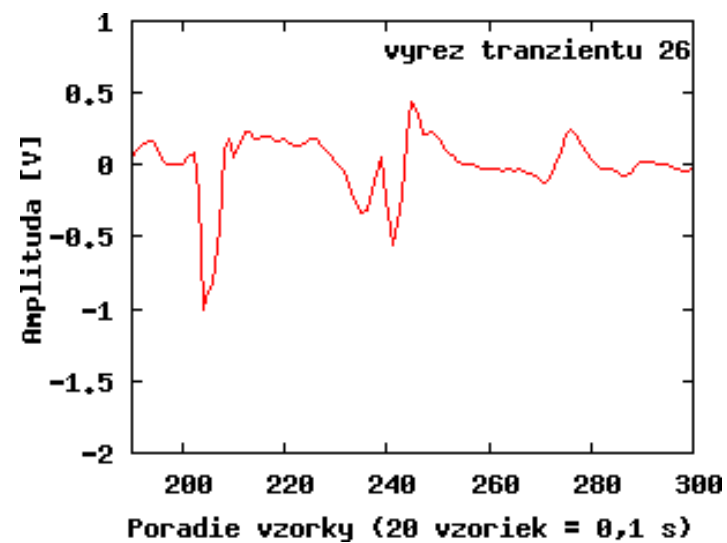
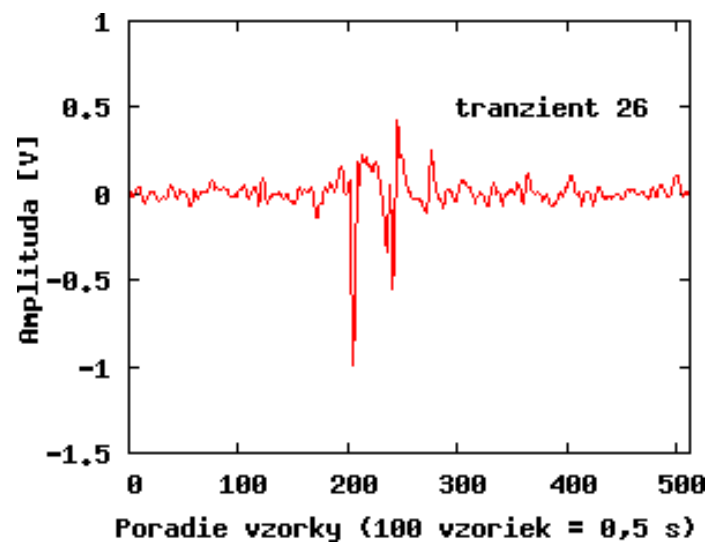
25oLog_ω6_5_100

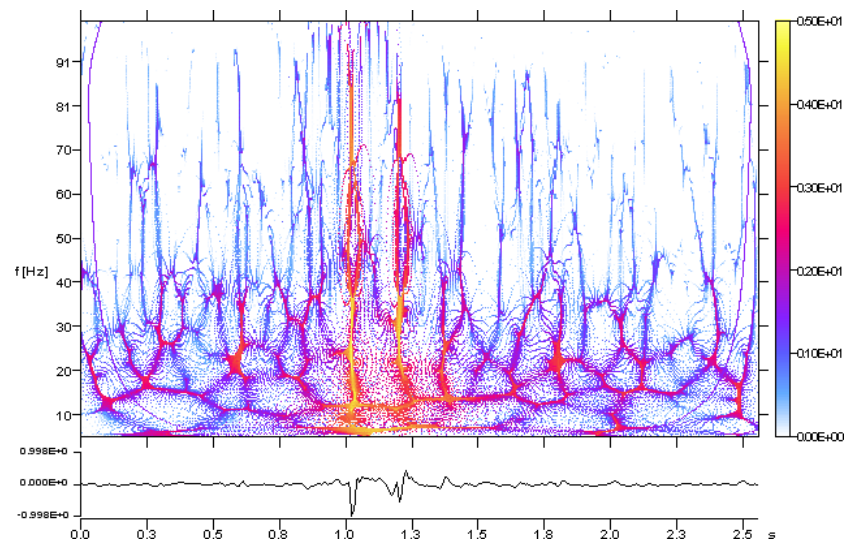
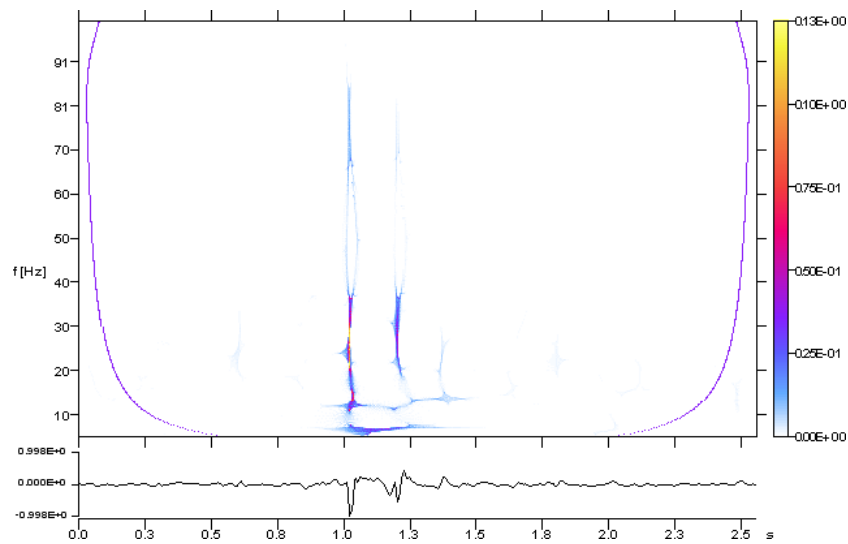
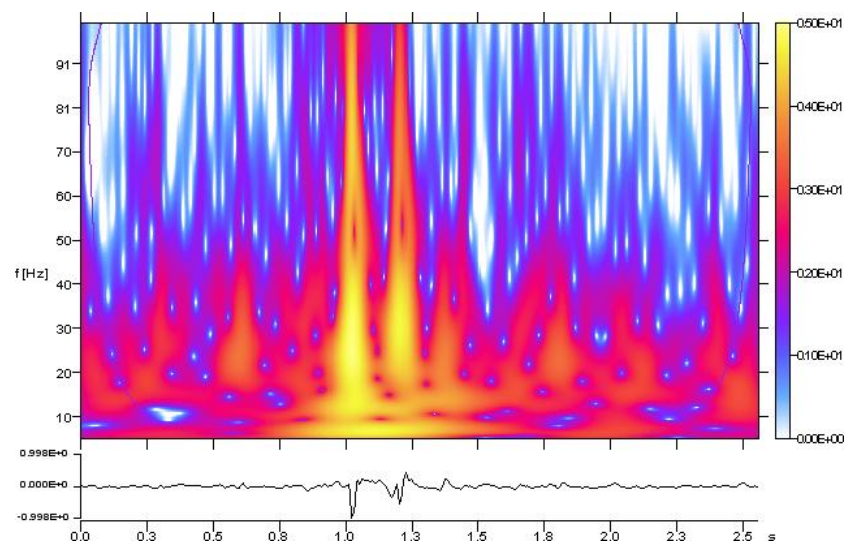
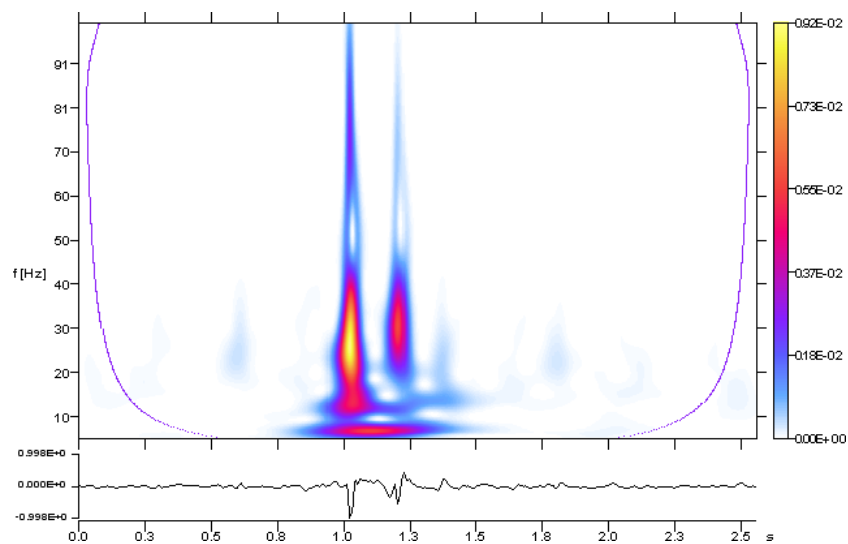


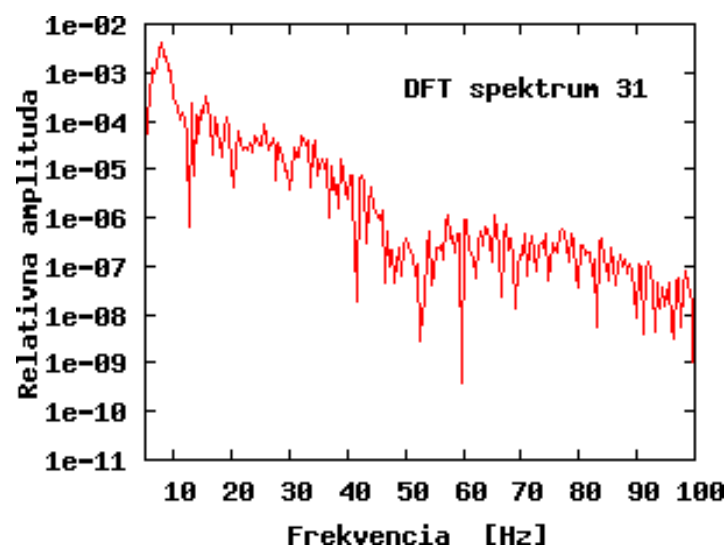
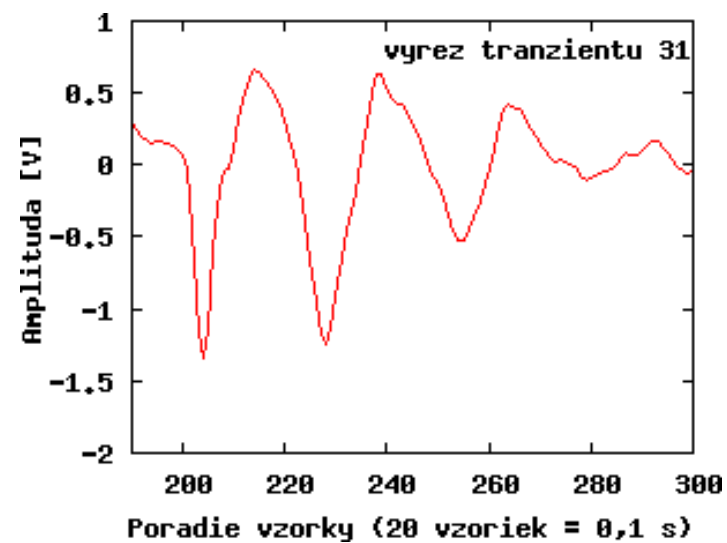
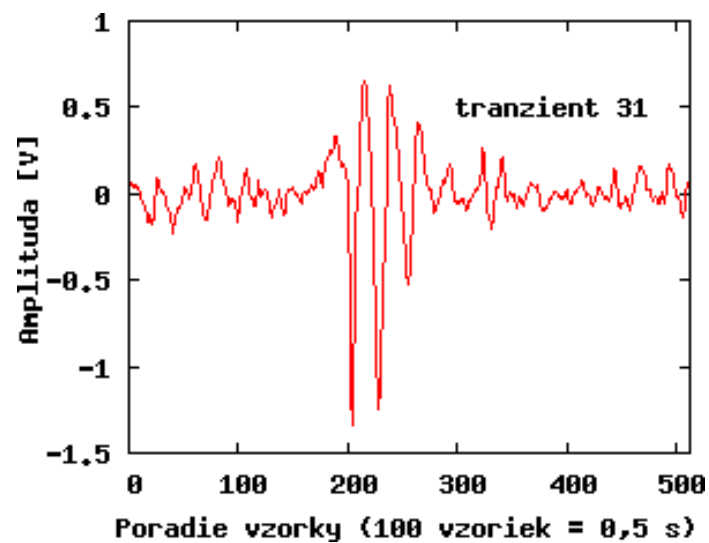
25rLin_ω6_5_100

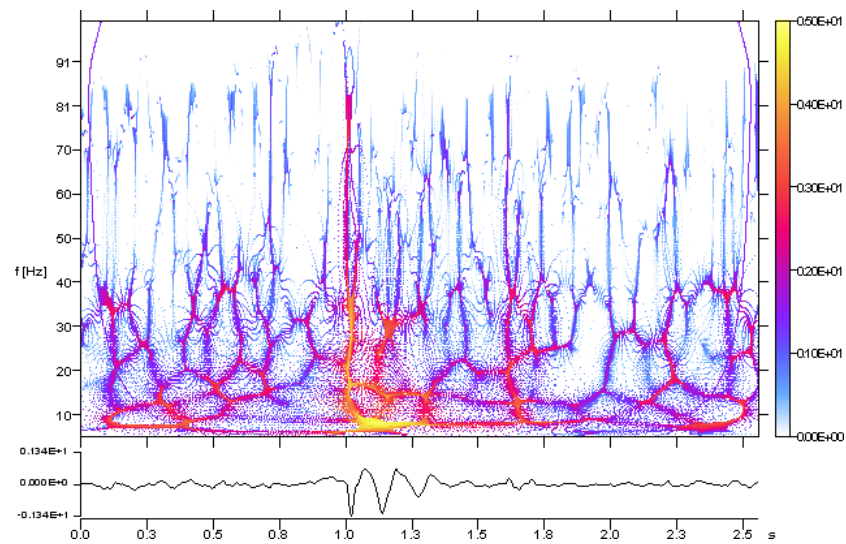
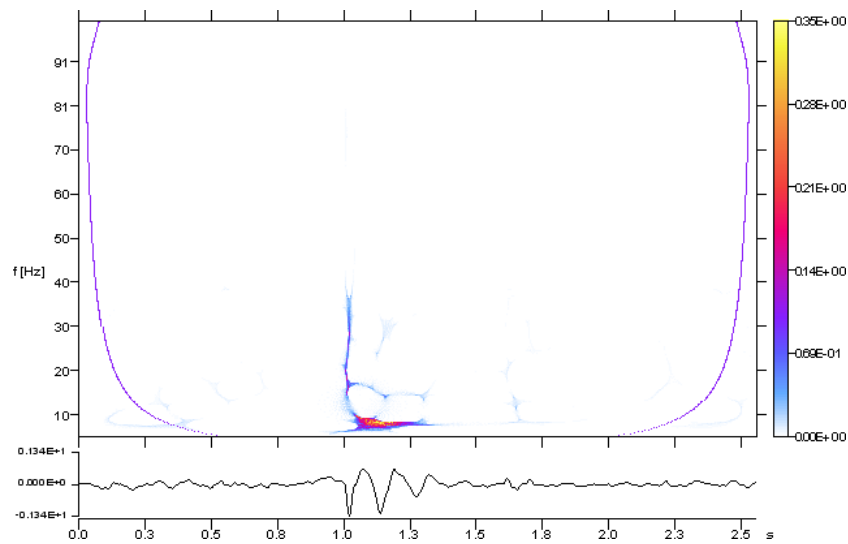
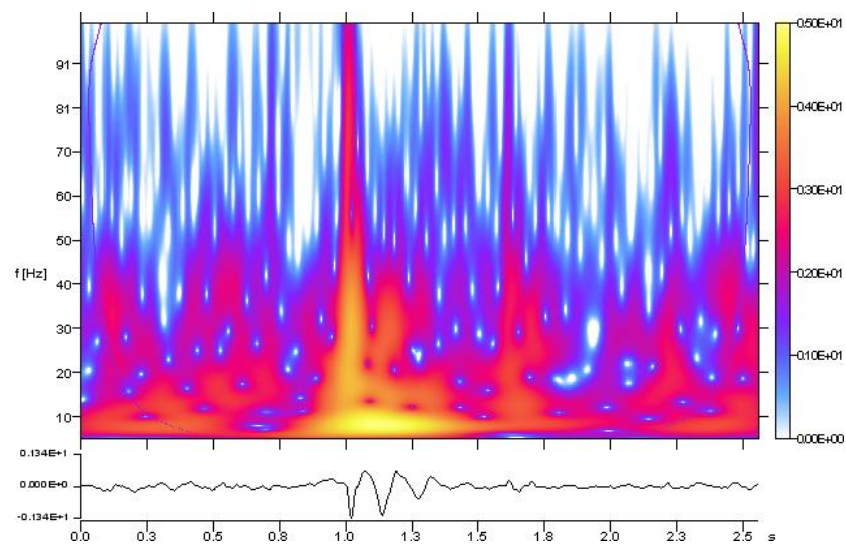
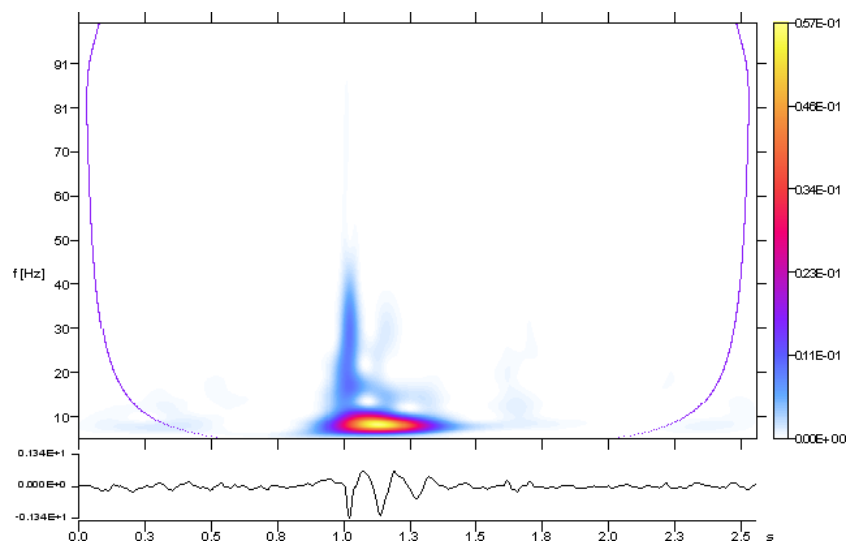


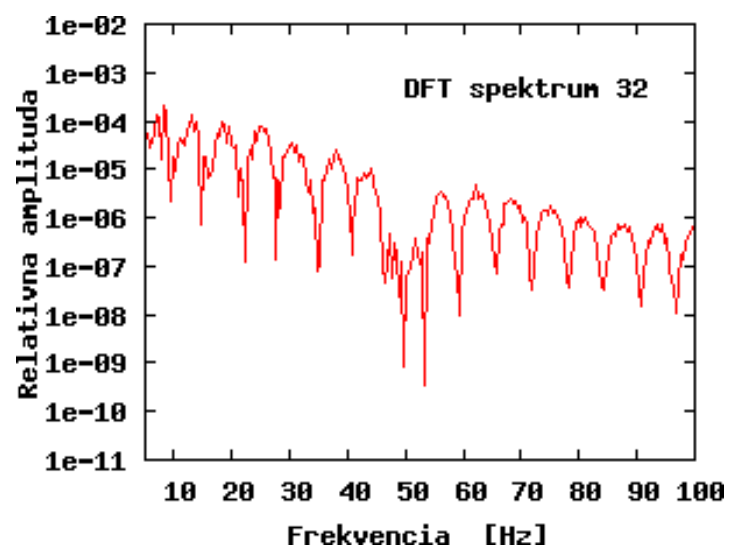
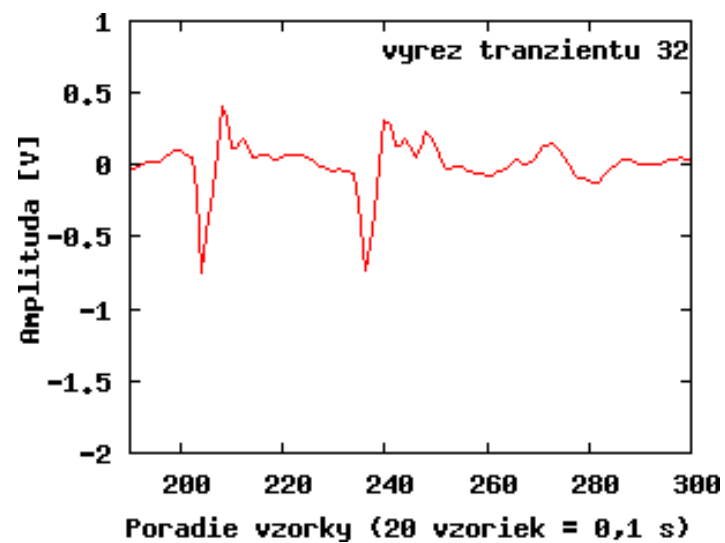
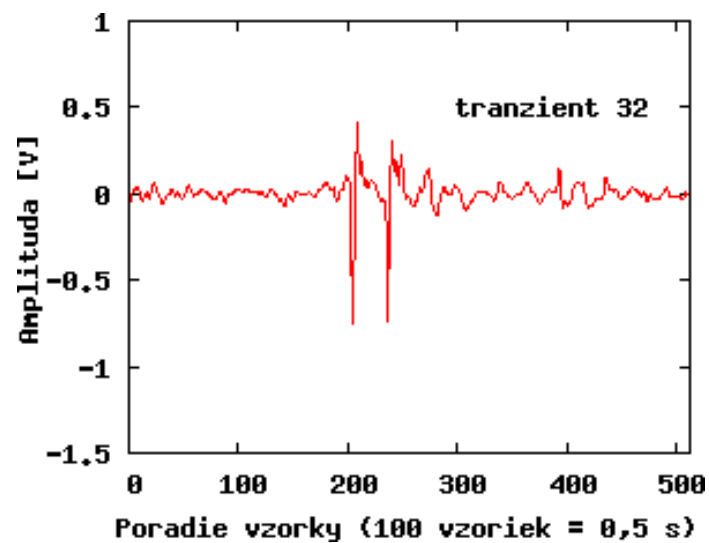
25rLog_ω6_5_100

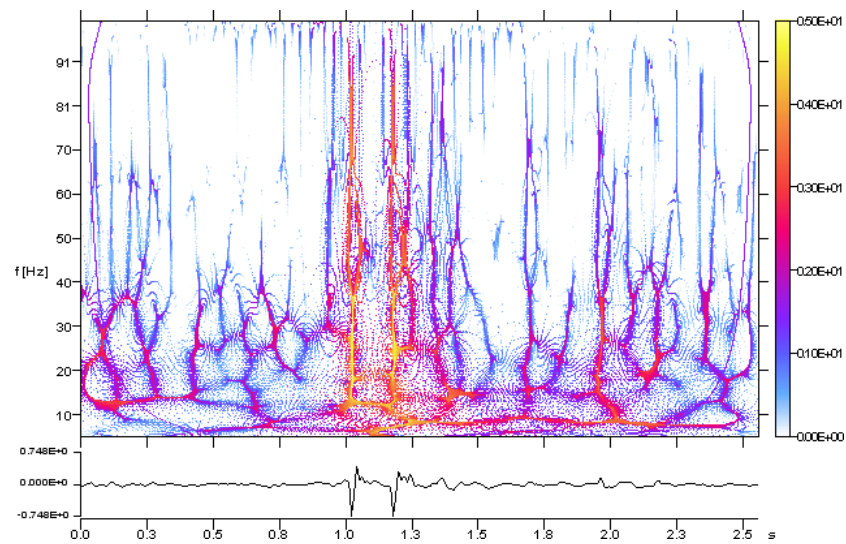
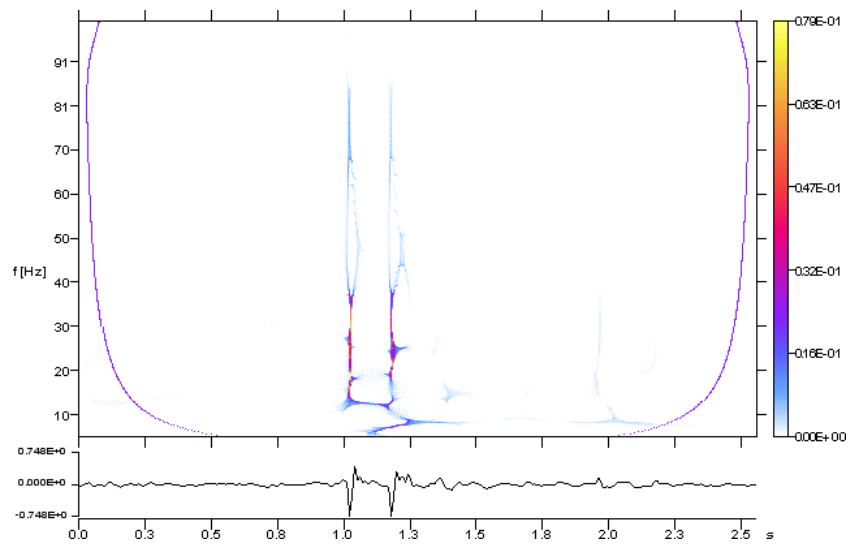
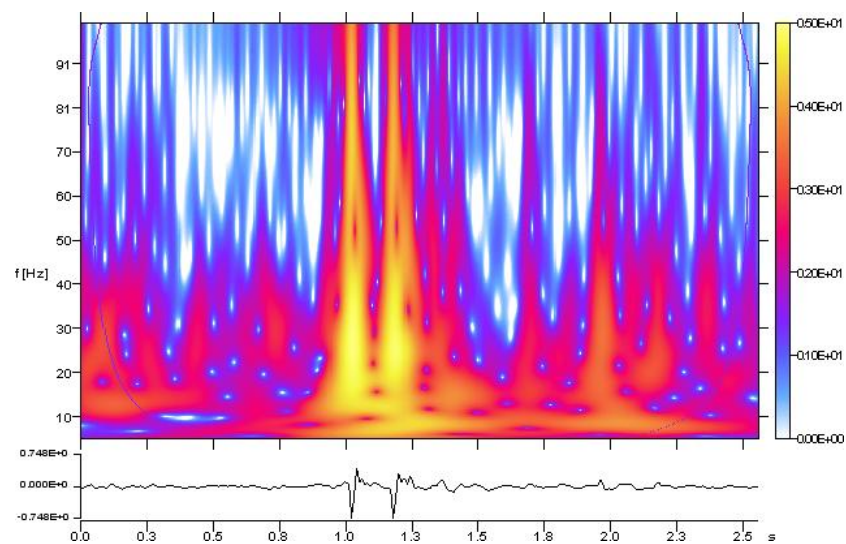
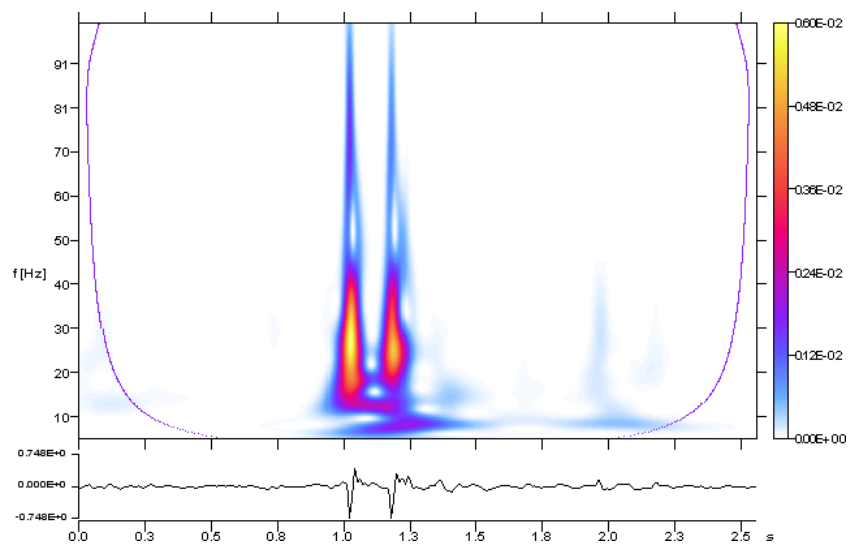


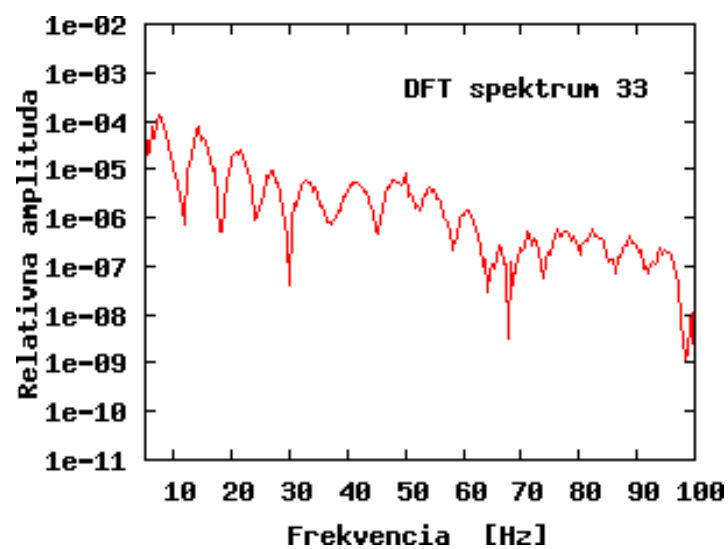
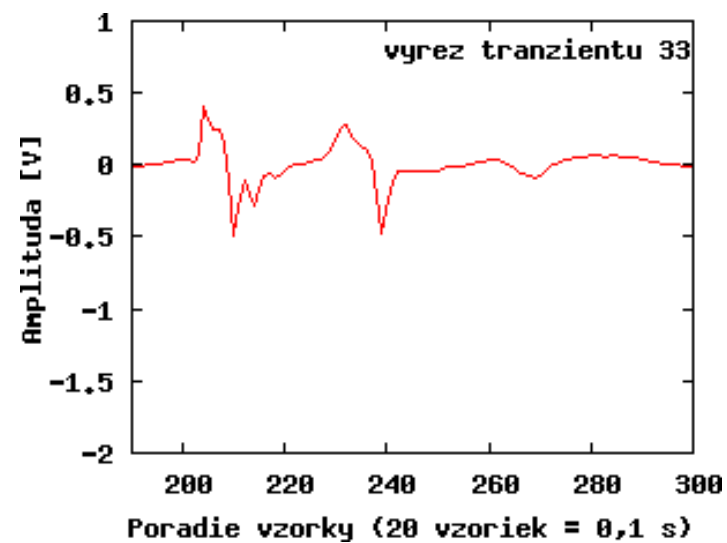
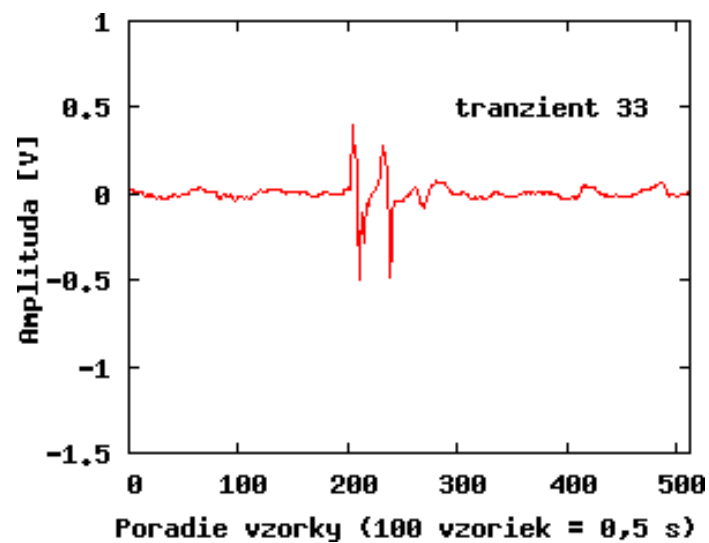


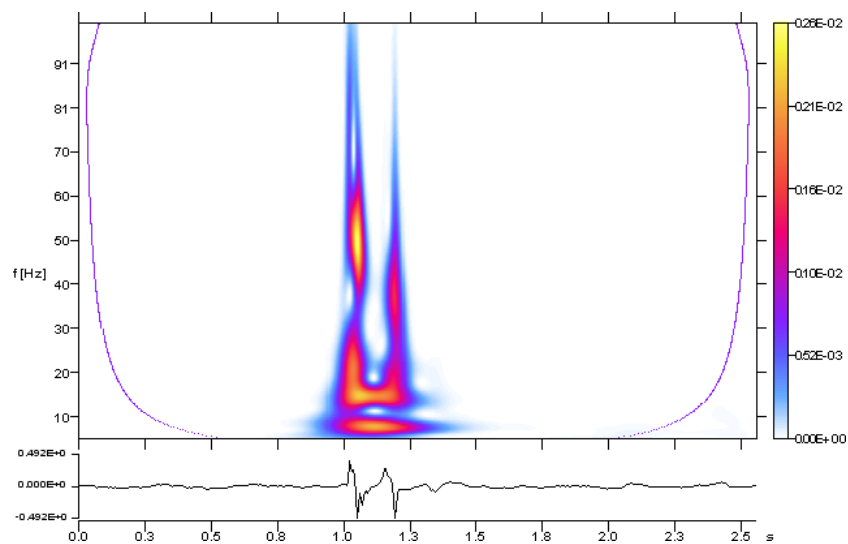




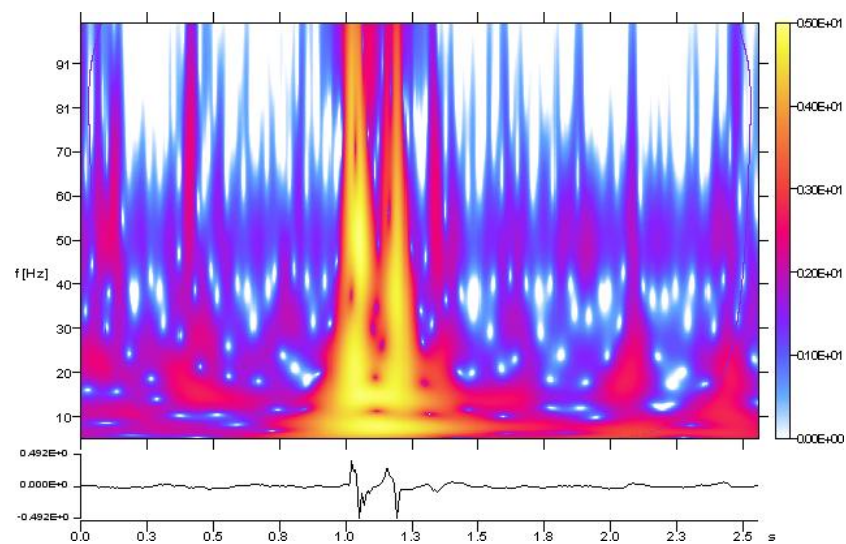




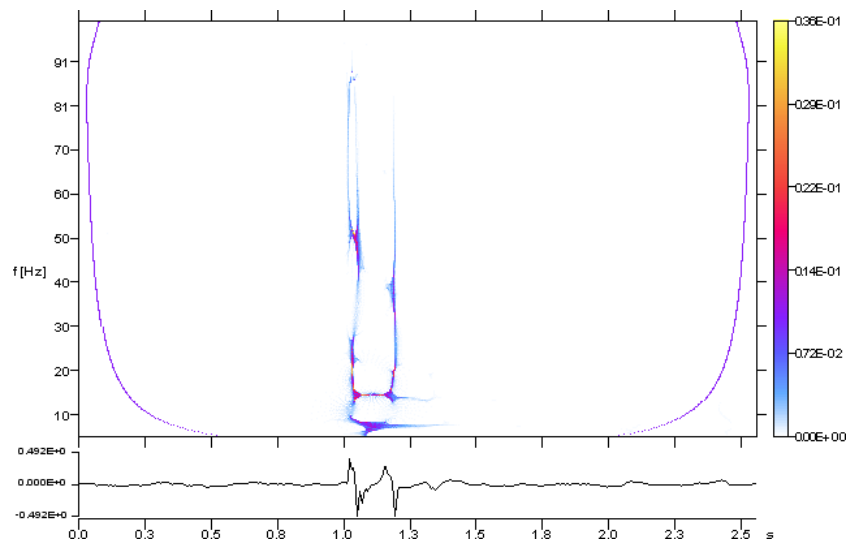




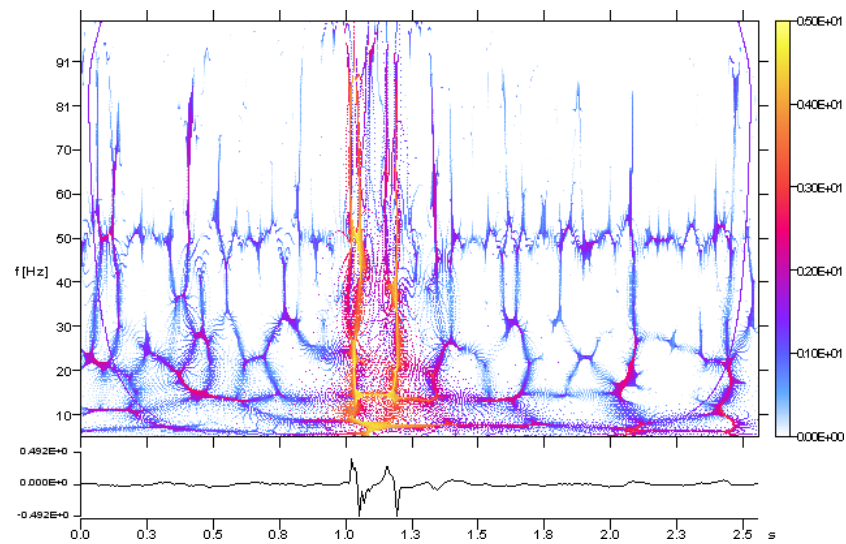
33oLin_ω6_5_100



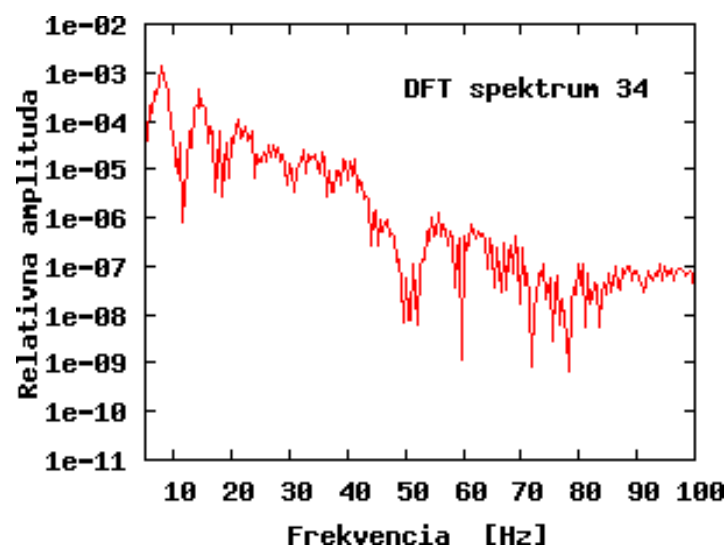
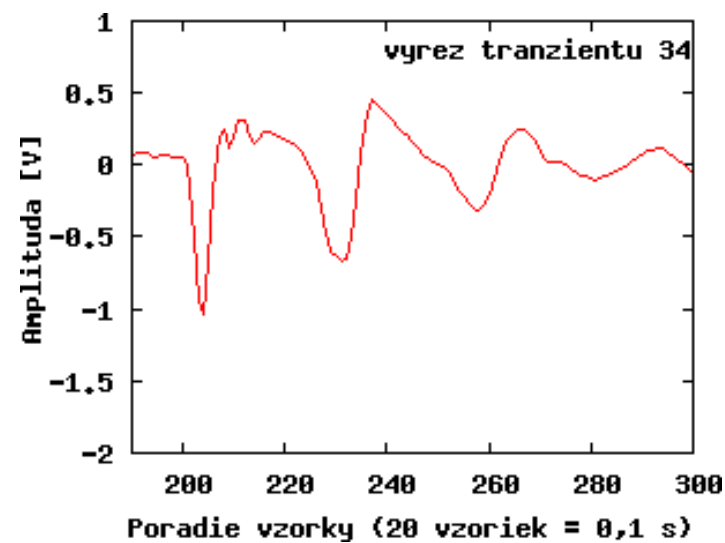
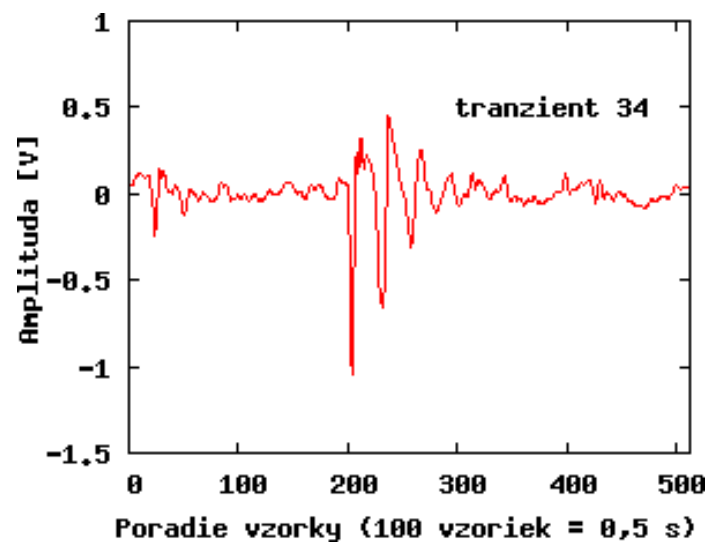
33oLog_ω6_5_100

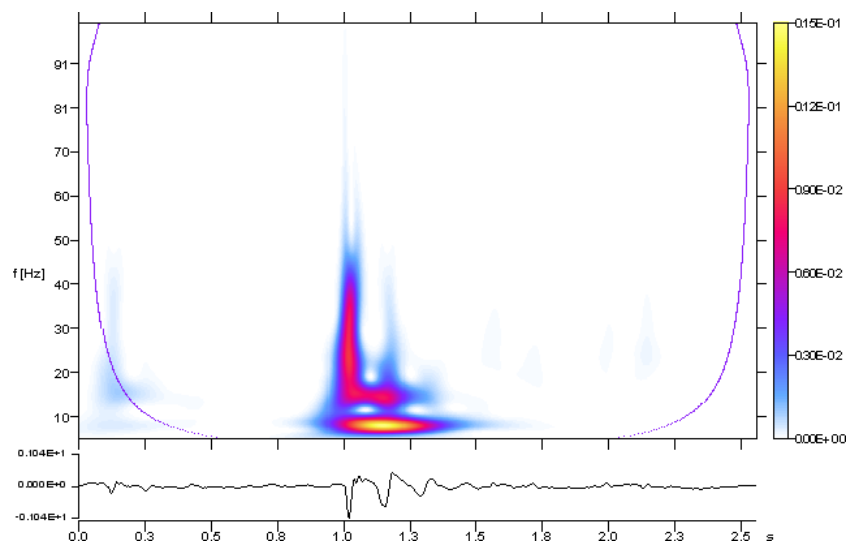


33rLin_ω6_5_100

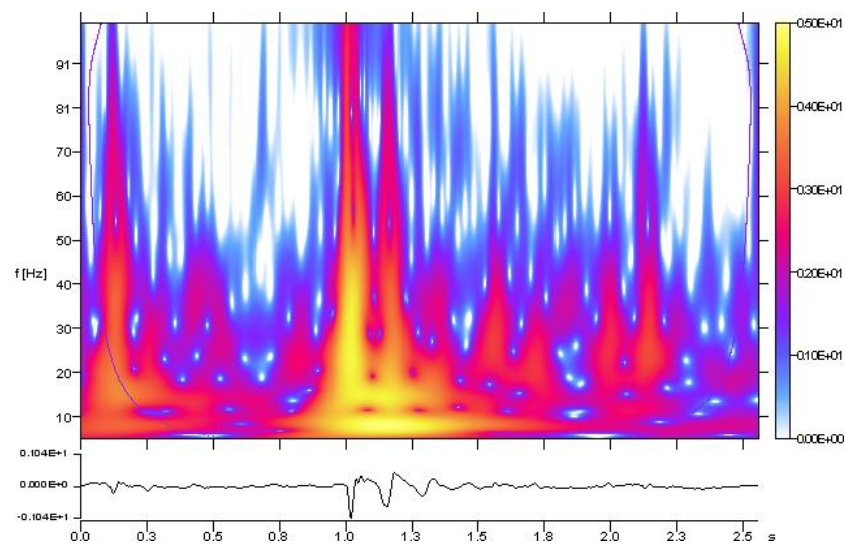


33rLog_ω6_5_100

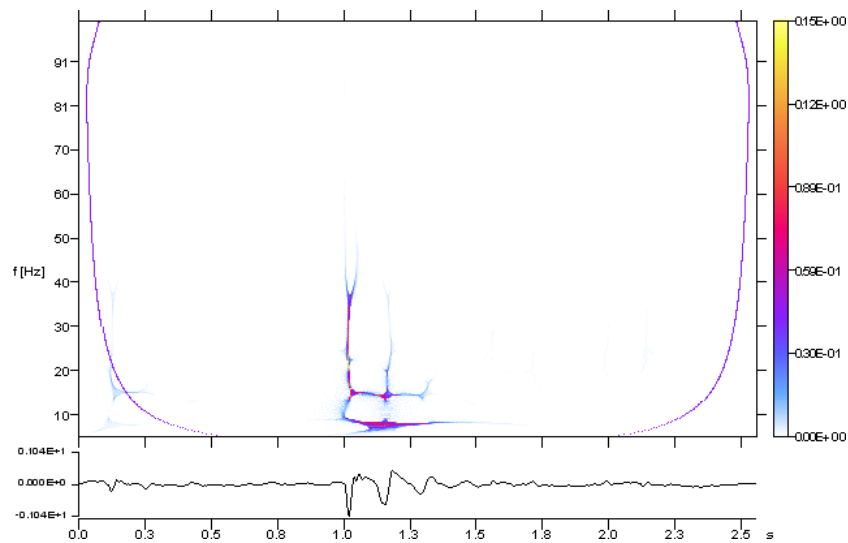




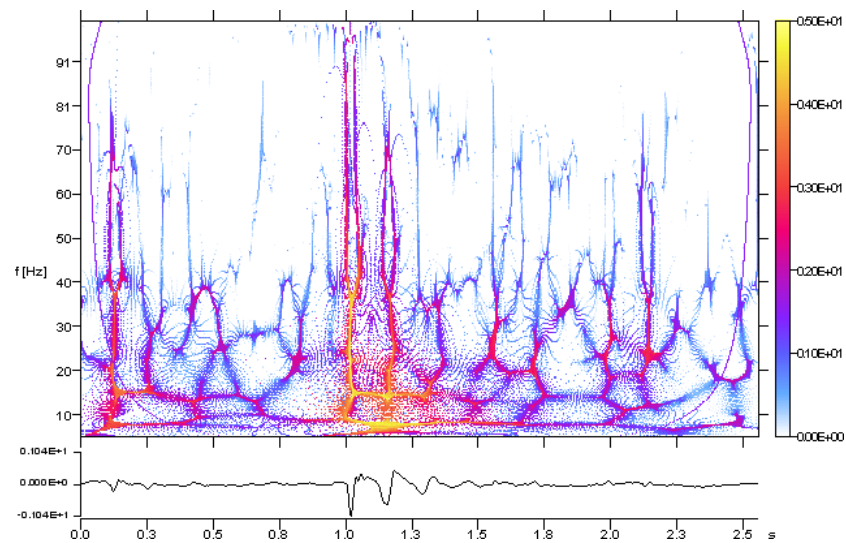
34oLin_ω6_5_100



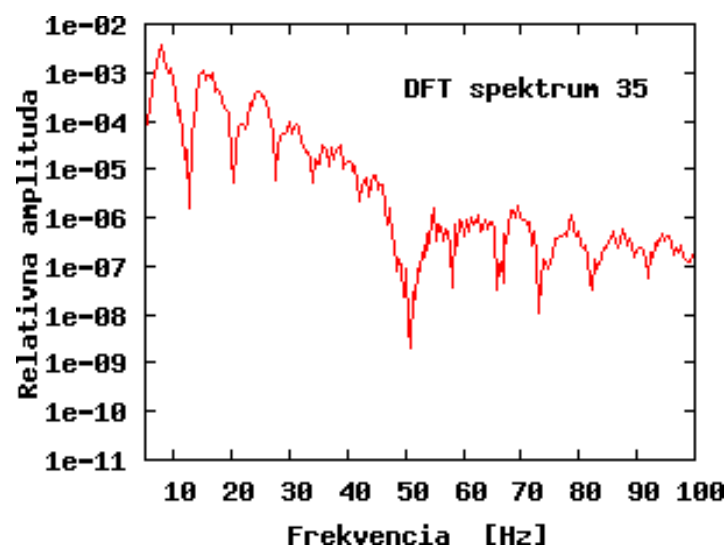
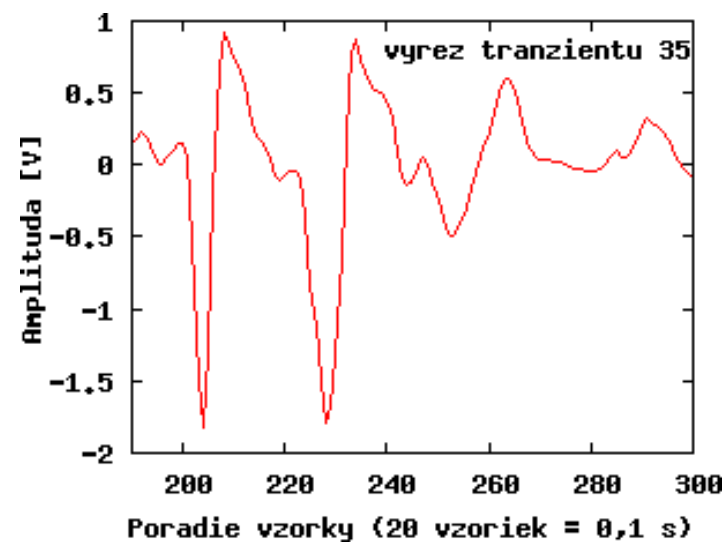
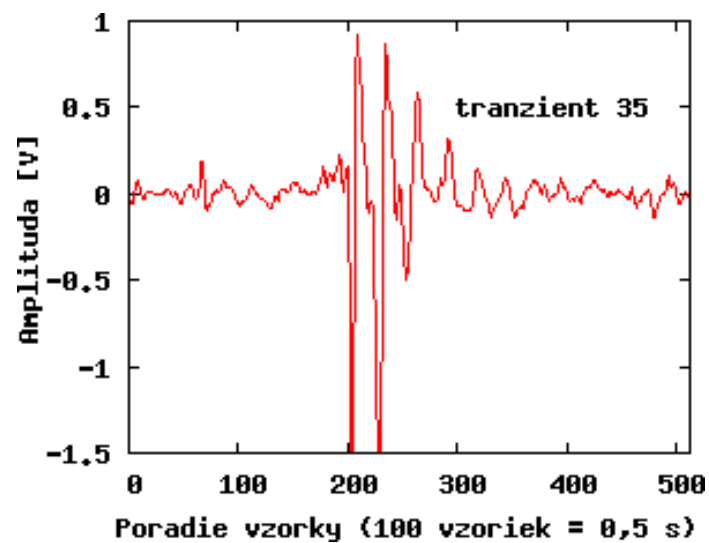
34oLog_ω6_5_100

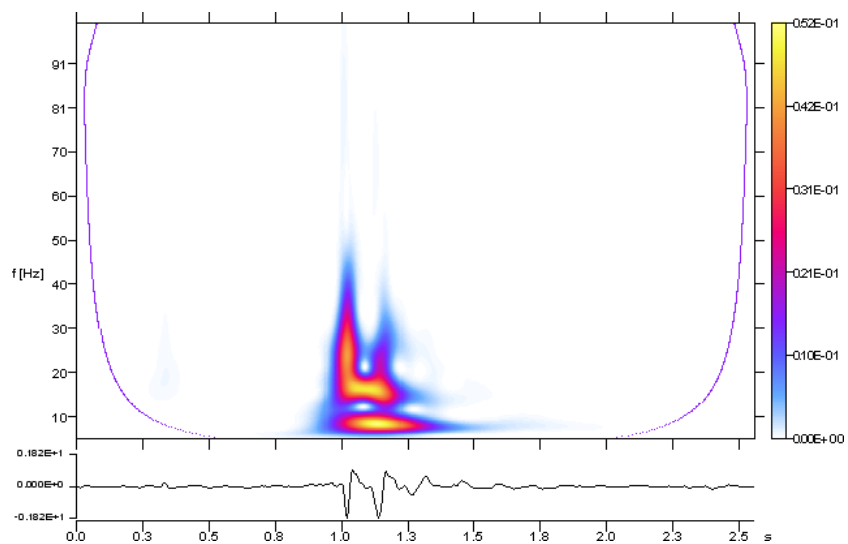


34rLin_ω6_5_100

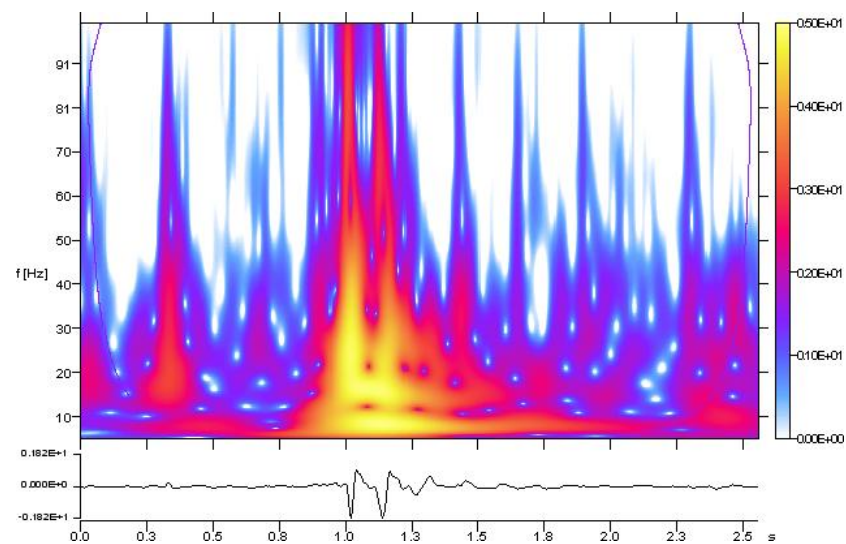


34rLog_ω6_5_100

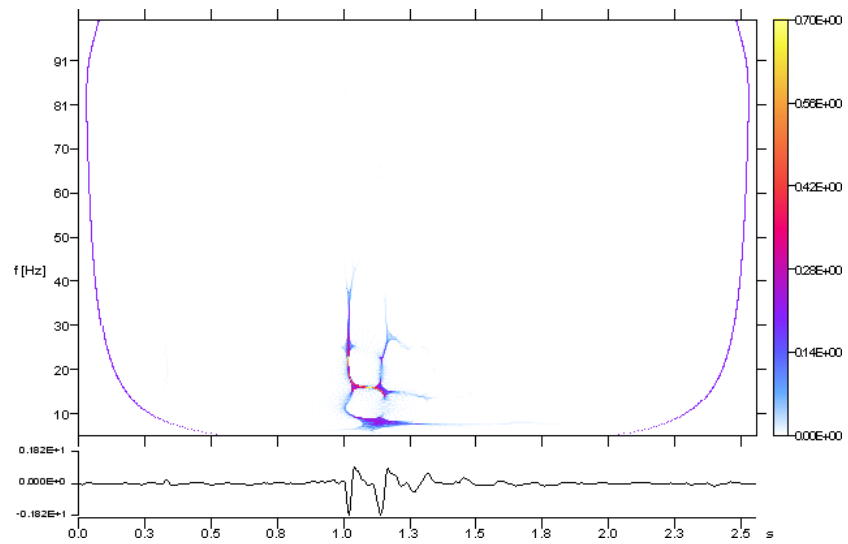




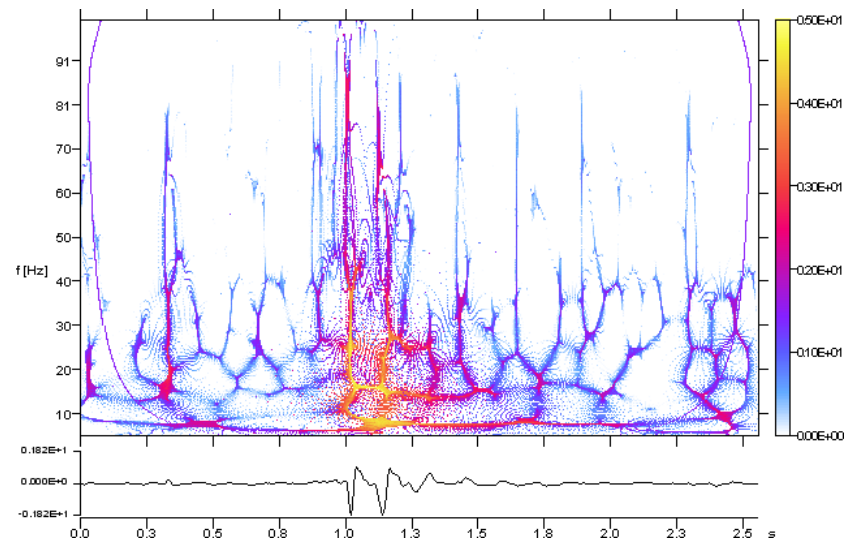
35oLin_ω6_5_100



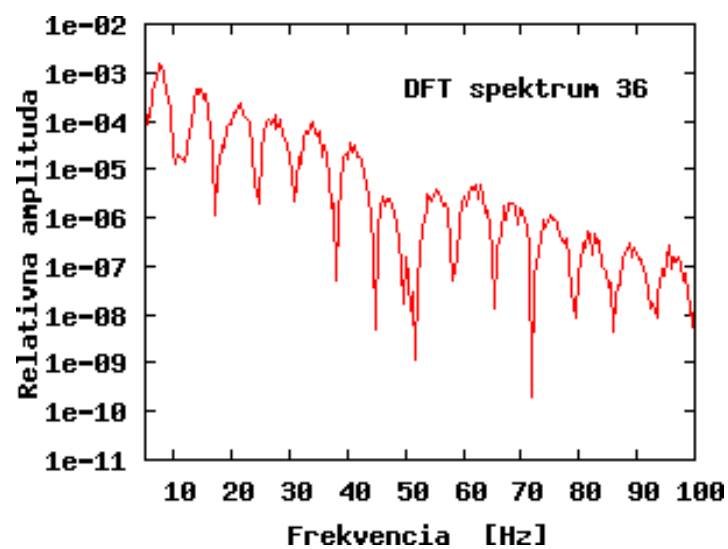
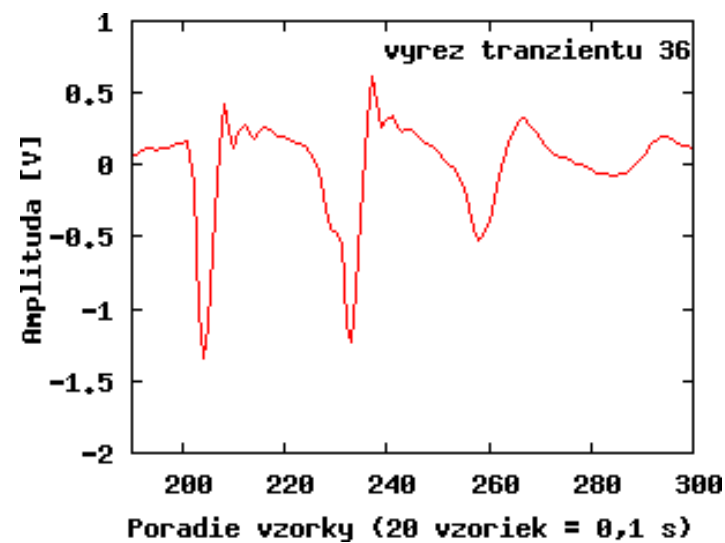
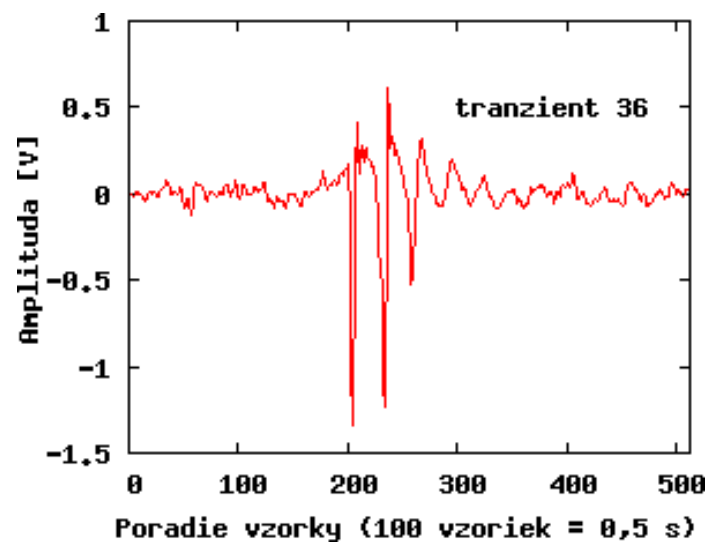
35oLog_ω6_5_100

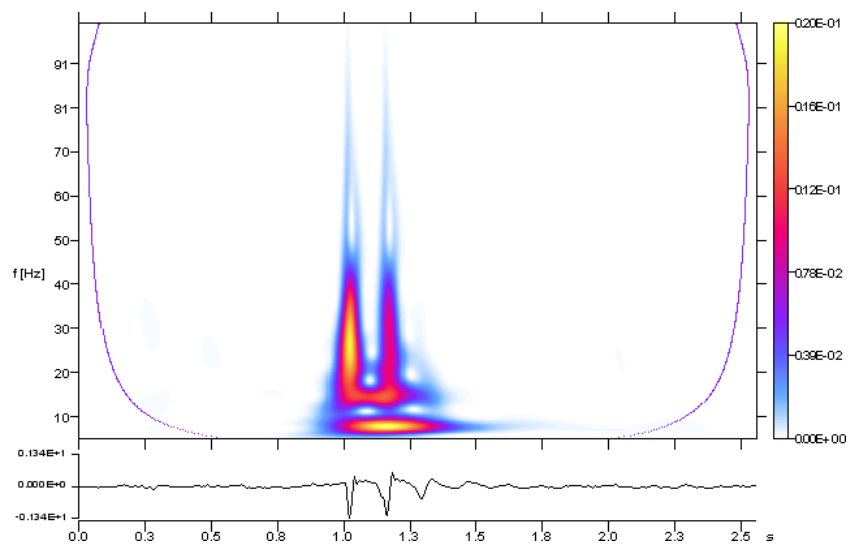


35rLin_ω6_5_100

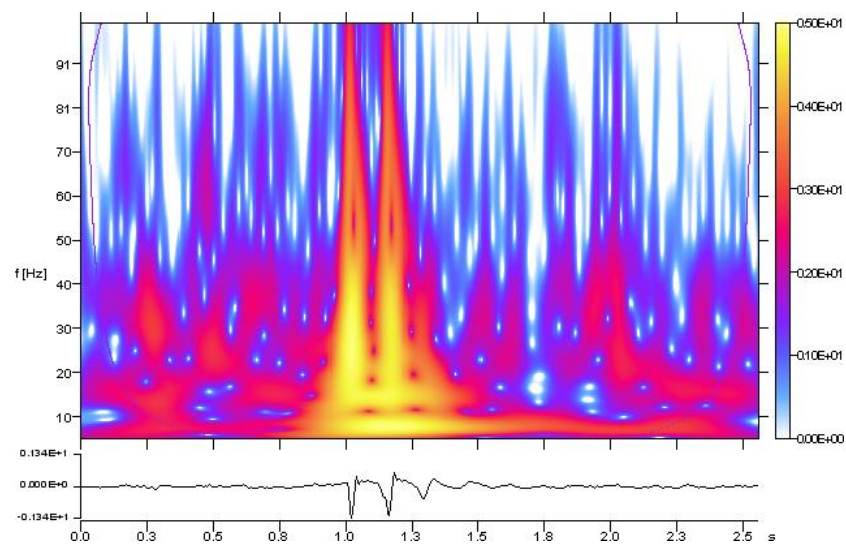


35rLog_ω6_5_100

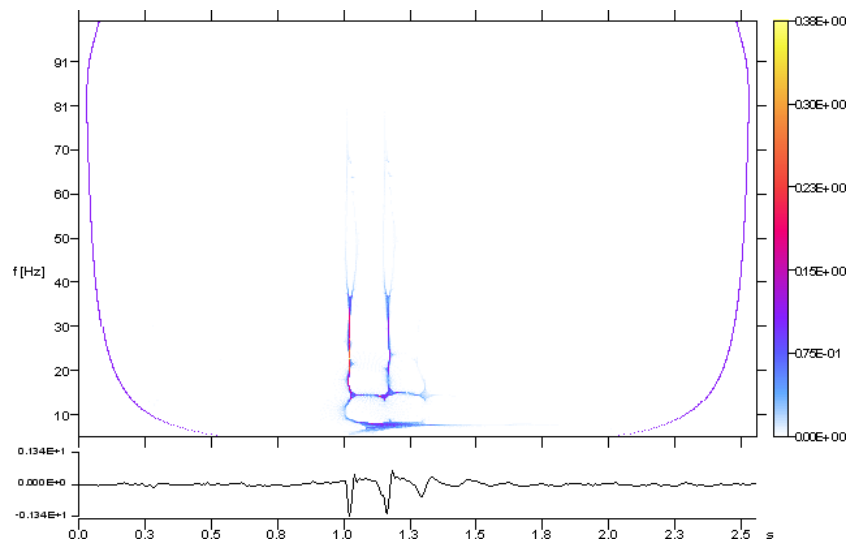




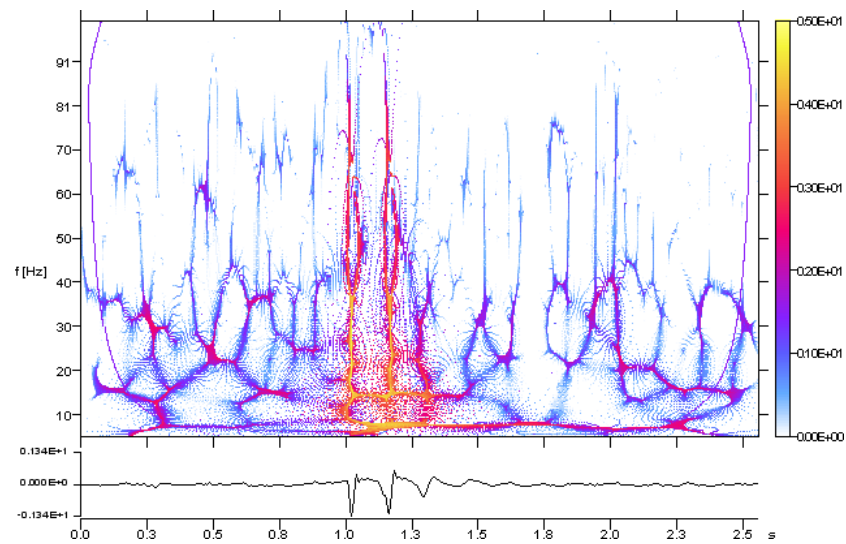
36oLin_ω6_5_100



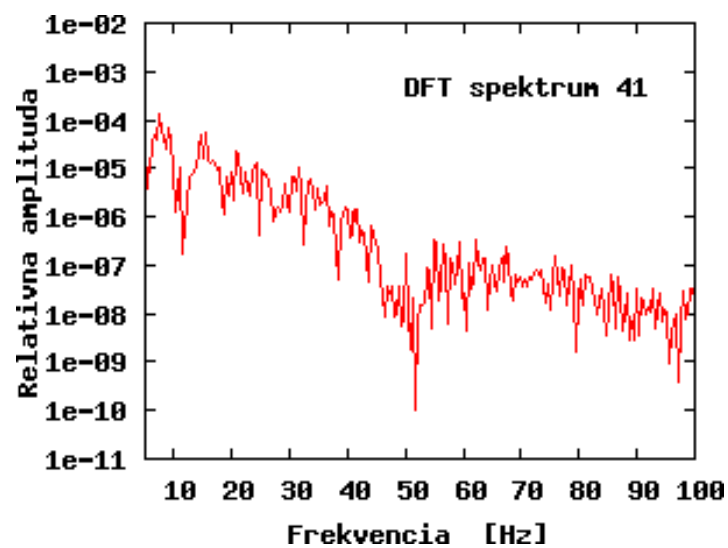
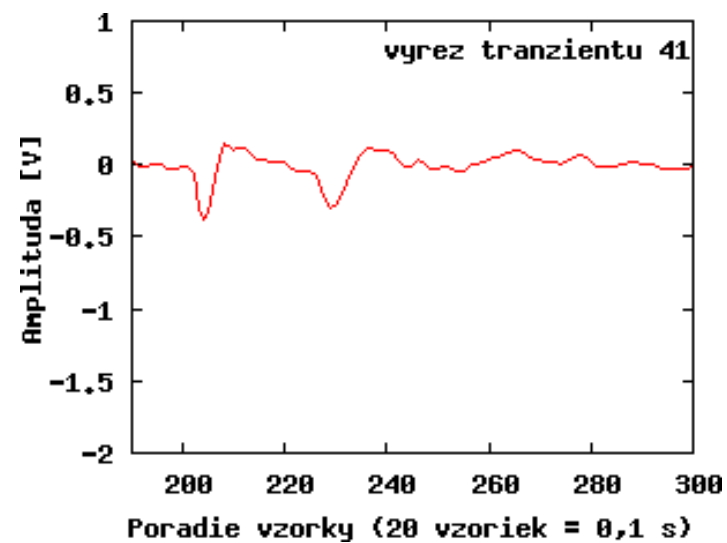
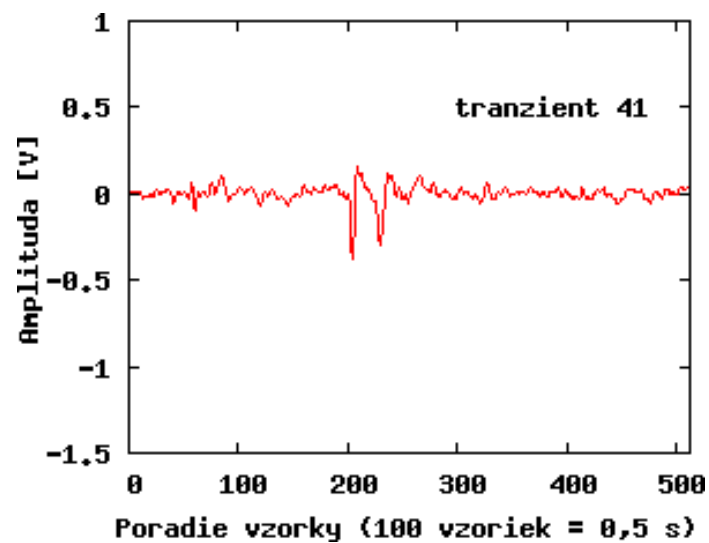
36oLog_ω6_5_100

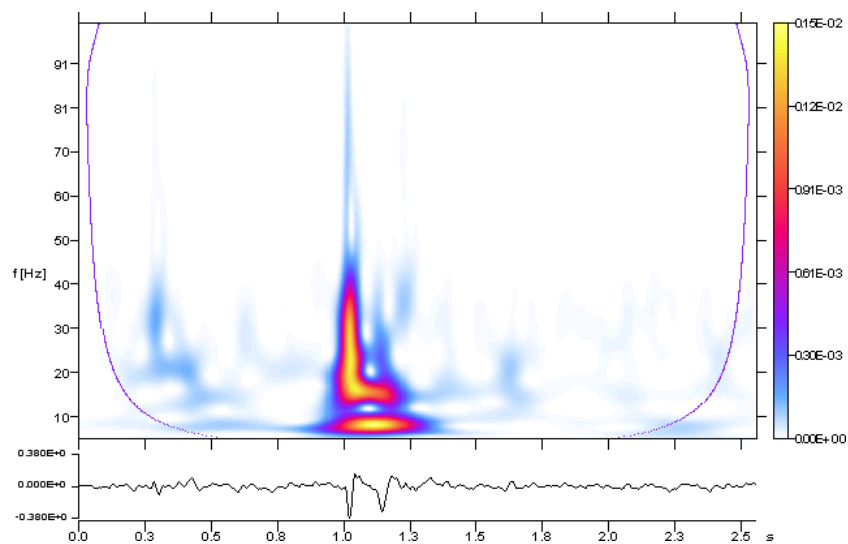


36rLin_ω6_5_100

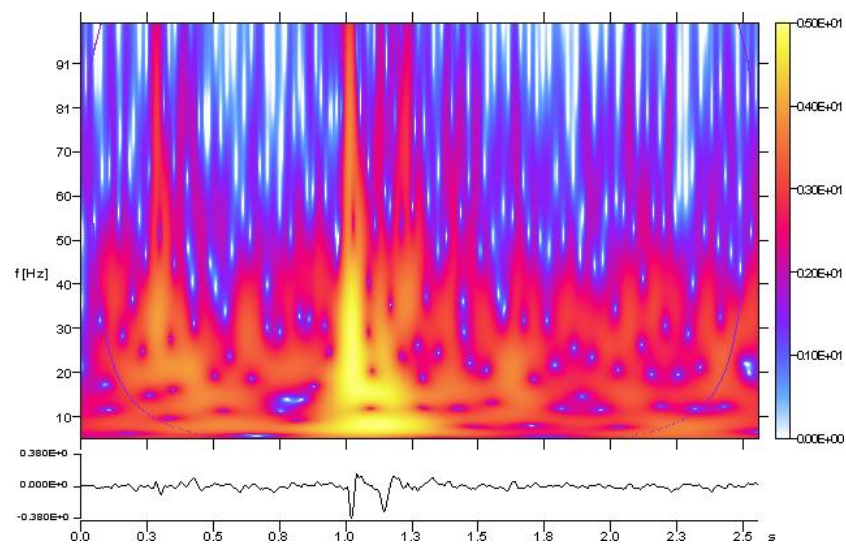


36rLog_ω6_5_100

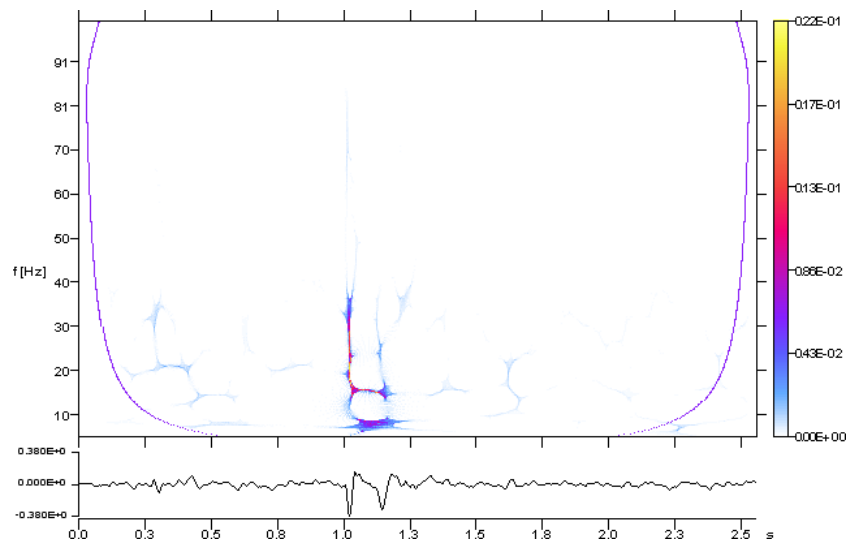




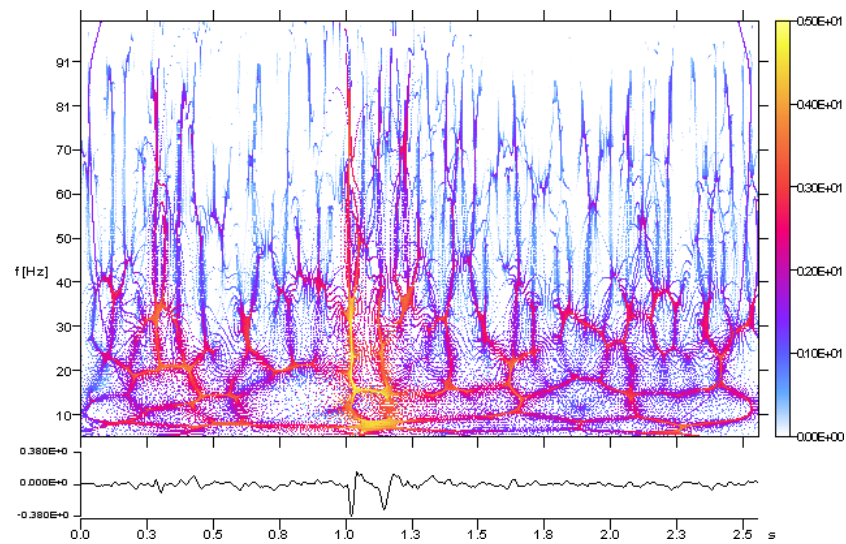
41oLin_ω6_5_100



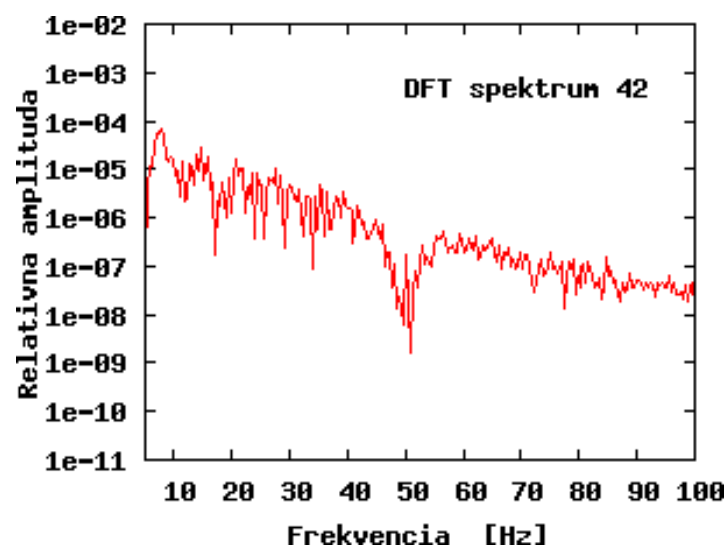
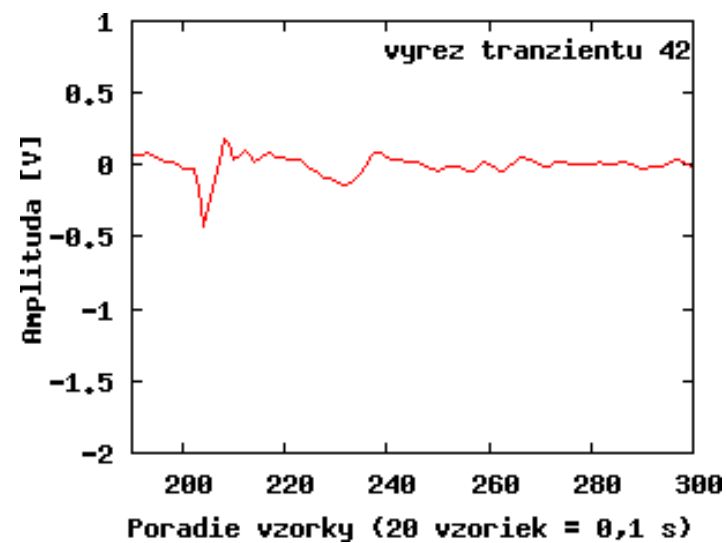
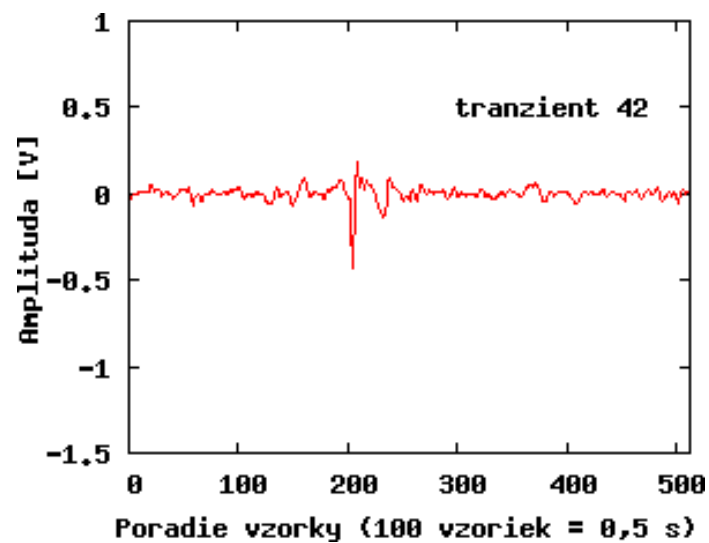
41oLog_ω6_5_100

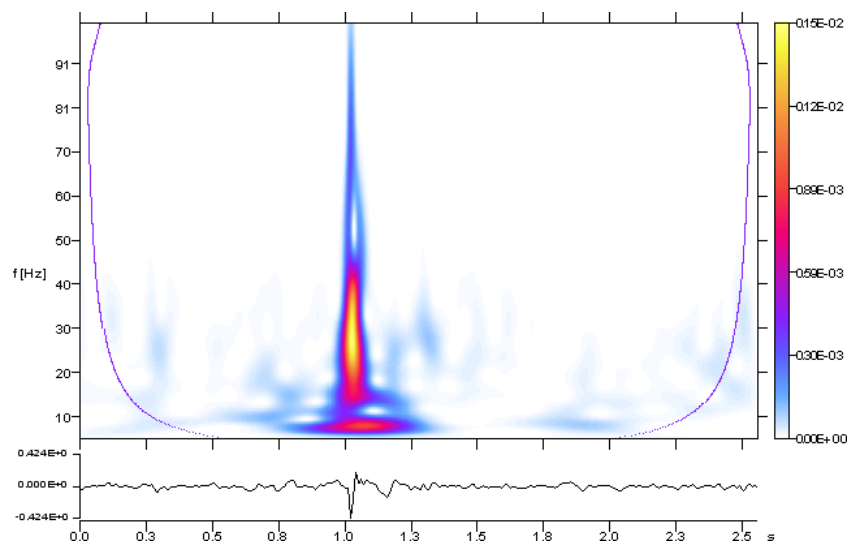


41rLin_ω6_5_100

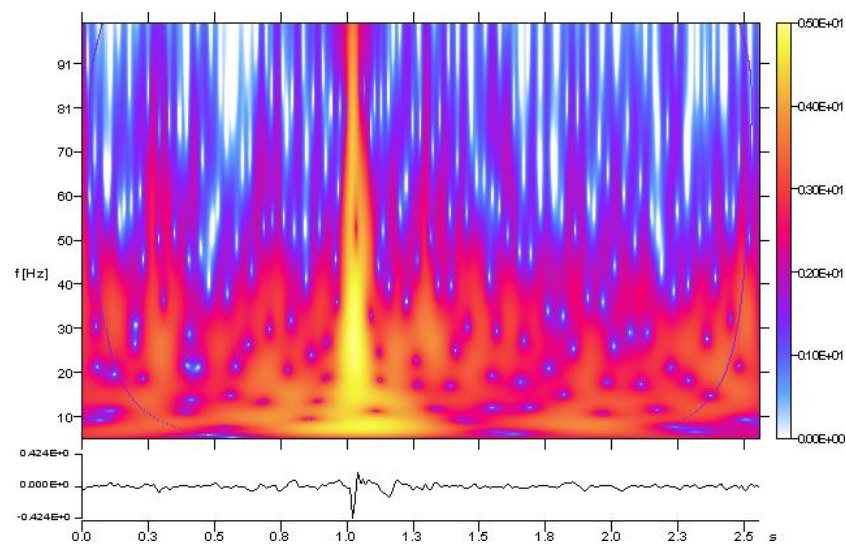


41rLog_ω6_5_100

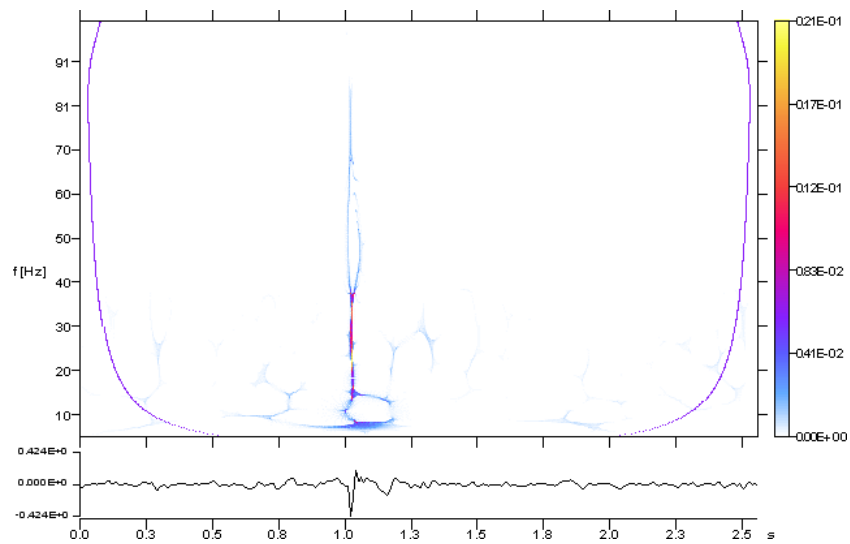




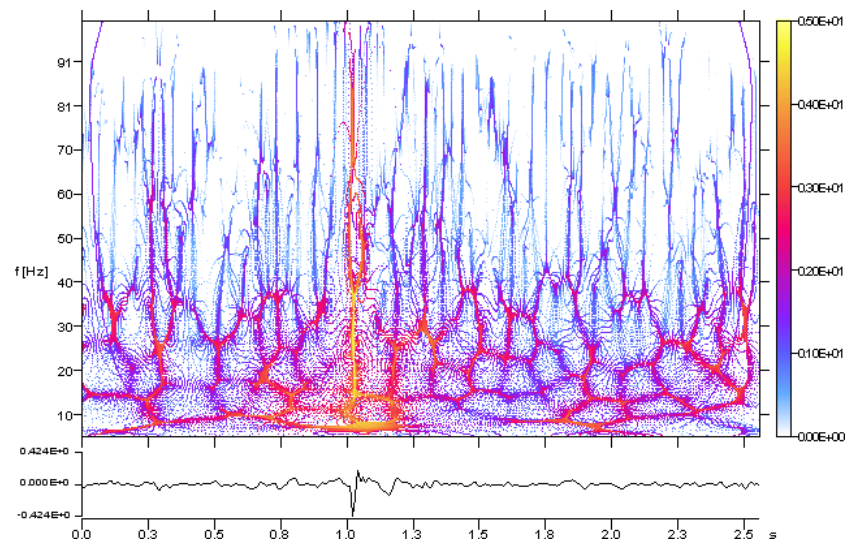
42oLin_ω6_5_100



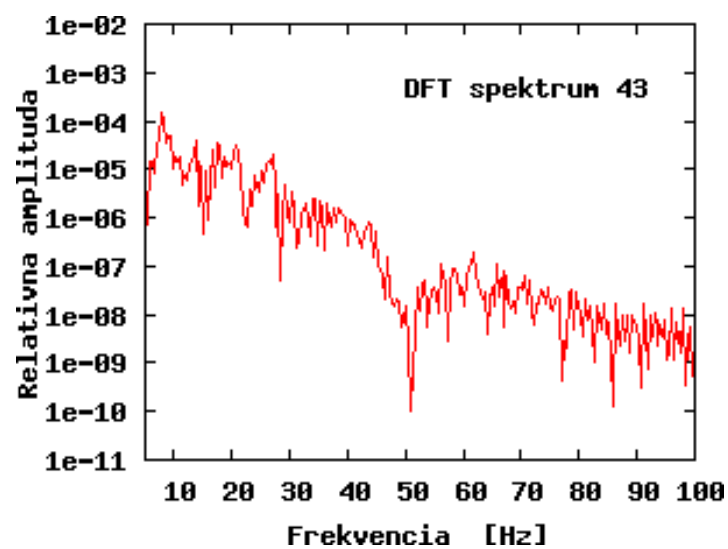
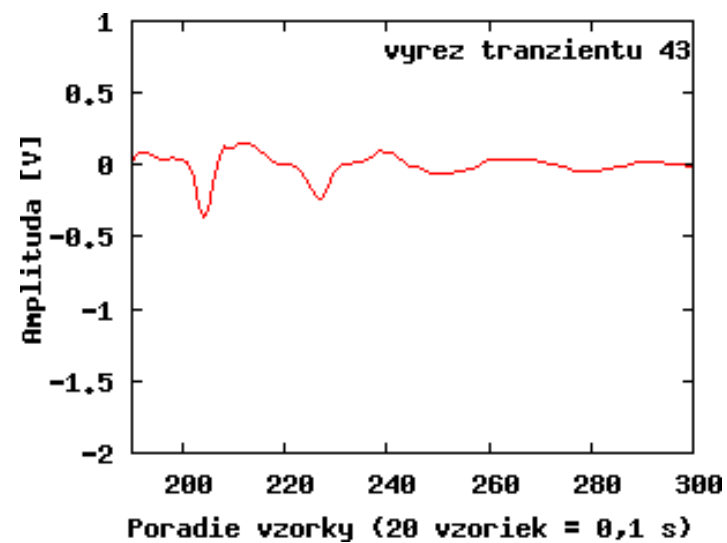
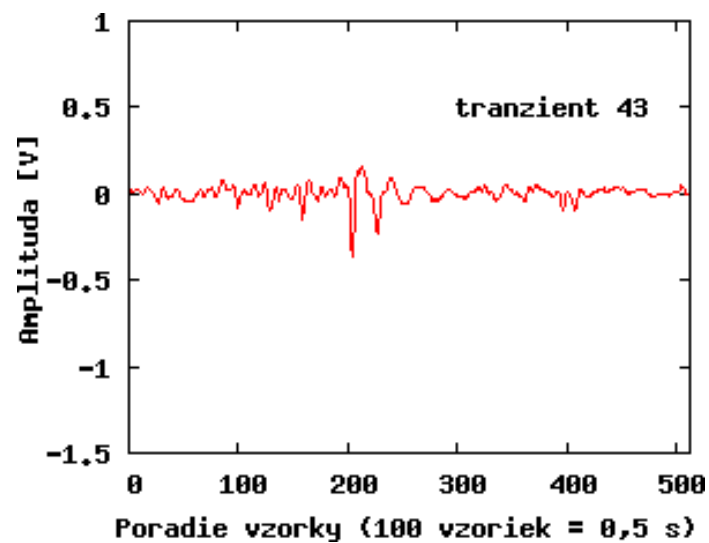
42oLog_ω6_5_100

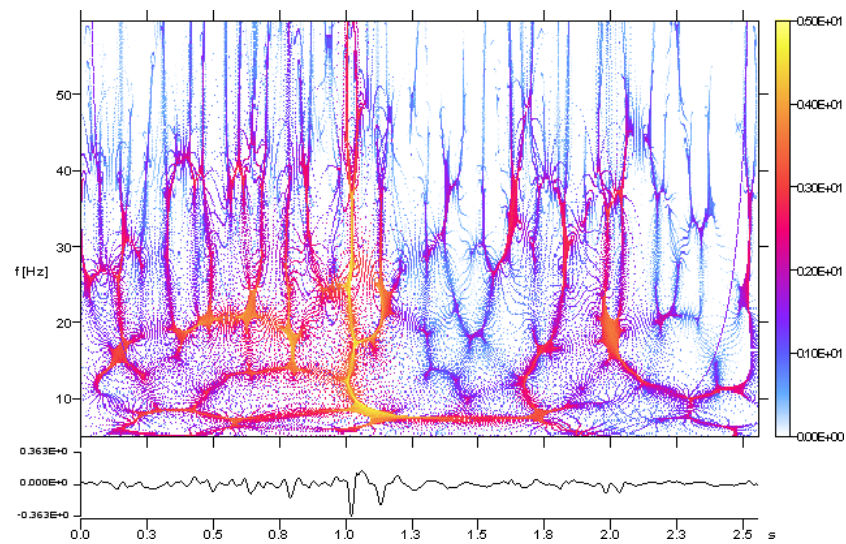
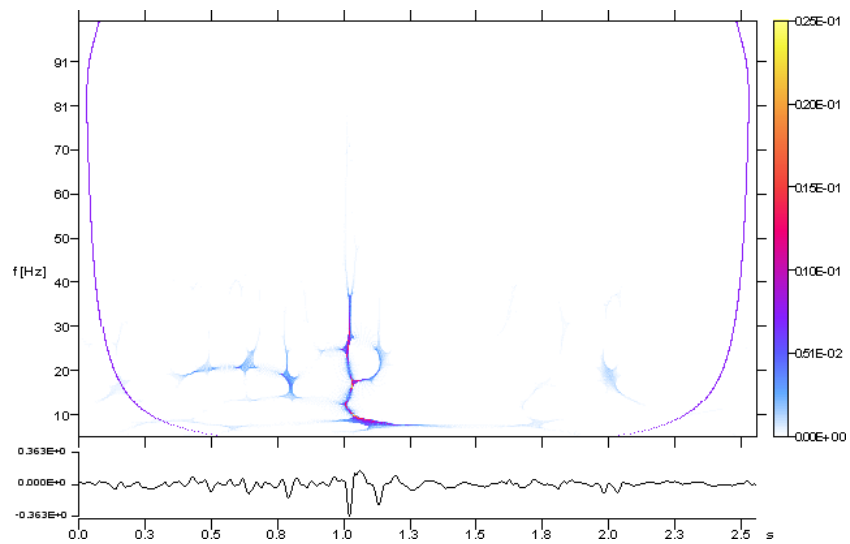
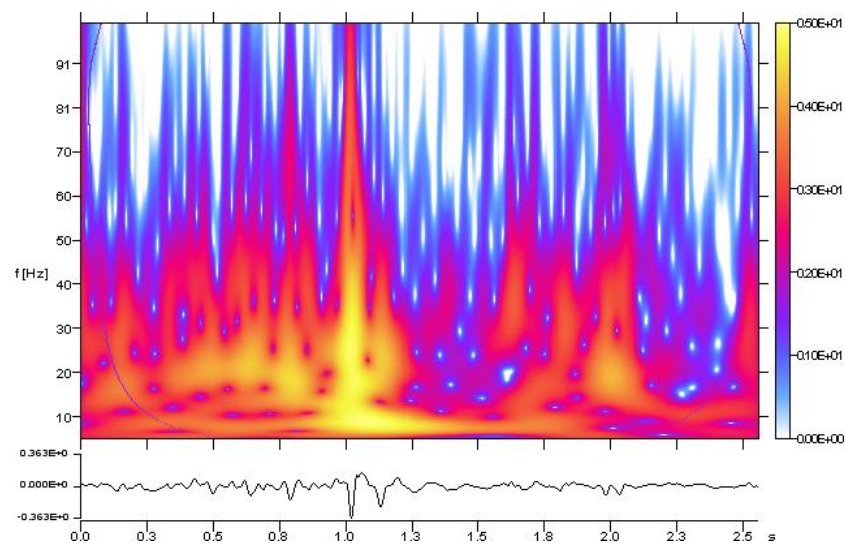
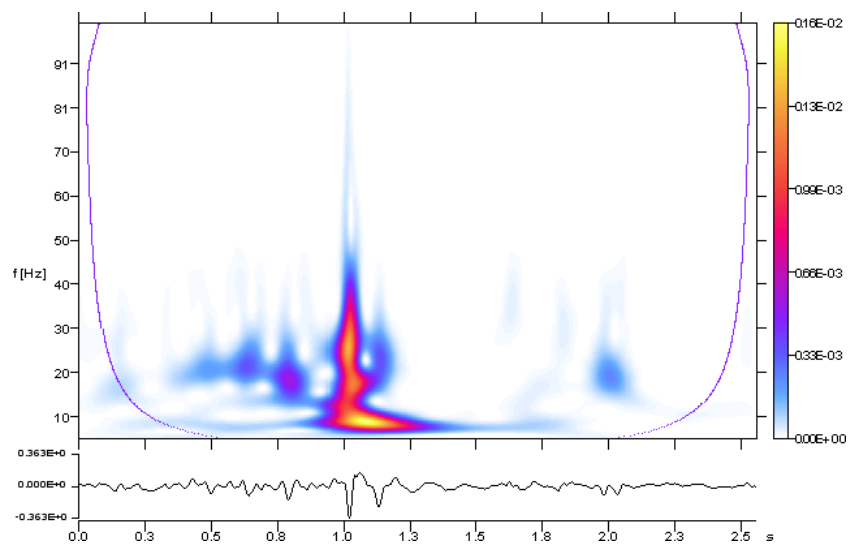


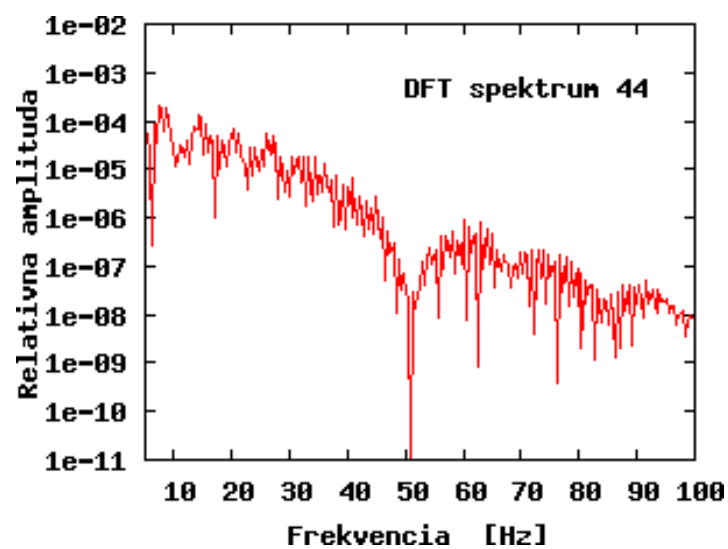
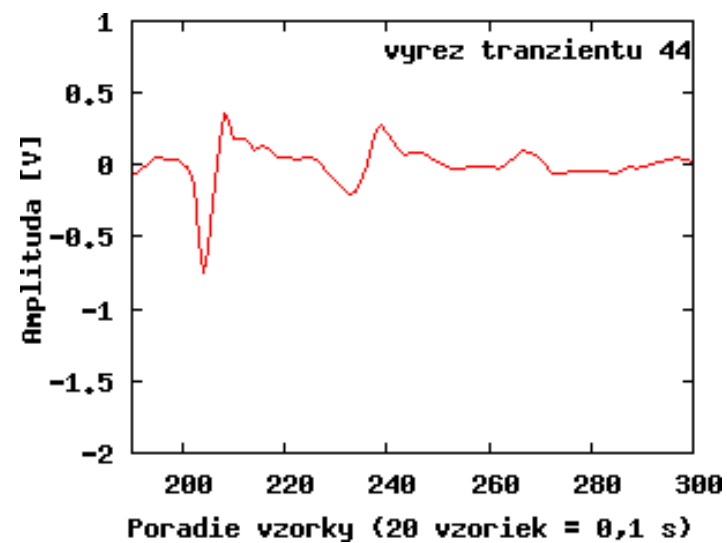
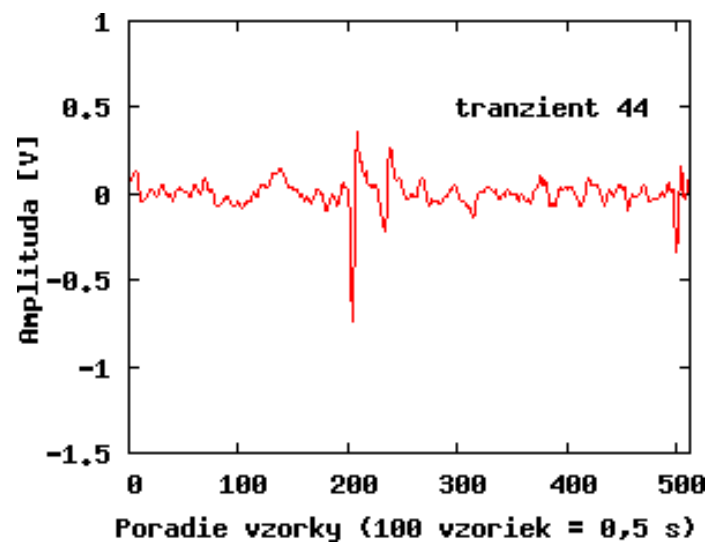
42rLin_ω6_5_100

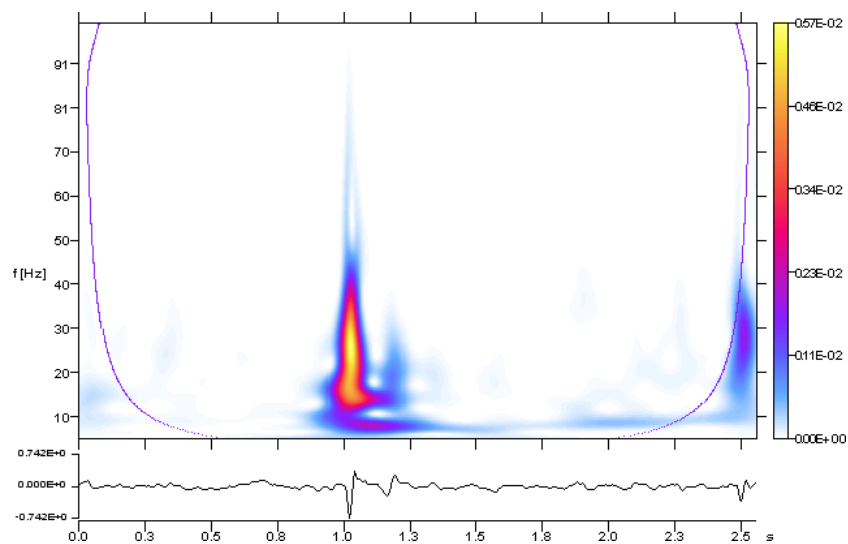


42rLog_ω6_5_100

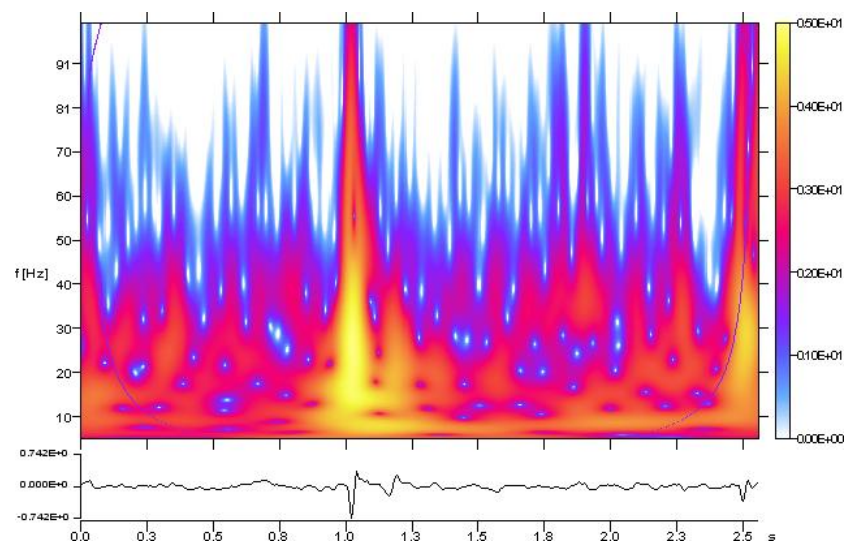




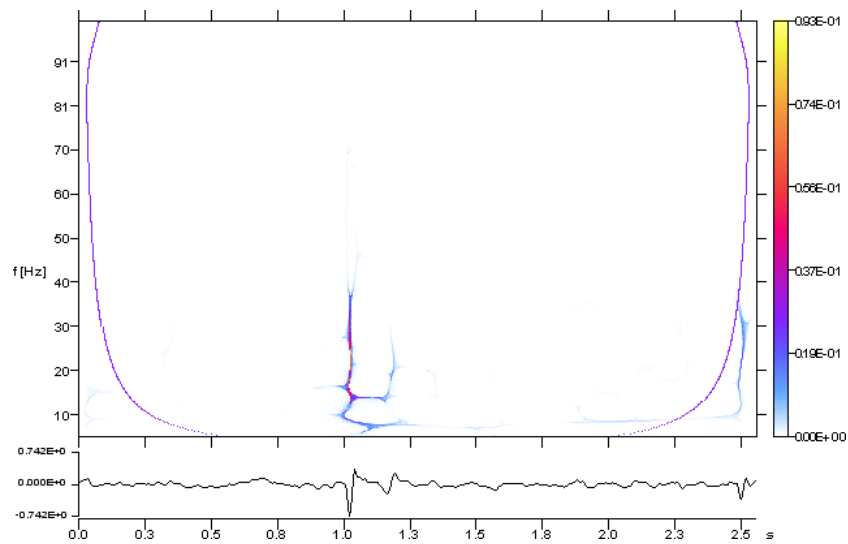




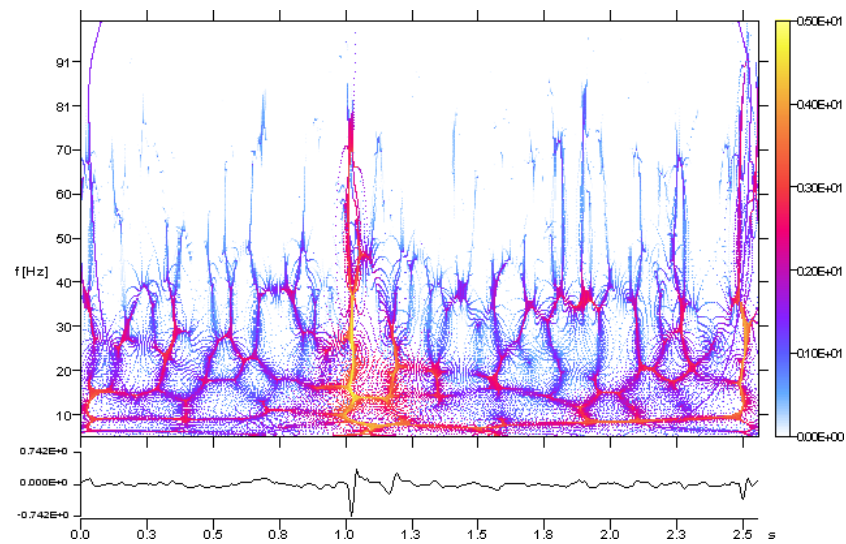
44oLin_ω6_5_100



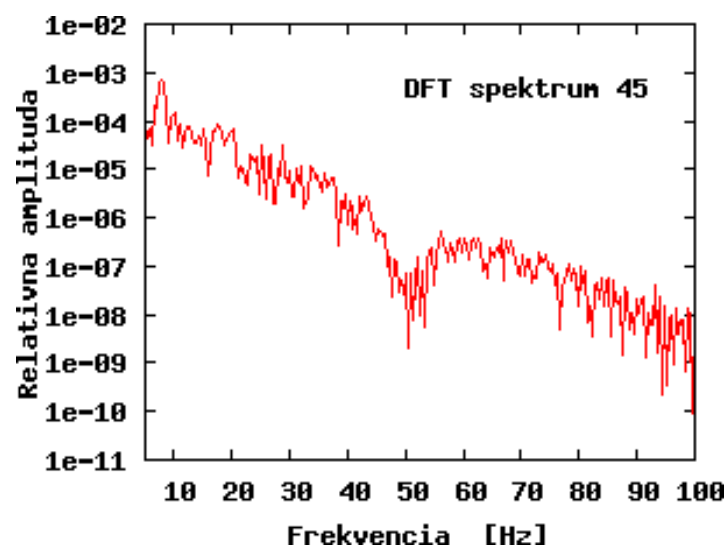
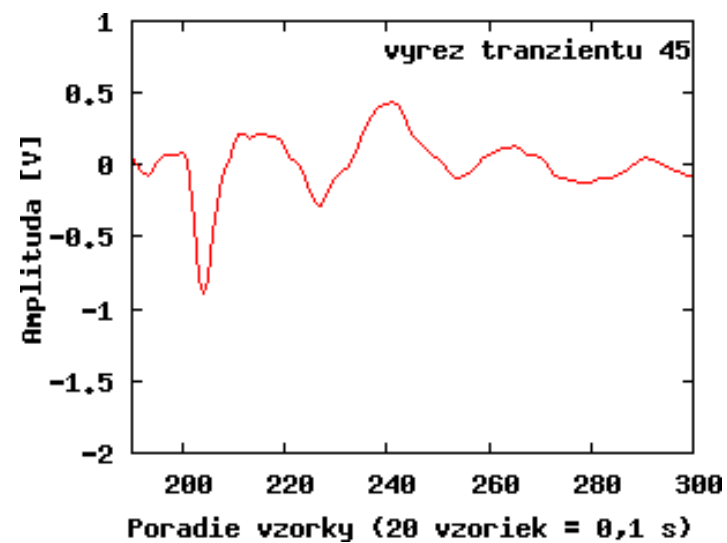
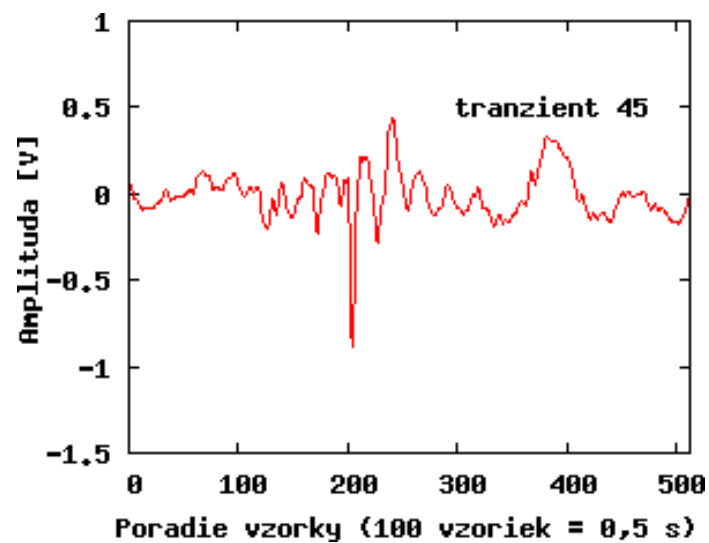
44oLog_ω6_5_100

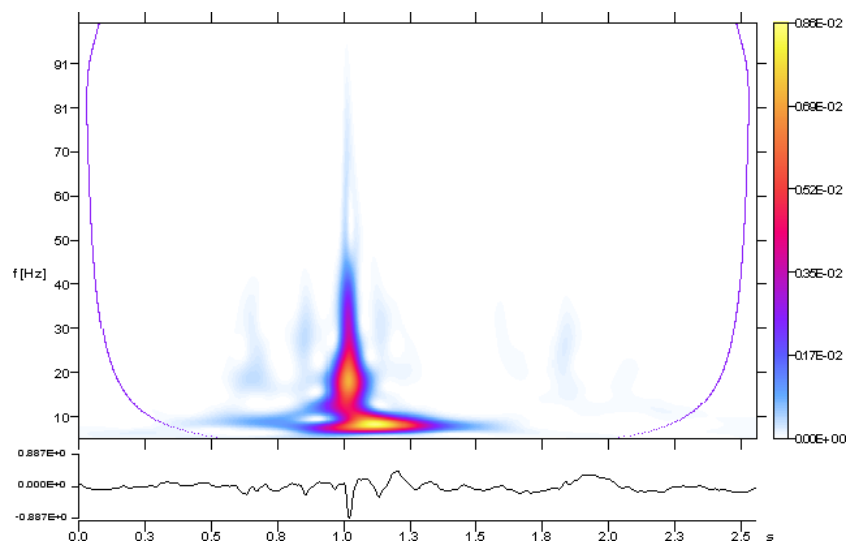


44rLin_ω6_5_100

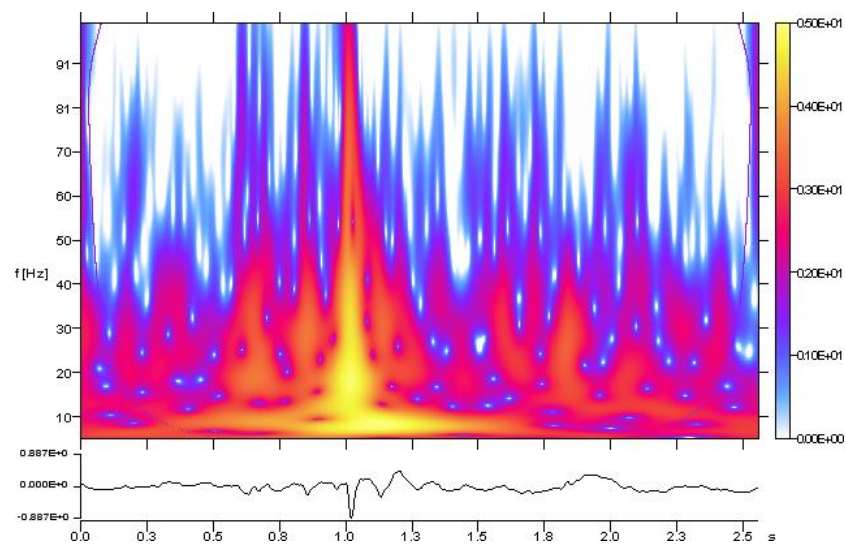


44rLog_ω6_5_100

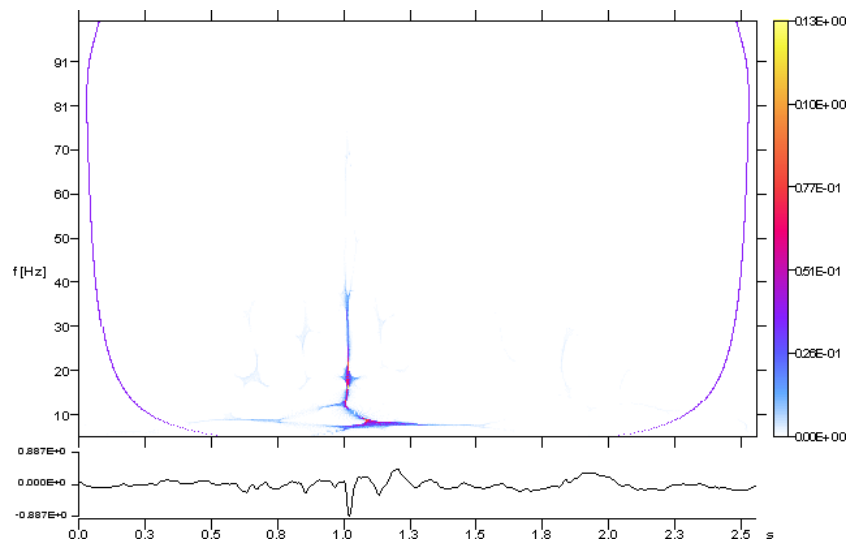




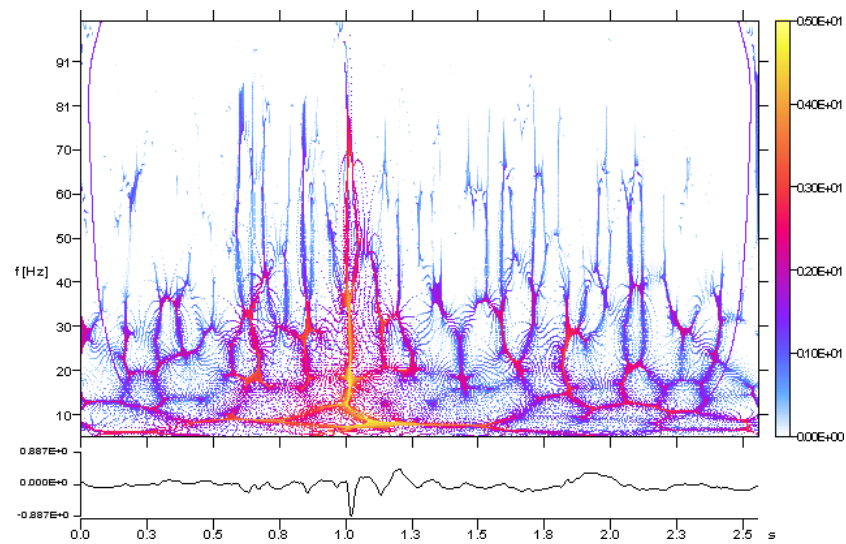
45oLin_ω6_5_100



45oLog_ω6_5_100



45rLin_ω6_5_100



45rLog_ω6_5_100

Príloha D

(TFR metódou CWT s hodnotami parametra Morletovho waveletu $\omega_0 = [6, 10, 14, 20]$)

V prílohe sú na vybraných tranzientoch z jednotlivých skupín tranzientných javov uvedených v tabuľke v prílohe A prezentované ich TFR pri použití metódy CWT s voľbou parametra Morletovho waveletu $\omega_0 \geq 6$ (6, 10, 14, 20).

Pod každým obrázkom sú uvedené parametre výpočtu a vykresľovania danej TF reprezentácie v nasledovnom poradí:

AAbCcc_ωd_e_f

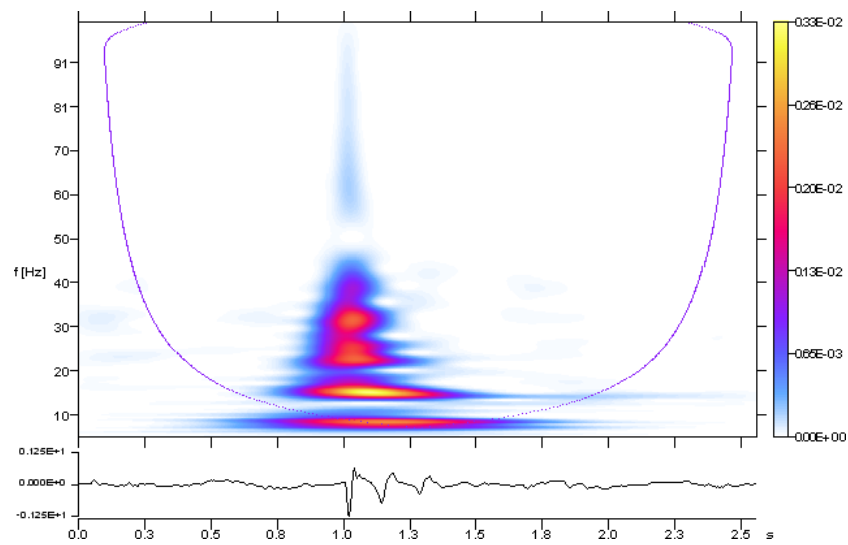
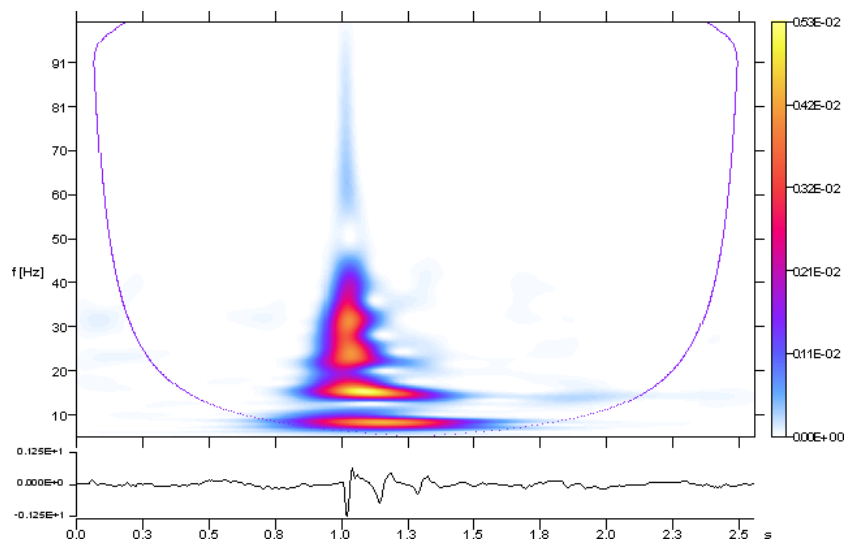
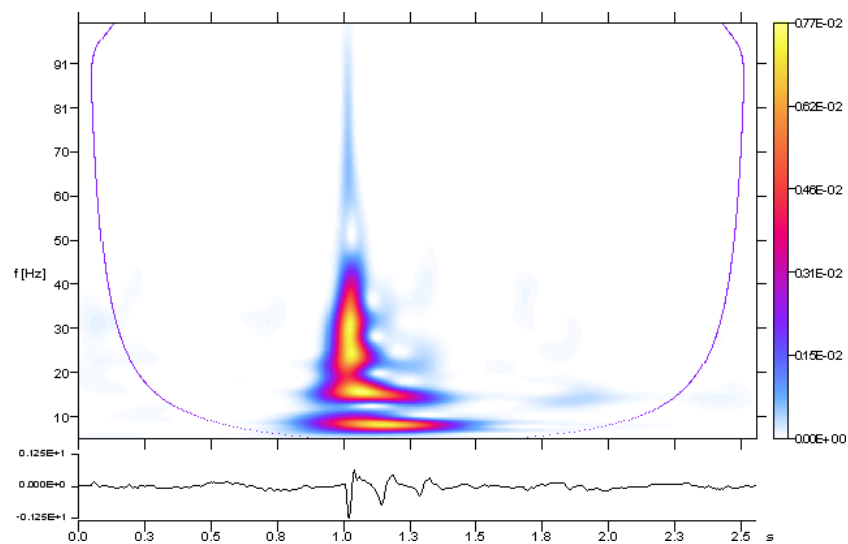
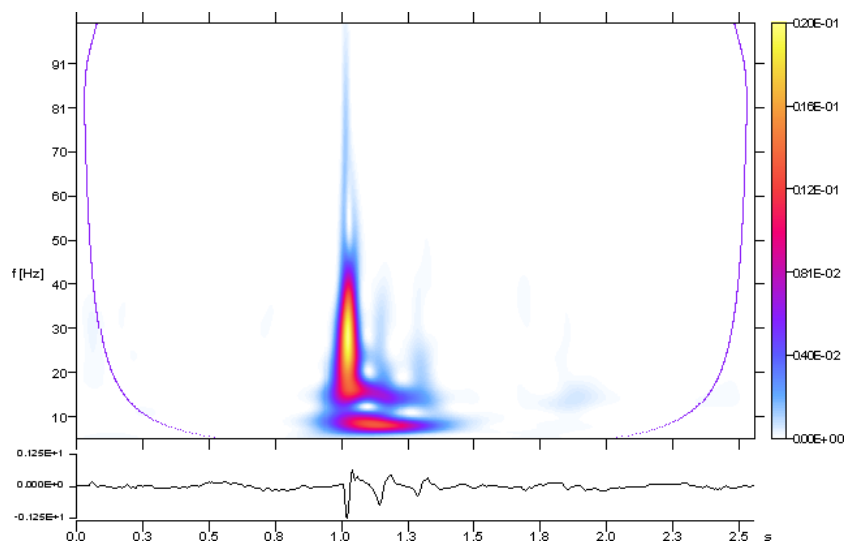
AA - číslo tranzientu (z tabuľky v prílohe A)

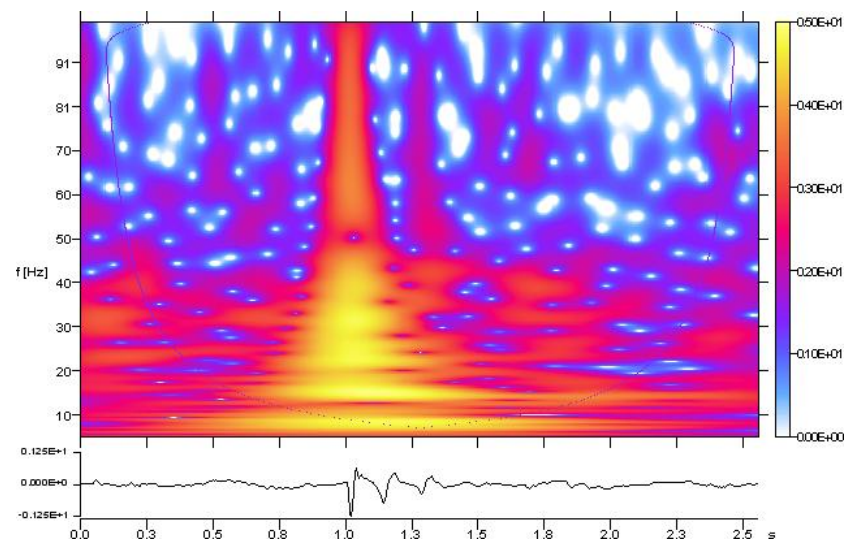
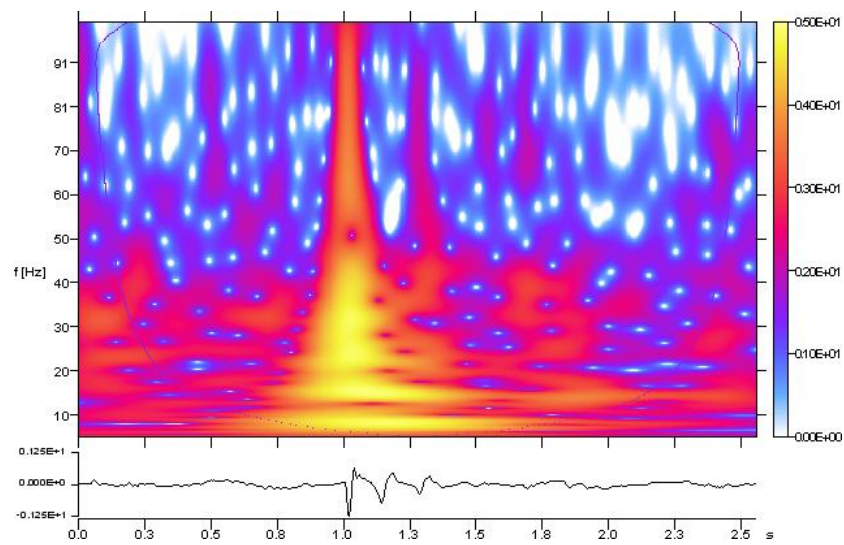
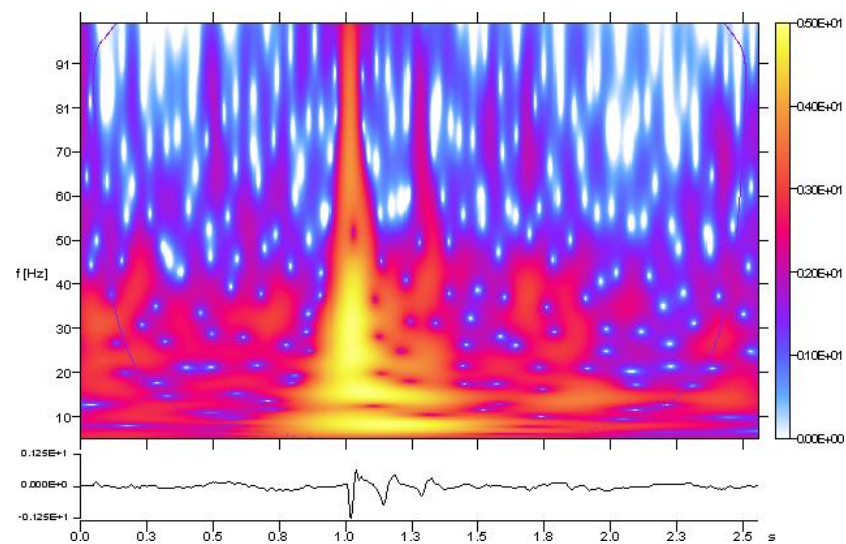
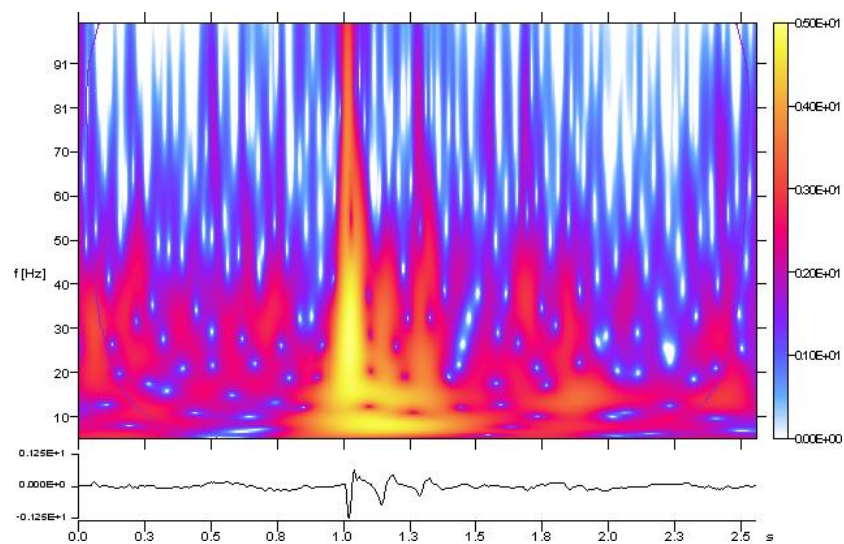
b - výpočet bez využitia (*o*) alebo s využitím (*r*) metódy relokalizácie

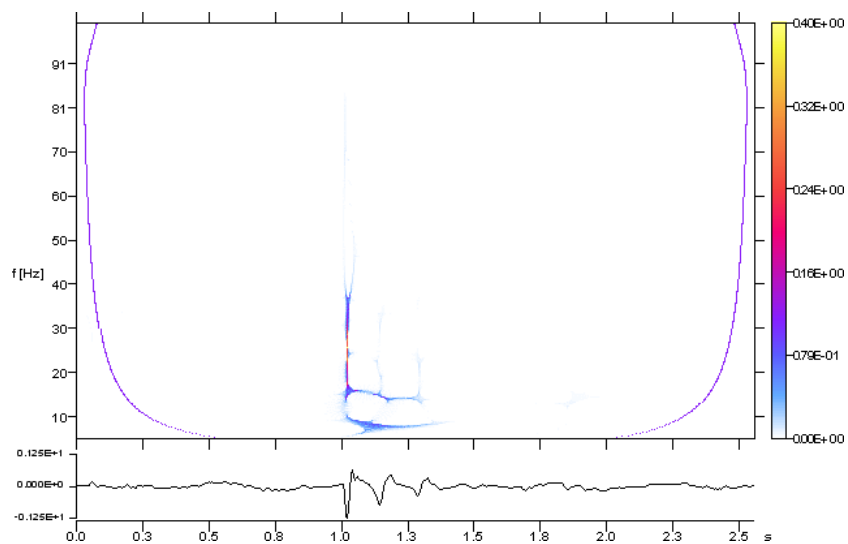
Ccc - lineárna (*Lin*) alebo logaritmická (*Log*) amplitúdová škála

ωd - použitý parameter Morletovho waveletu $\omega_0 = d$

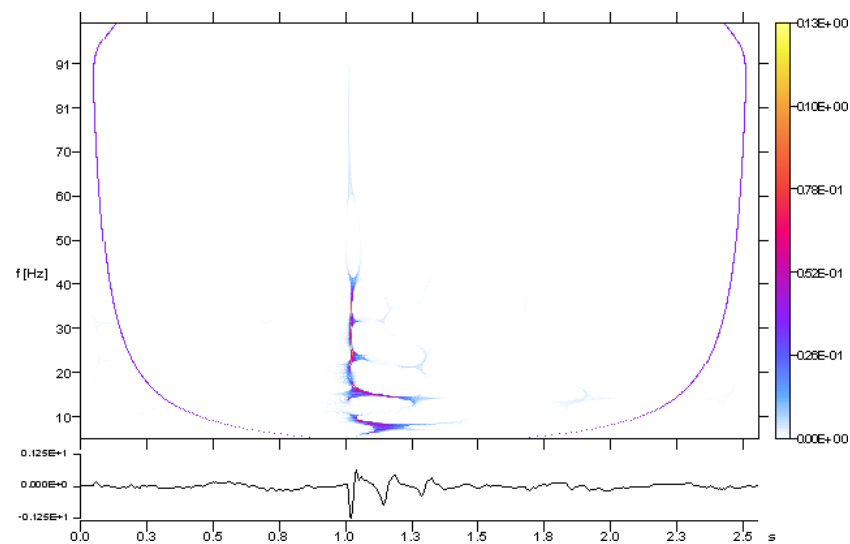
e_f - rozsah frekvenčnej osi (od *e* Hz po *f* Hz)



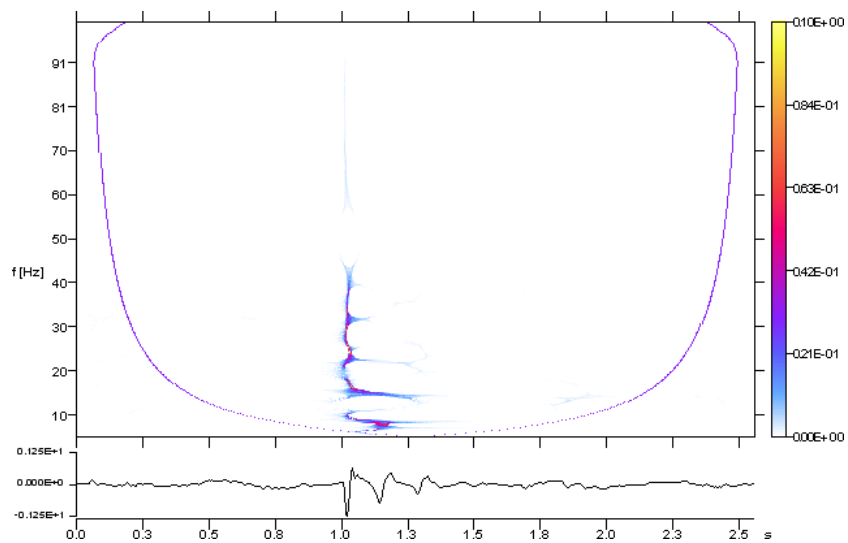




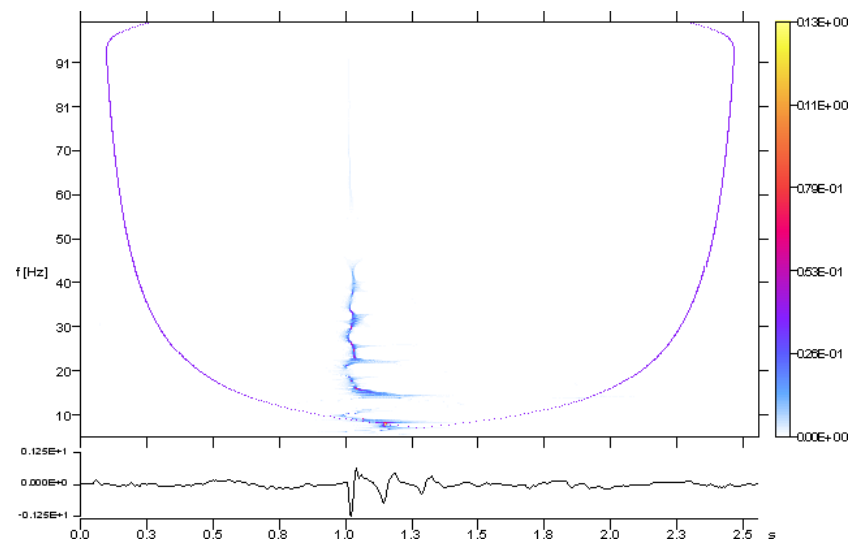
13rLin_w6_5_100



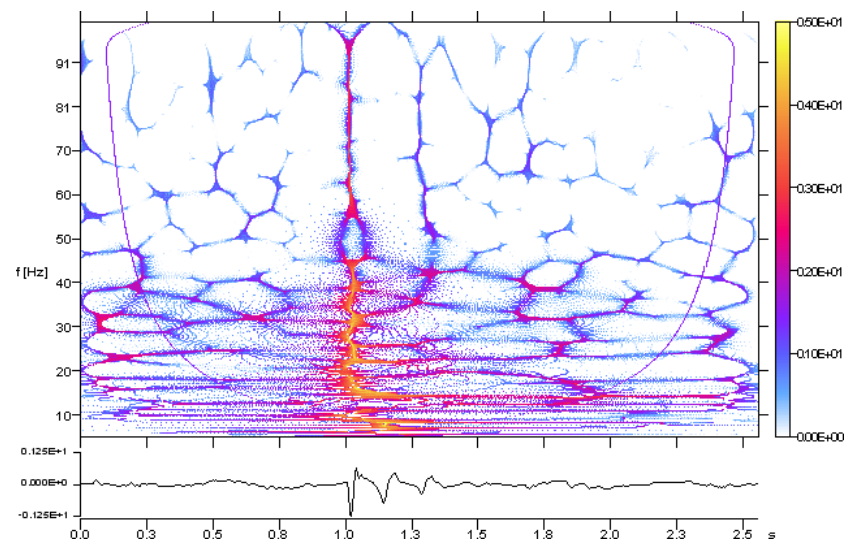
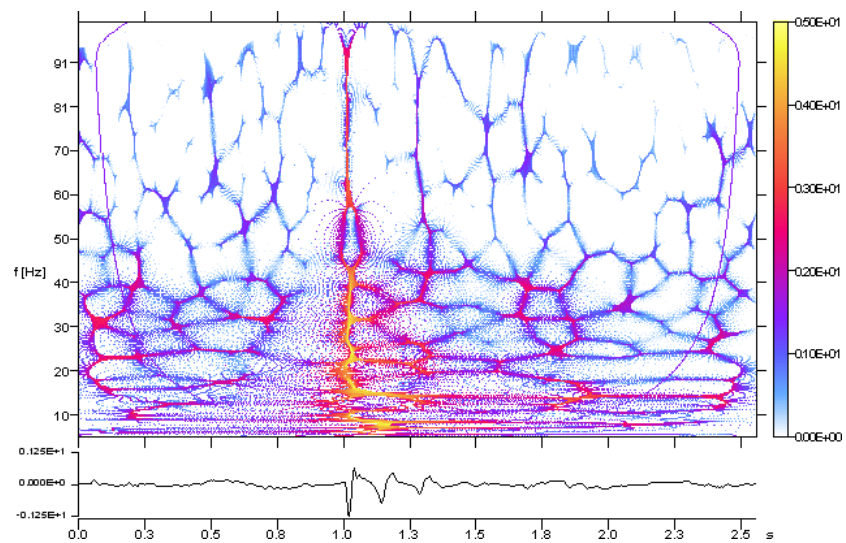
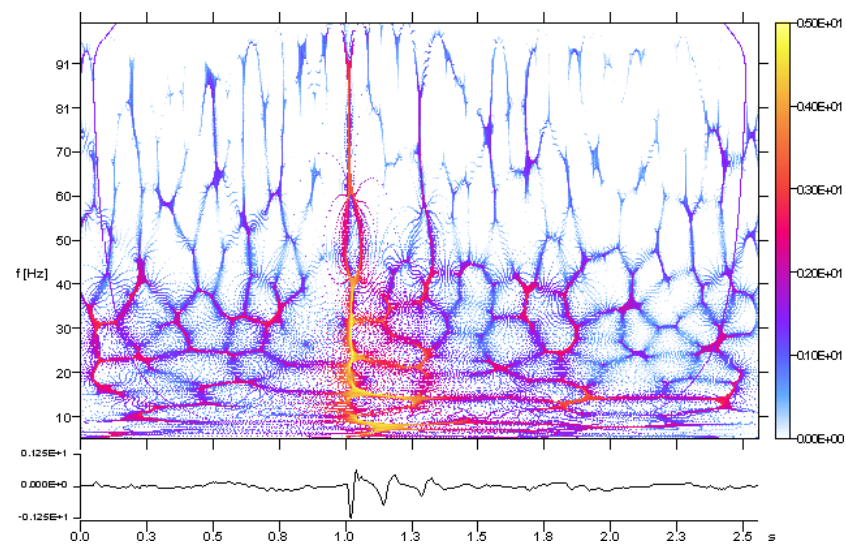
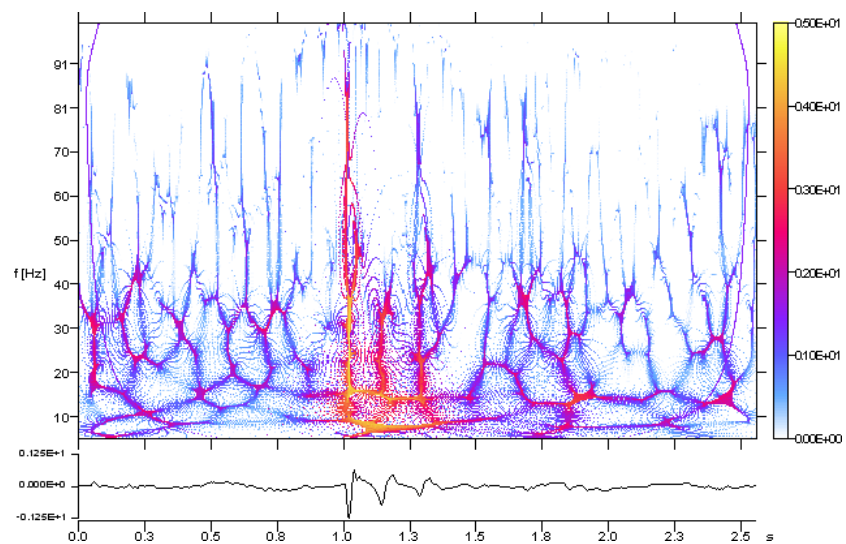
13rLin_w10_5_100

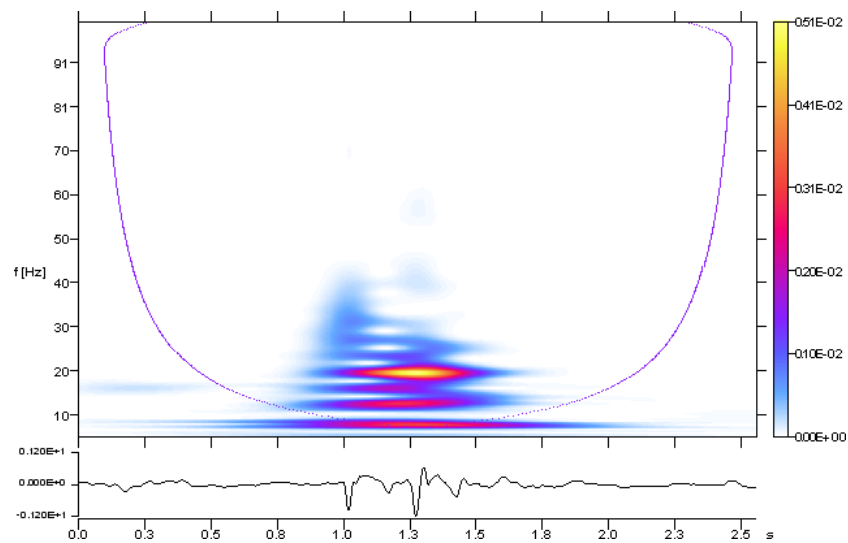
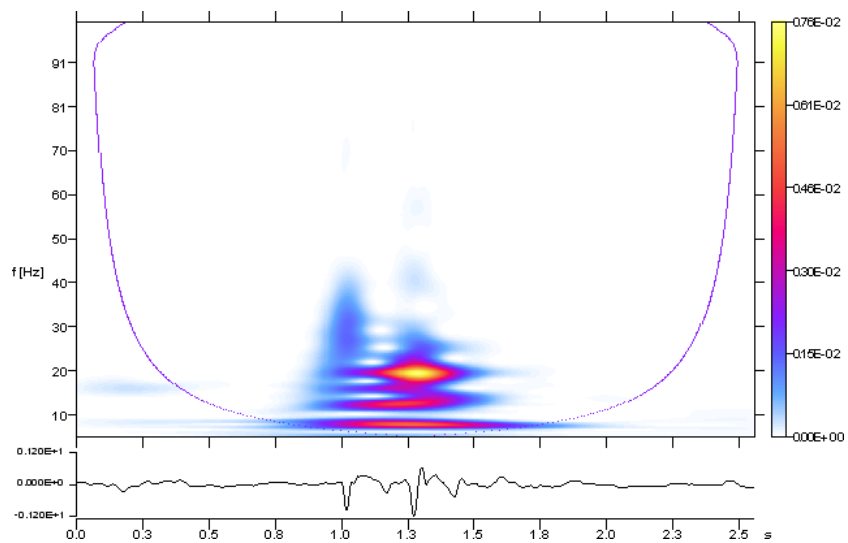
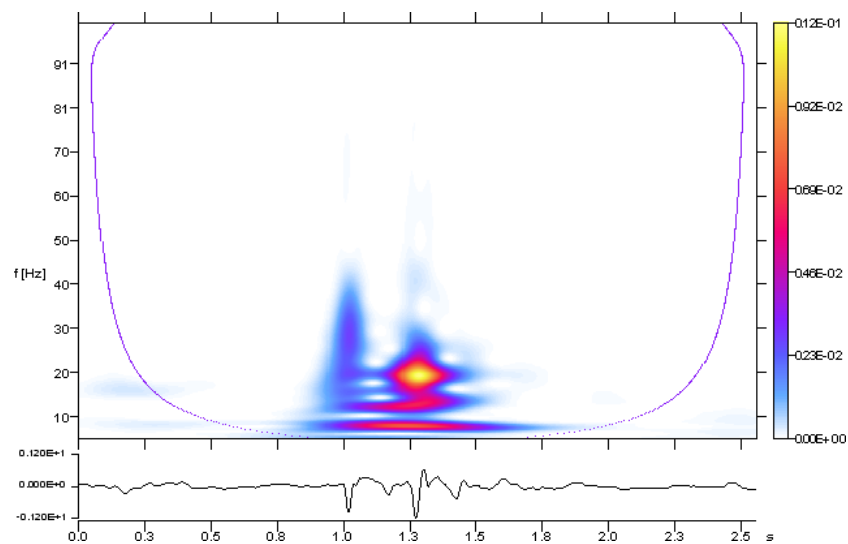
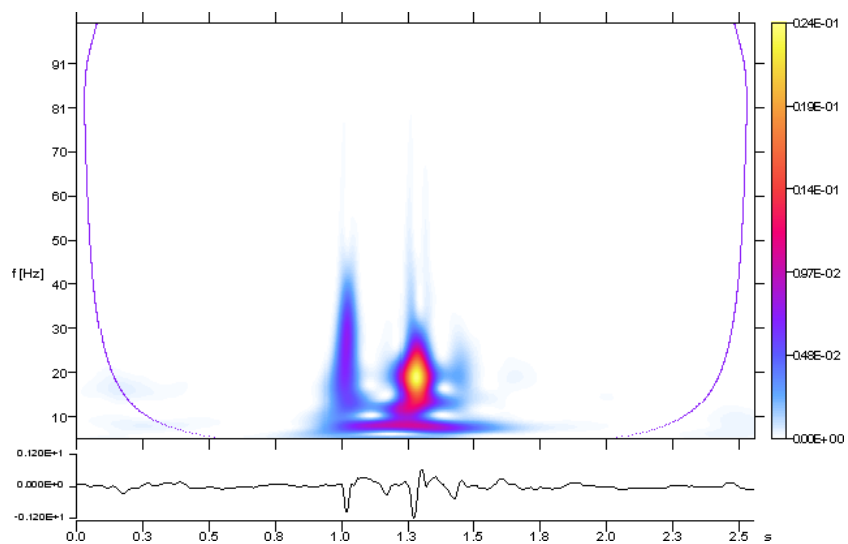


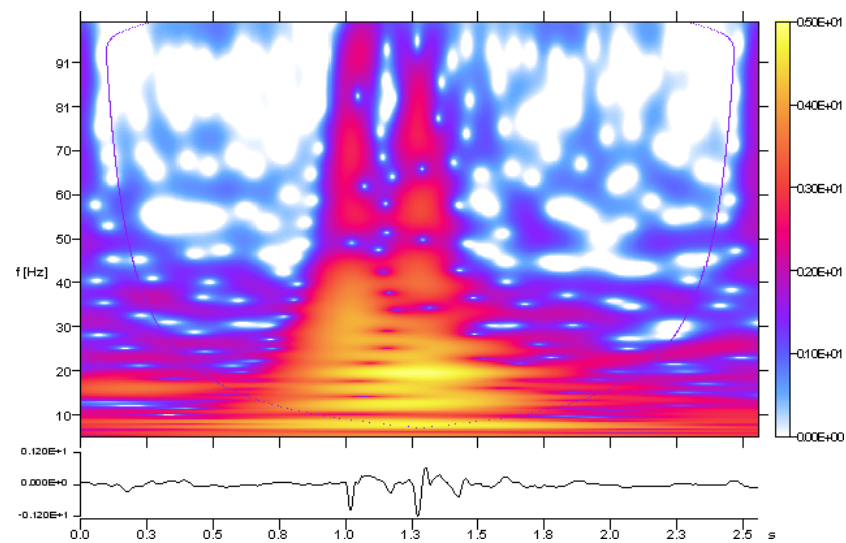
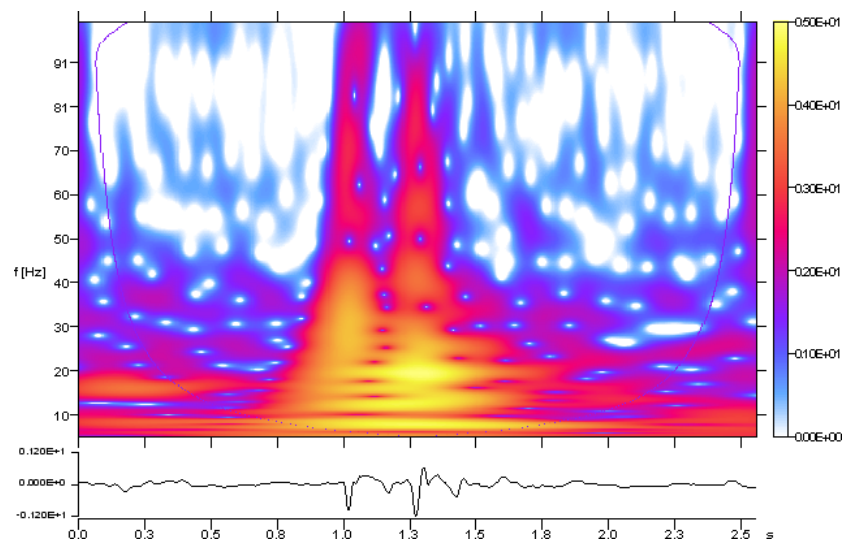
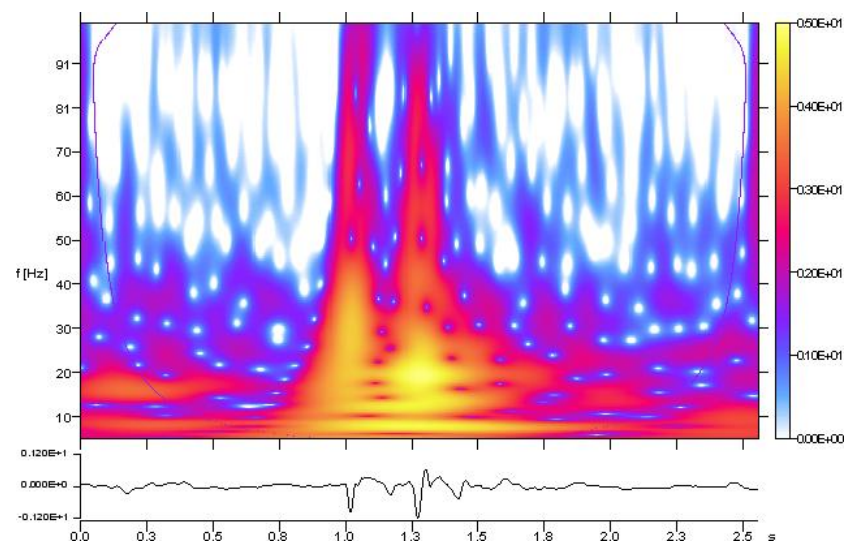
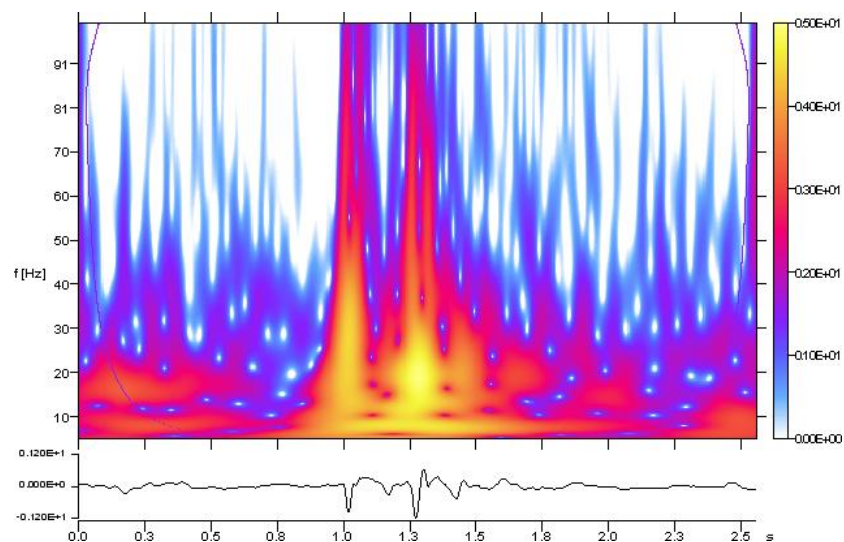
13rLin_w14_5_100

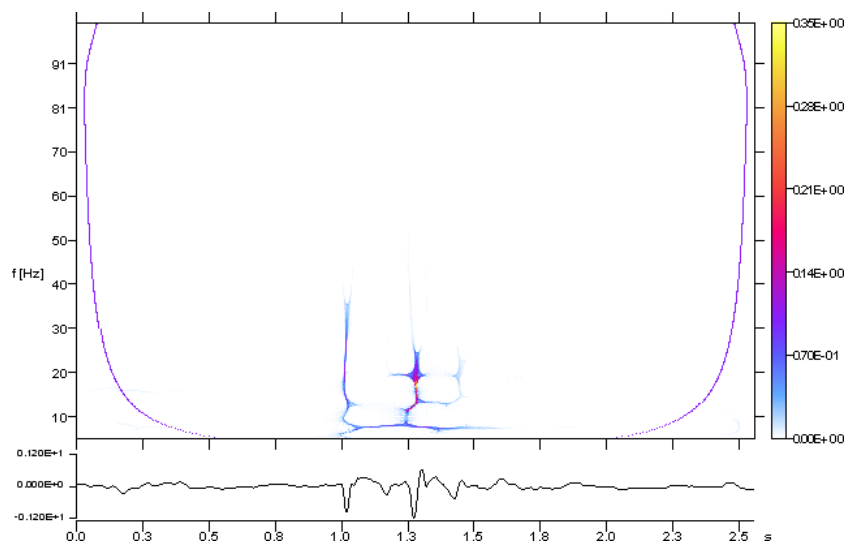


13rLin_w20_5_100

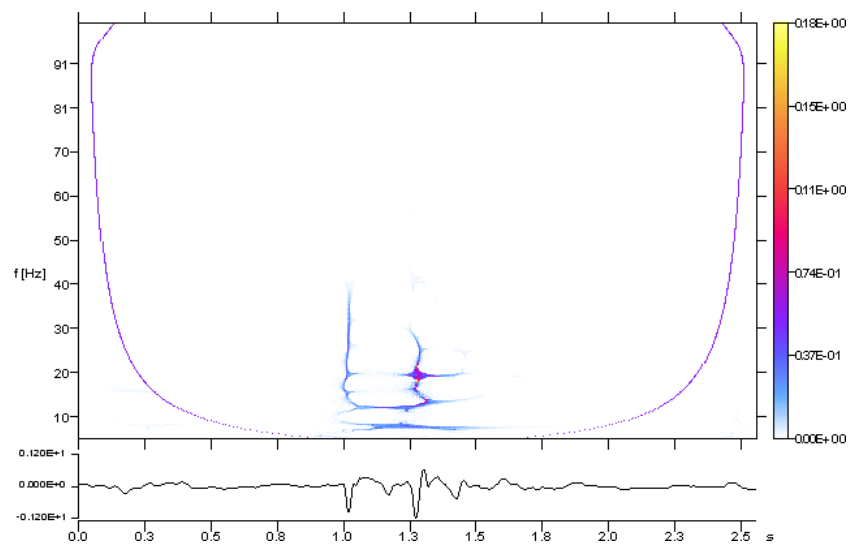




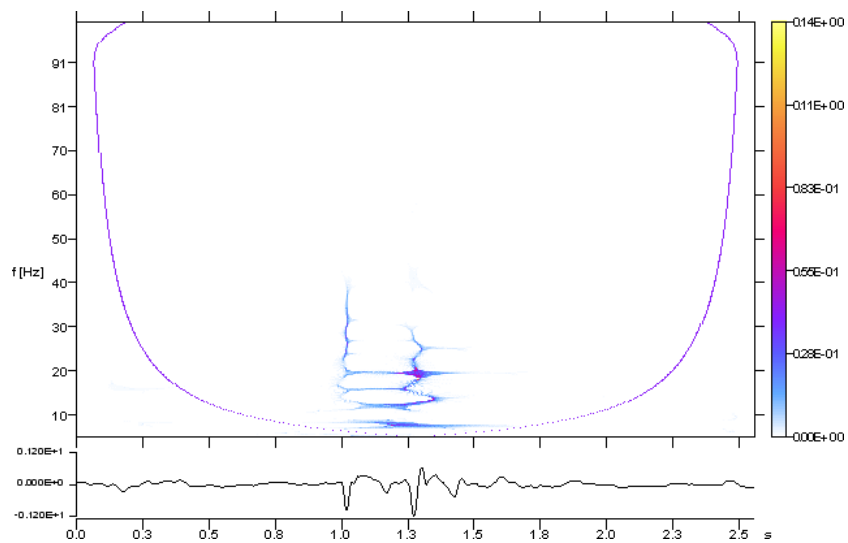




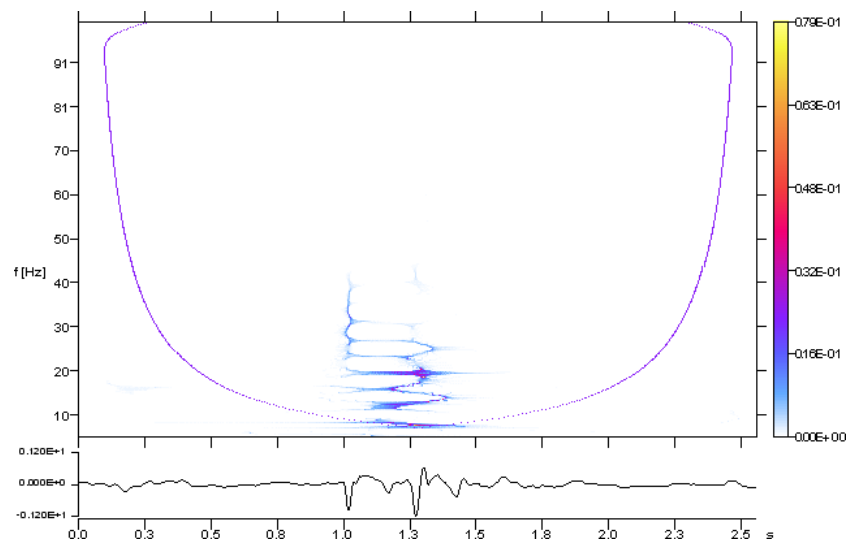
21rLin_w6_5_100



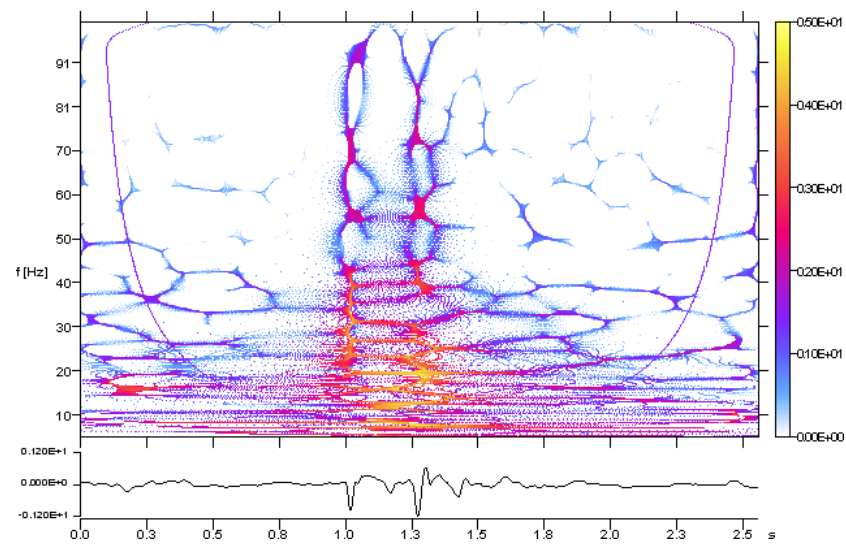
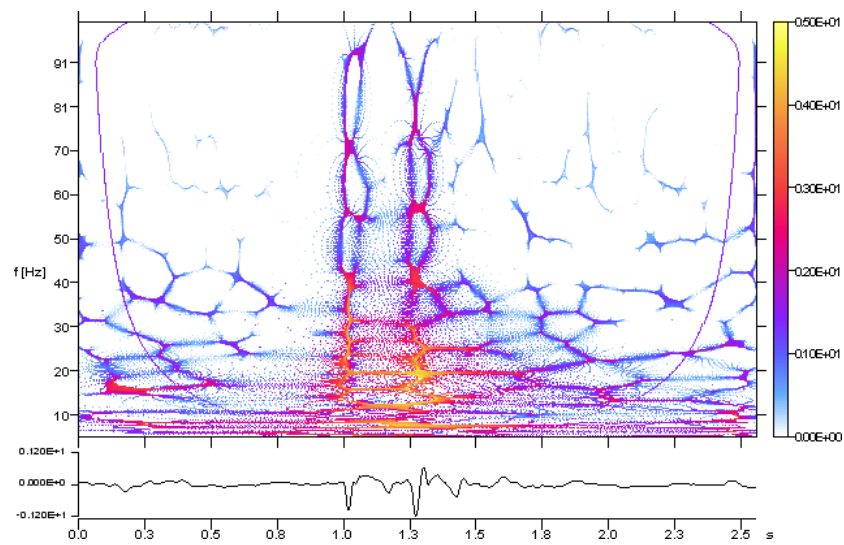
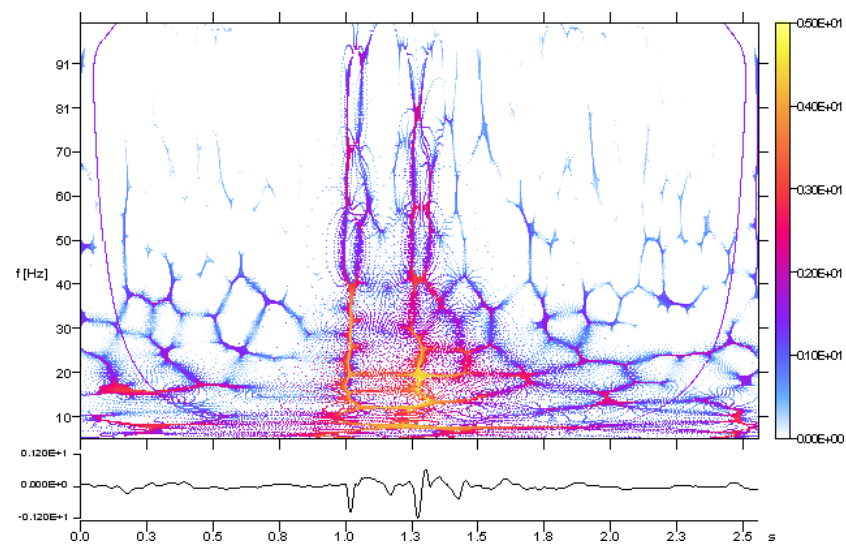
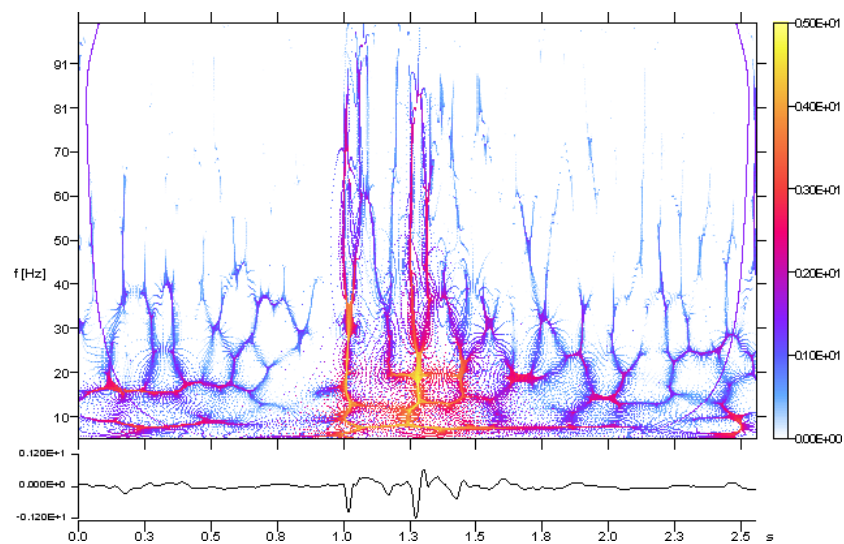
21rLin_w10_5_100

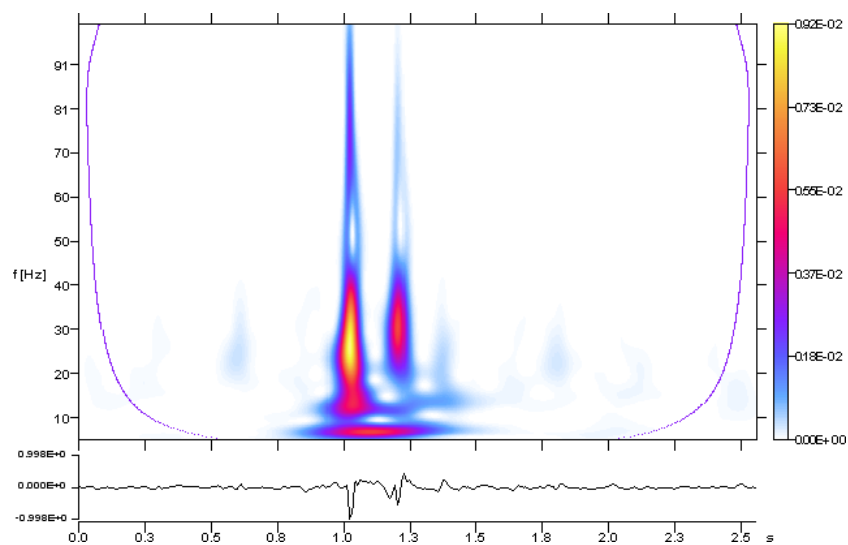


21rLin_w14_5_100

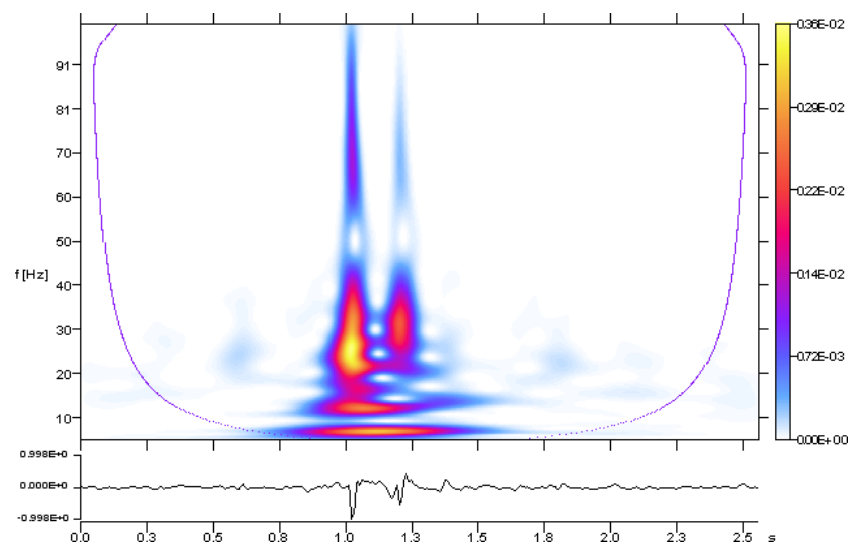


21rLin_w20_5_100

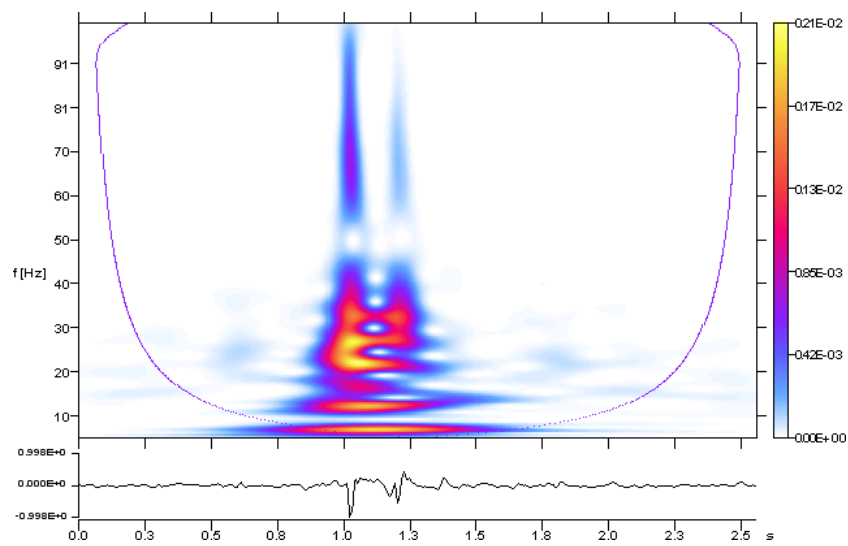




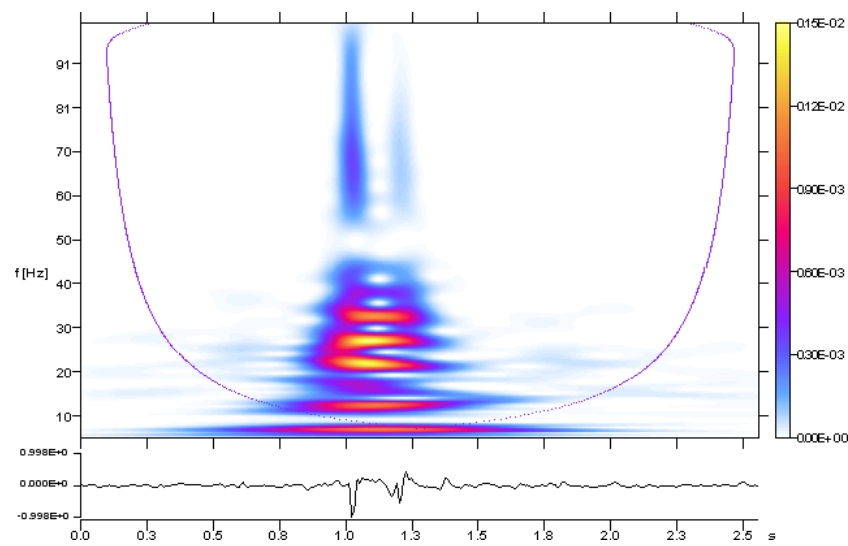
26oLin_w6_5_100



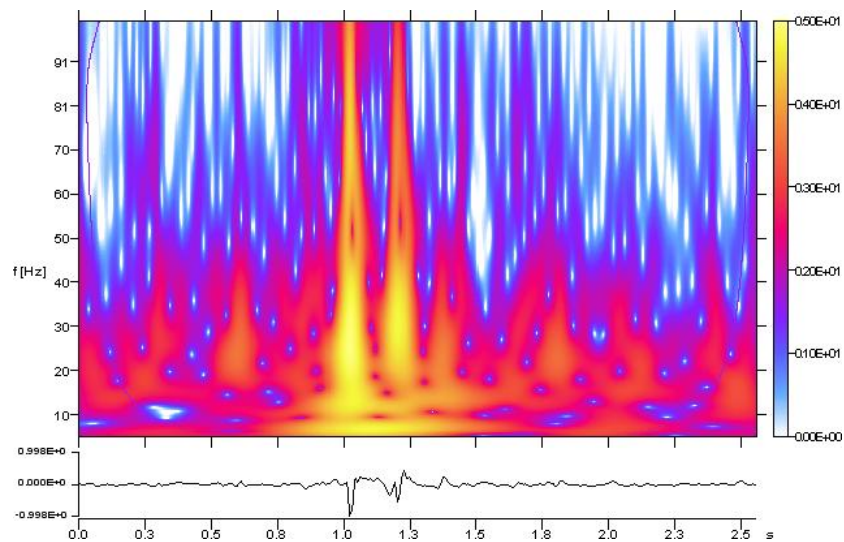
26oLin_w10_5_100



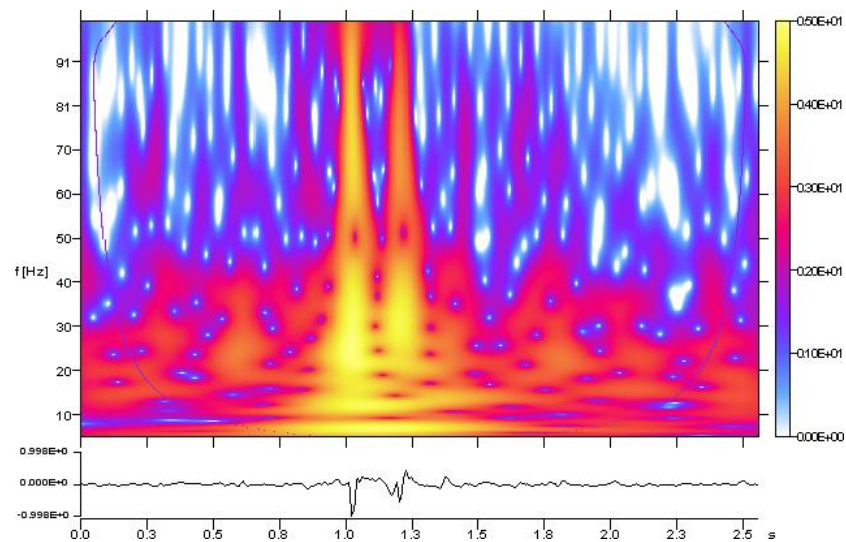
26oLin_w14_5_100



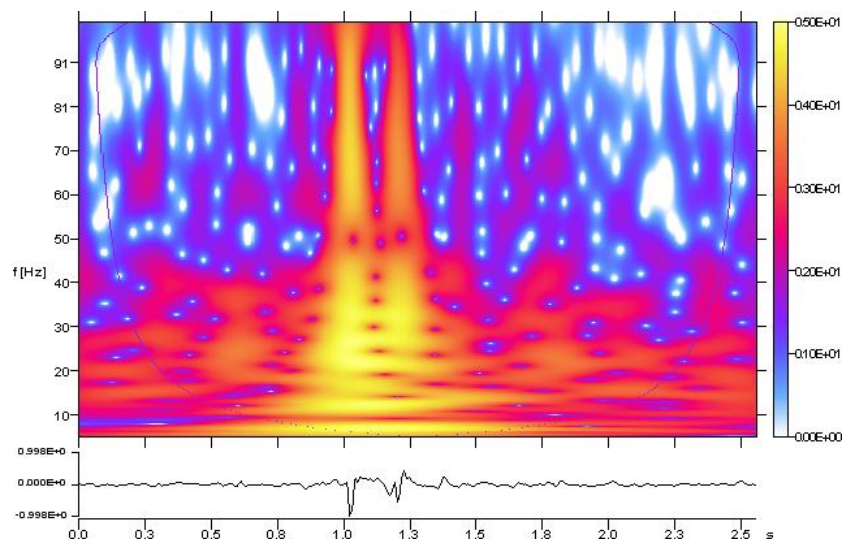
26oLin_w20_5_100



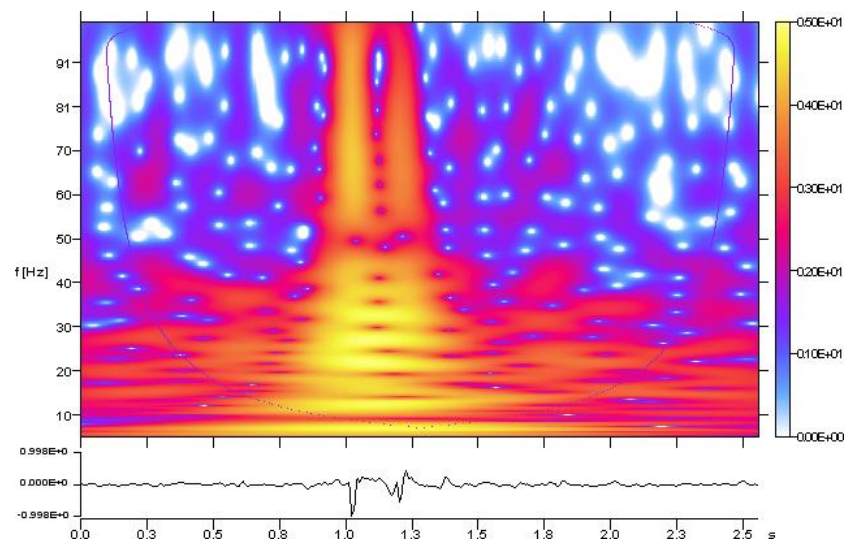
26oLog_w6_5_100



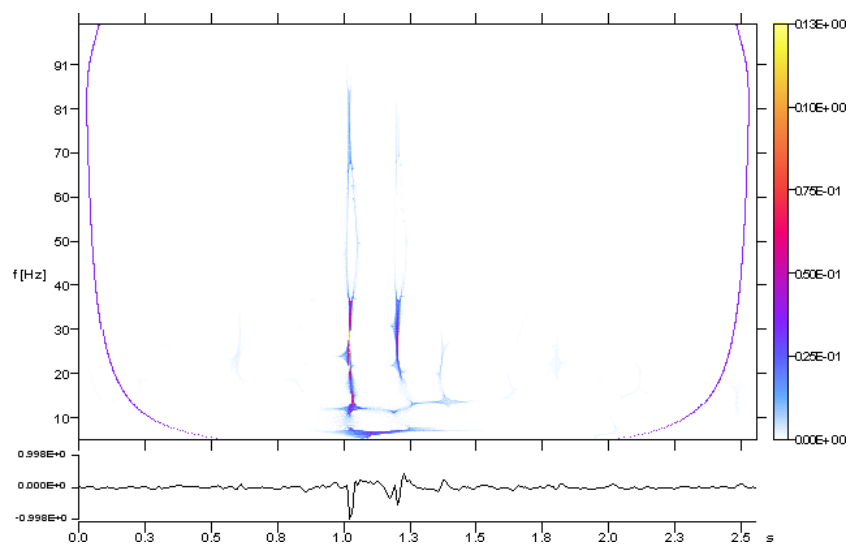
26oLog_w10_5_100



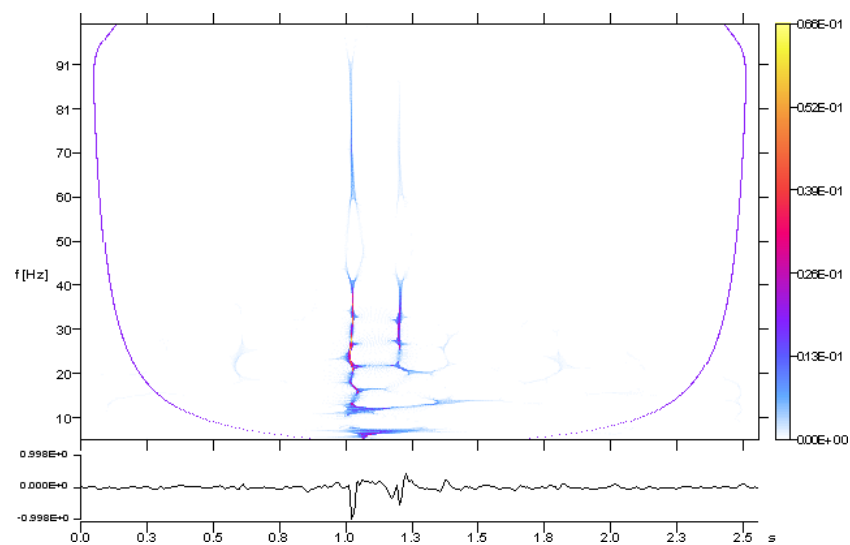
26oLog_w14_5_100



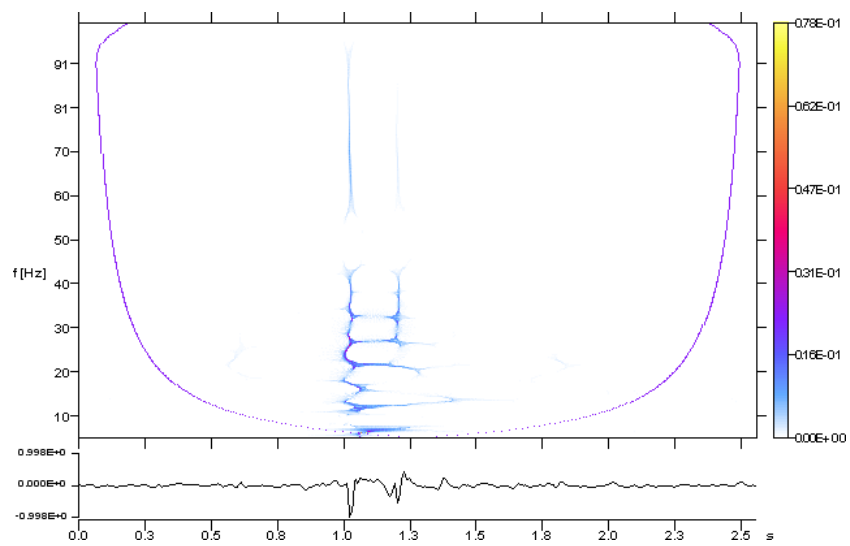
26oLog_w20_5_100



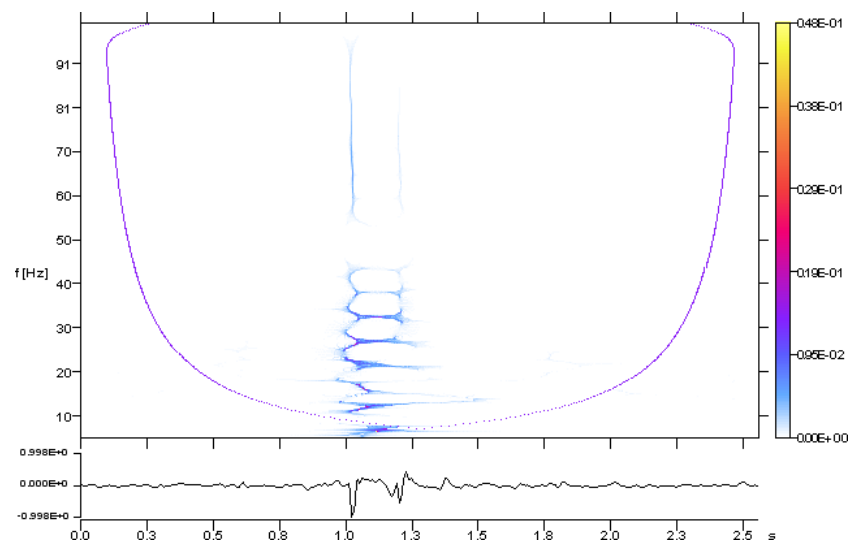
26rLin_w6_5_100



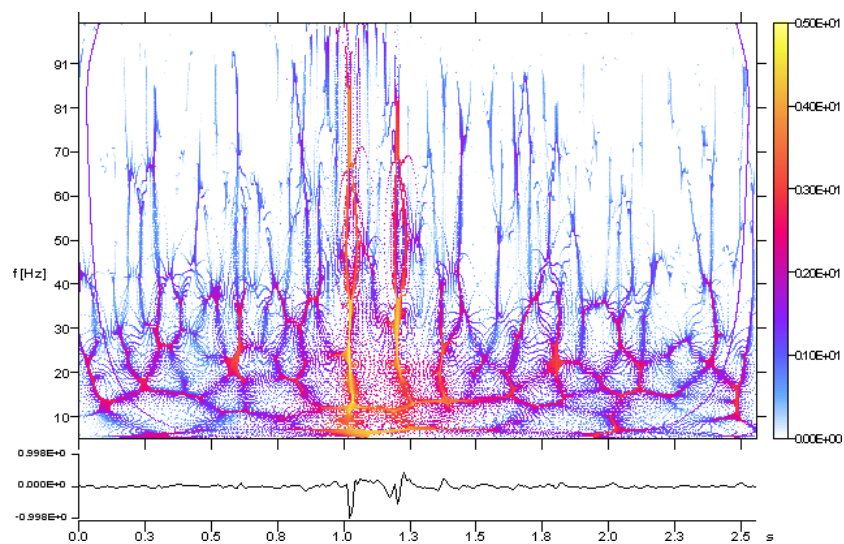
26rLin_w10_5_100



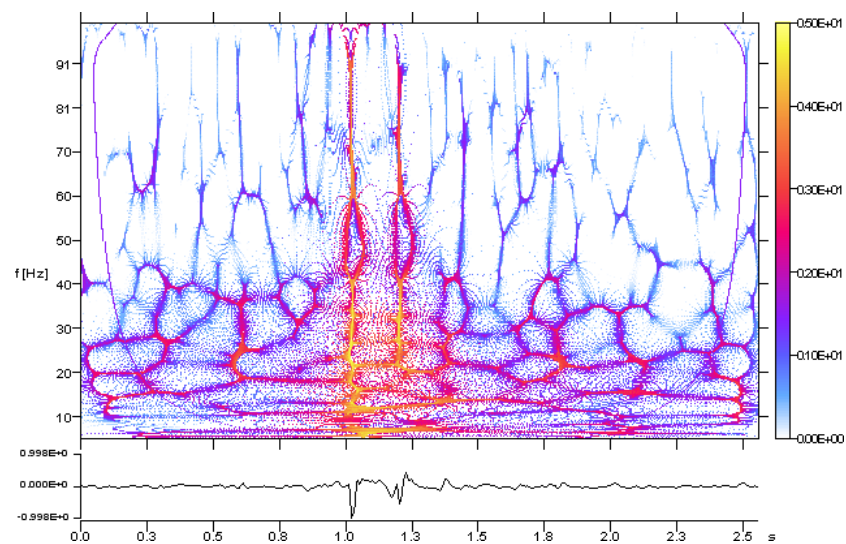
26rLin_w14_5_100



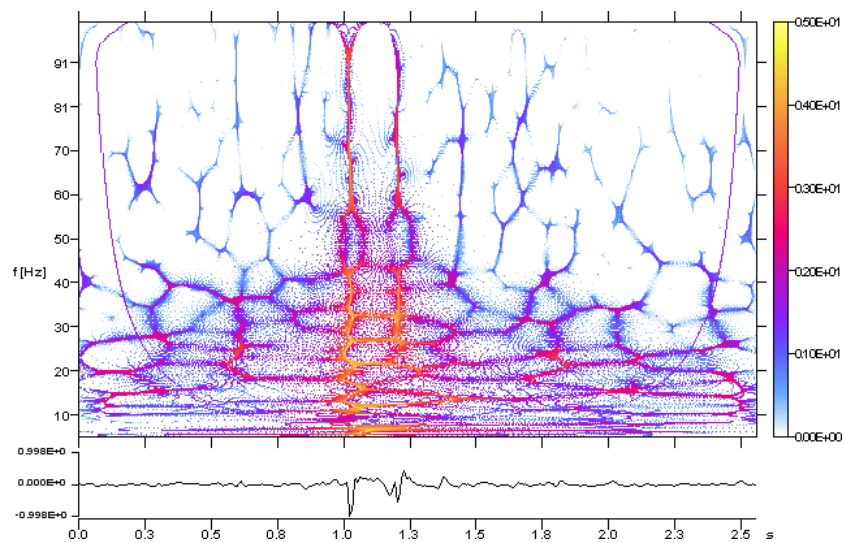
26rLin_w20_5_100



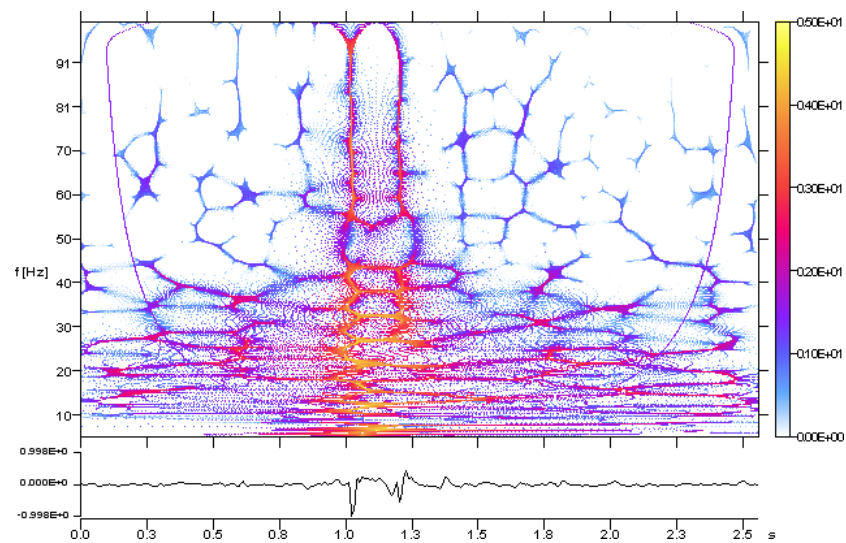
26rLog_w6_5_100



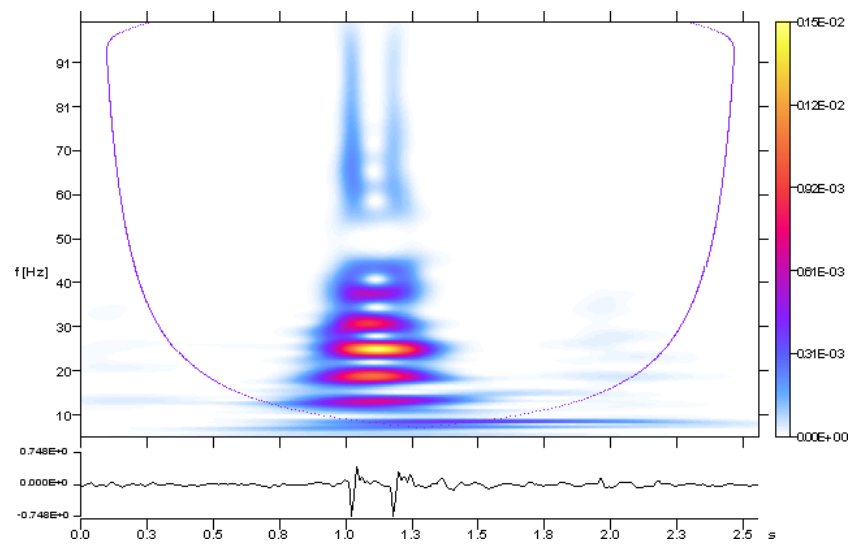
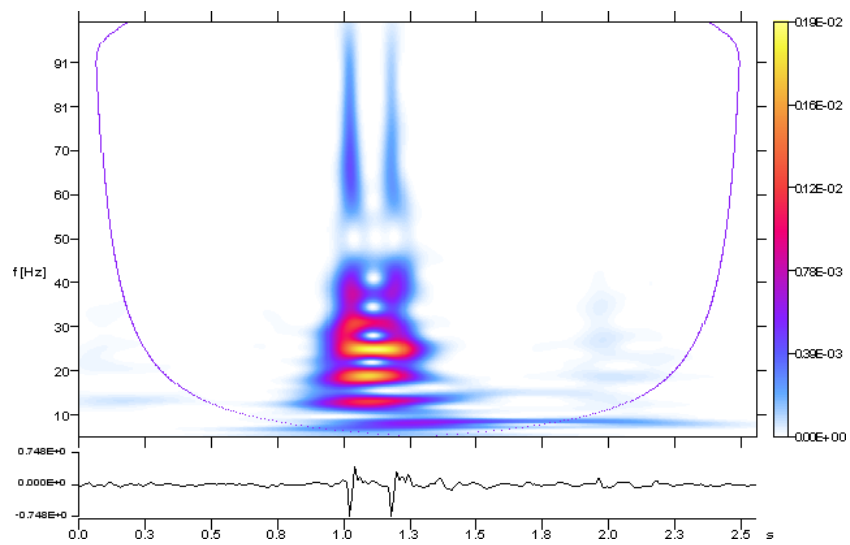
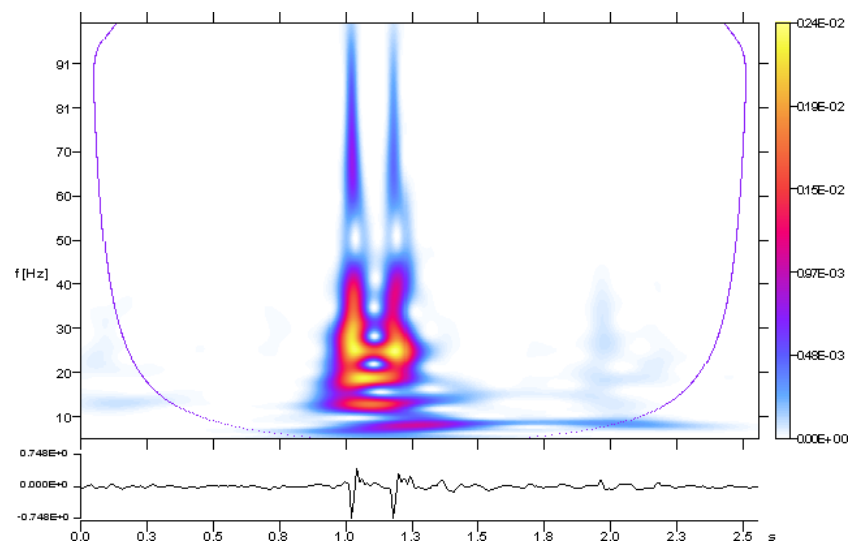
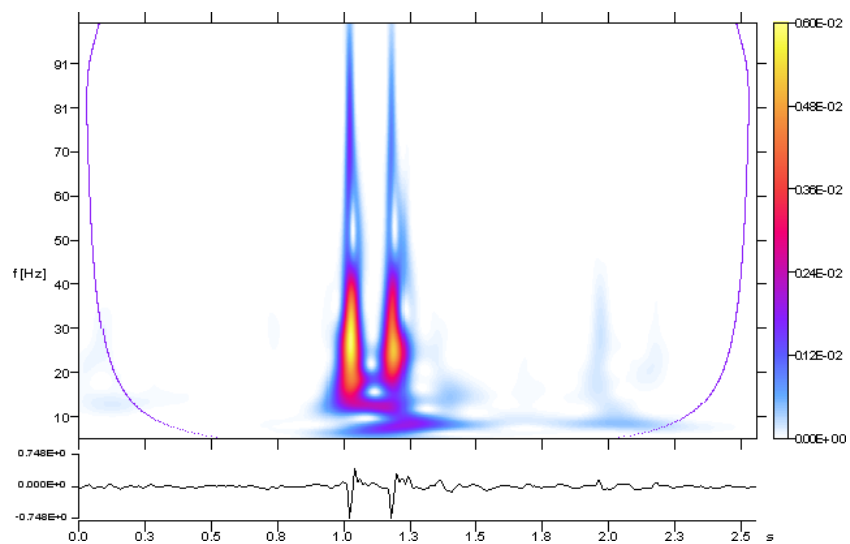
26rLog_w10_5_100

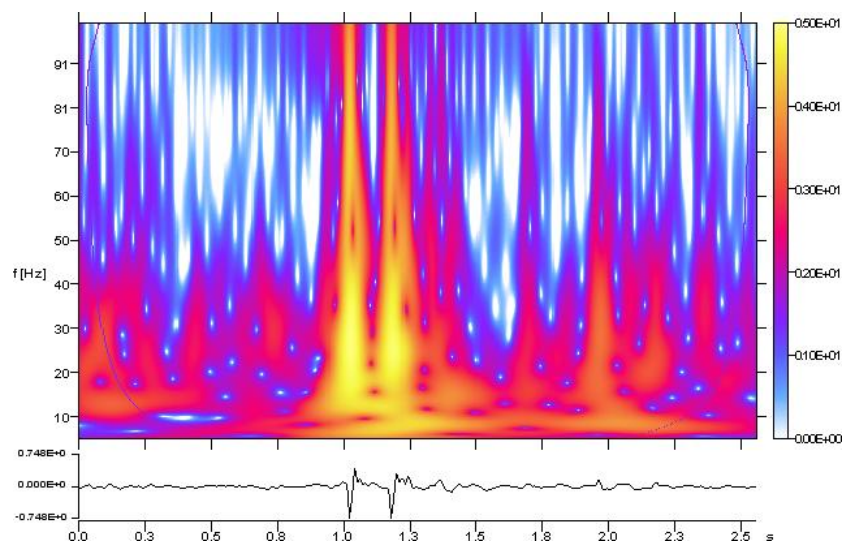


26rLog_w14_5_100

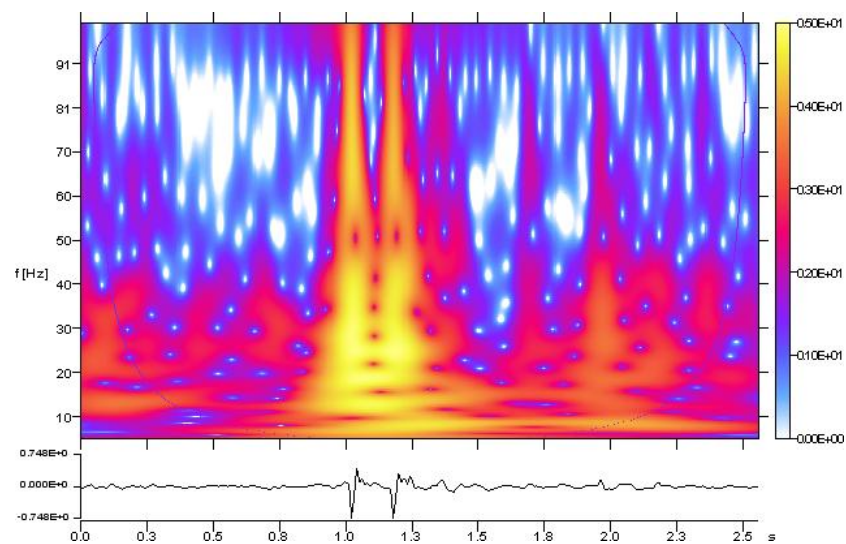


26rLog_w20_5_100

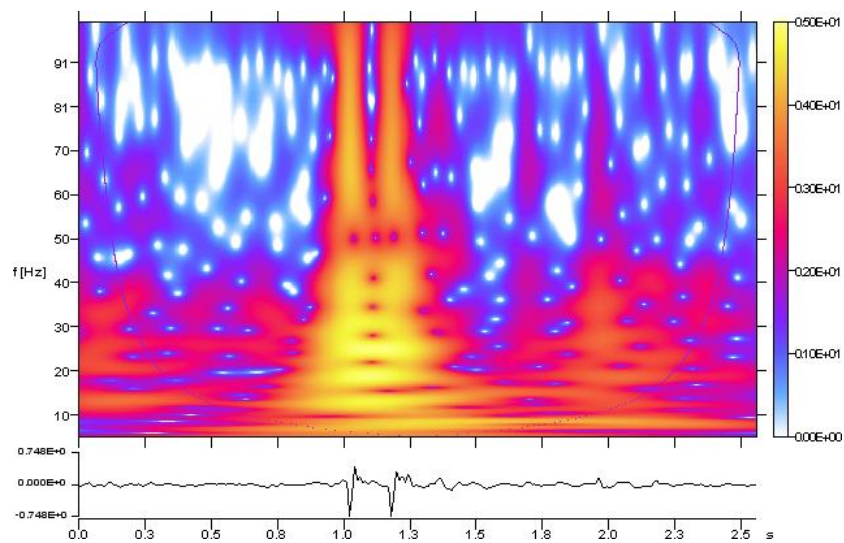




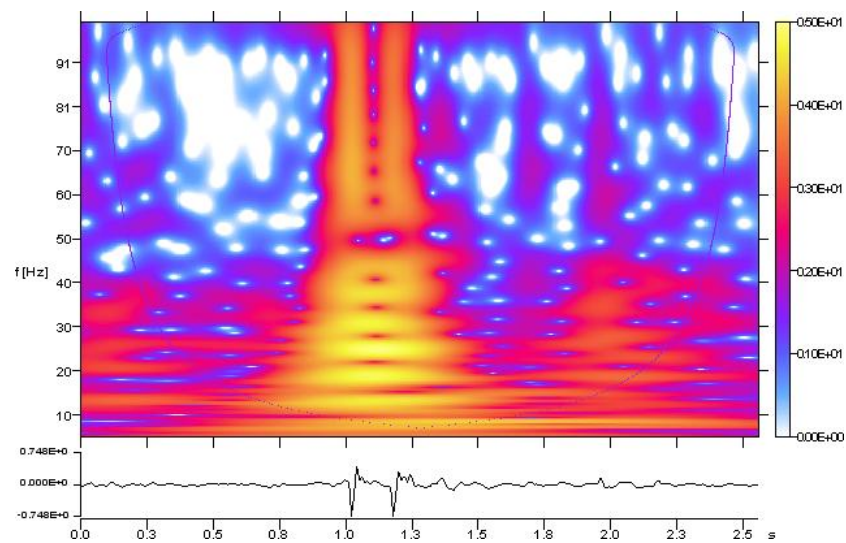
32oLog_w6_5_100



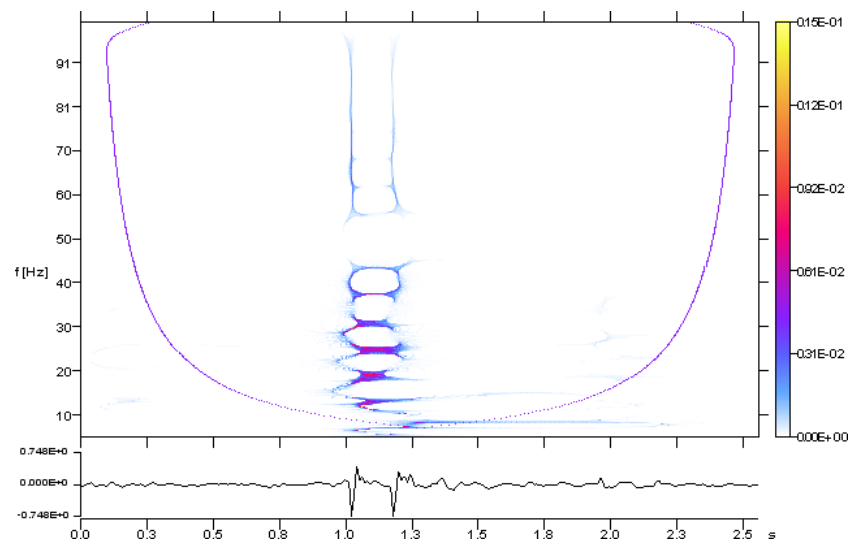
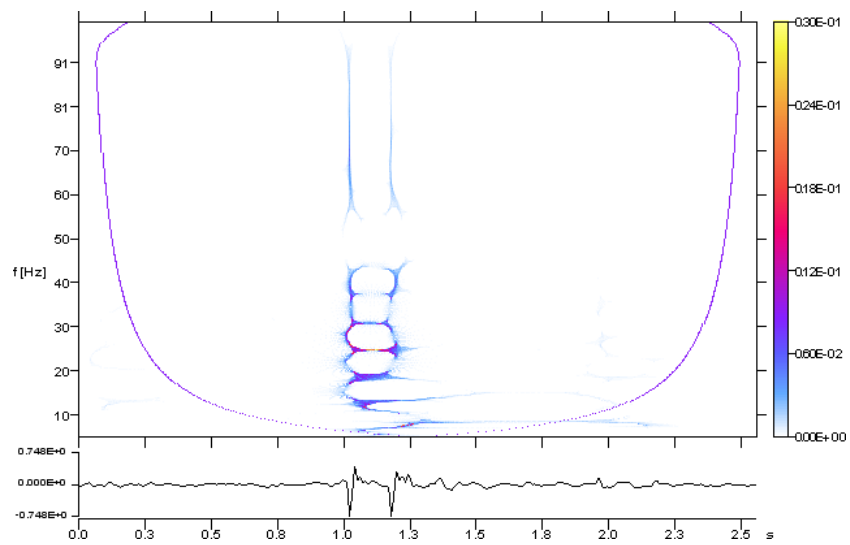
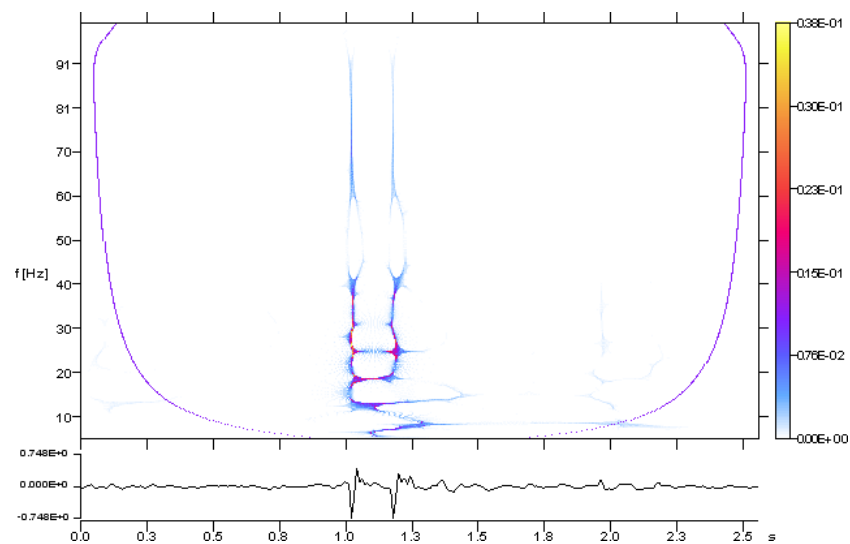
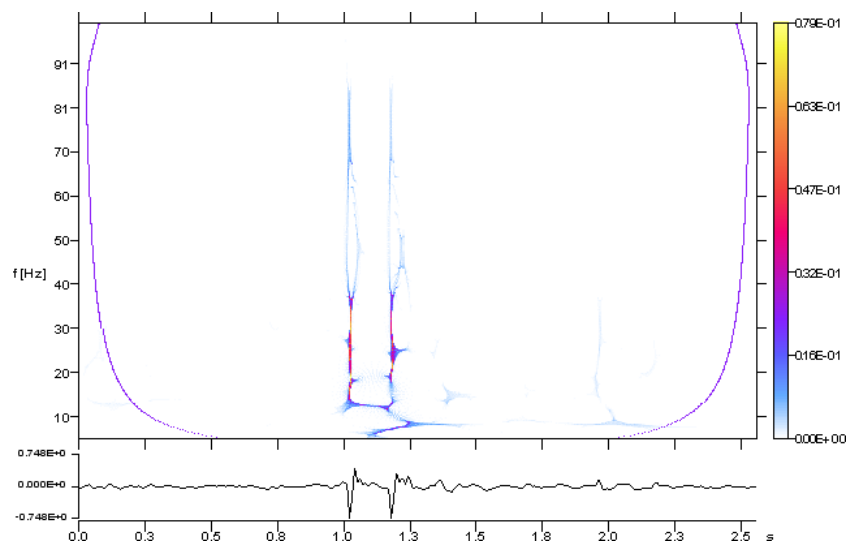
32oLog_w10_5_100

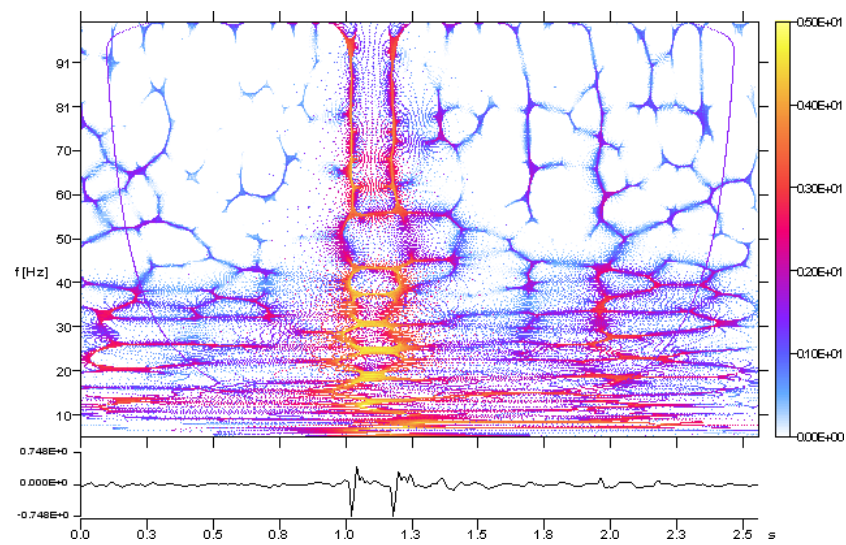
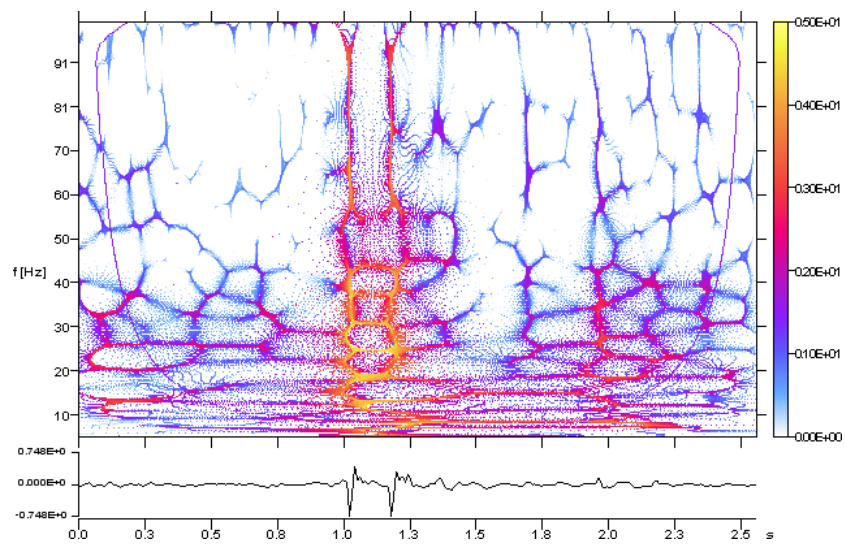
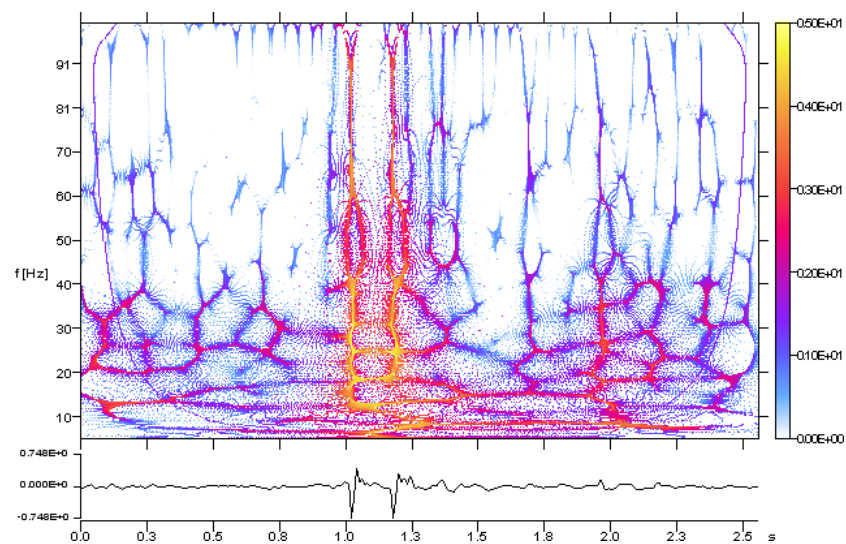
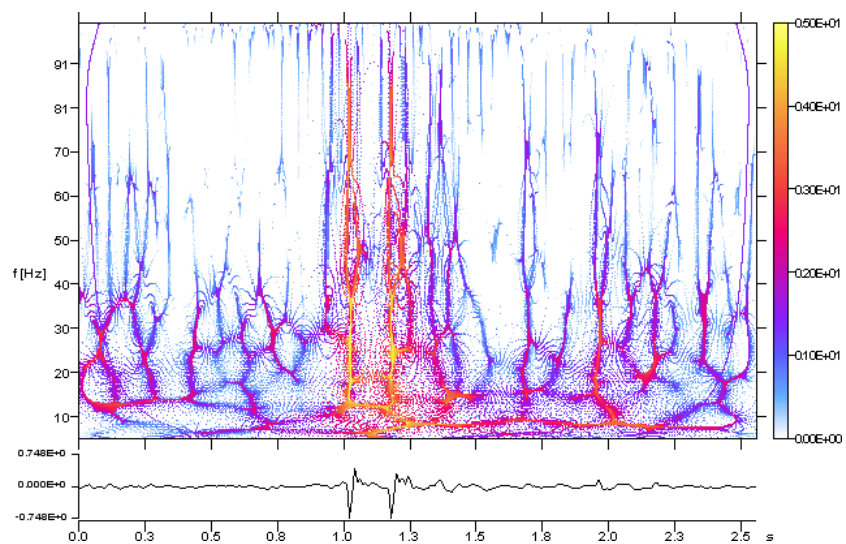


32oLog_w14_5_100



32oLog_w20_5_100





Príloha E

(vizualizácia módov SchR nad 50 Hz)

Príloha dokumentuje vizualizáciu schumannovských módov nad 50 Hz u vybraných tranzientov uvedených v tabuľke v prílohe A pri použití metódy CWT aplikovaním parametra Morletovho waveletu $\omega_0 = 25$.

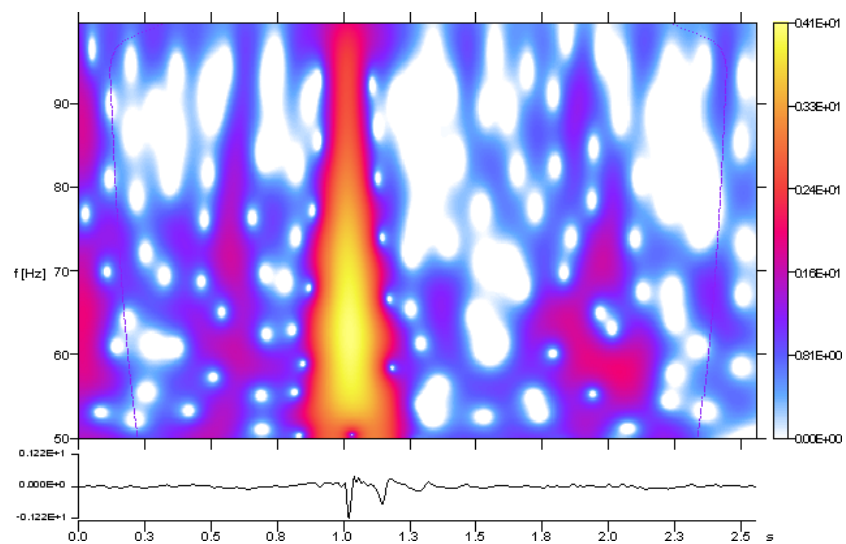
Každý z obrázkov TFR je vykreslený pri použití logaritmickej amplitúdovej škály vo frekvenčnom rozsahu 50 – 100 Hz.

Pod každým obrázkom sú uvedené nasledovné údaje:

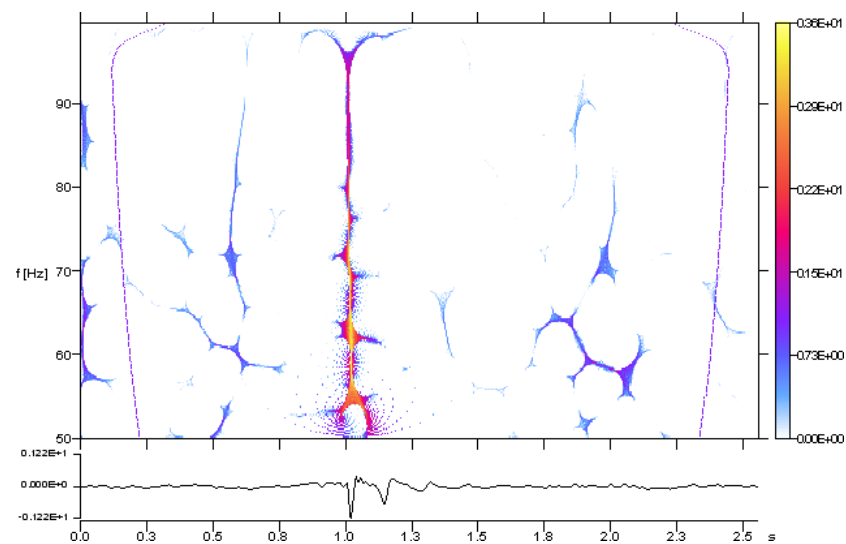
AAb

AA – číslo tranzientu (z tabuľky v prílohe A)

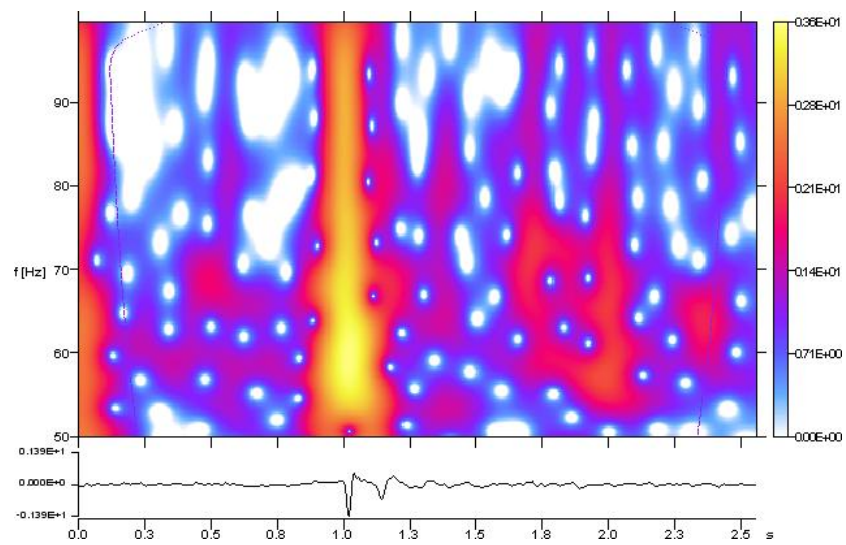
b – výpočet bez využitia (*o*) alebo s využitím (*r*) metódy relokalizácie



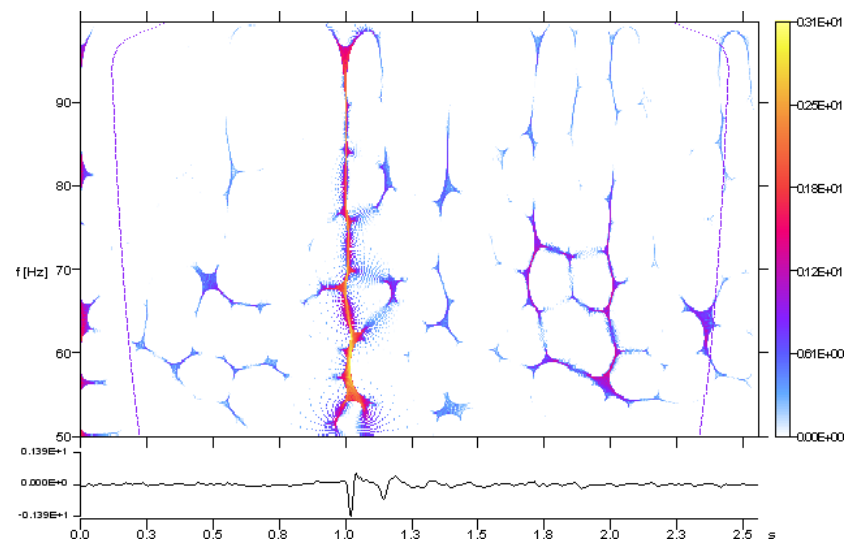
11o



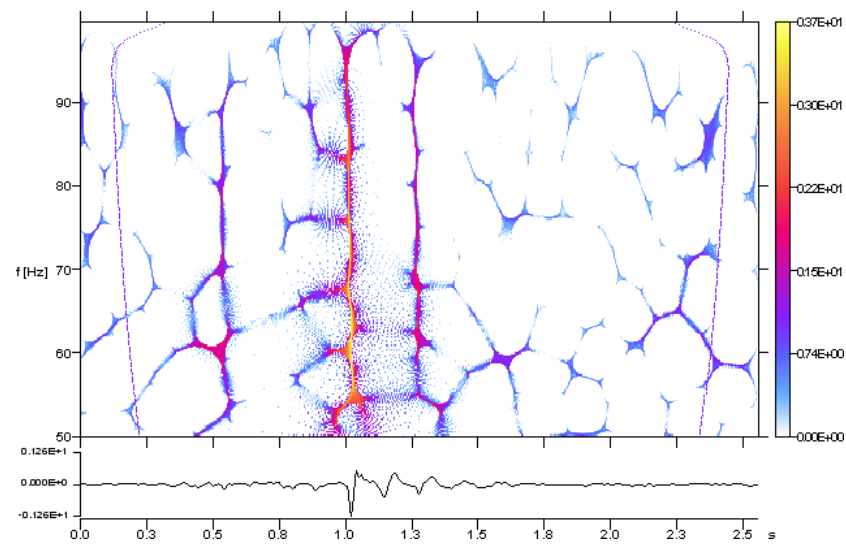
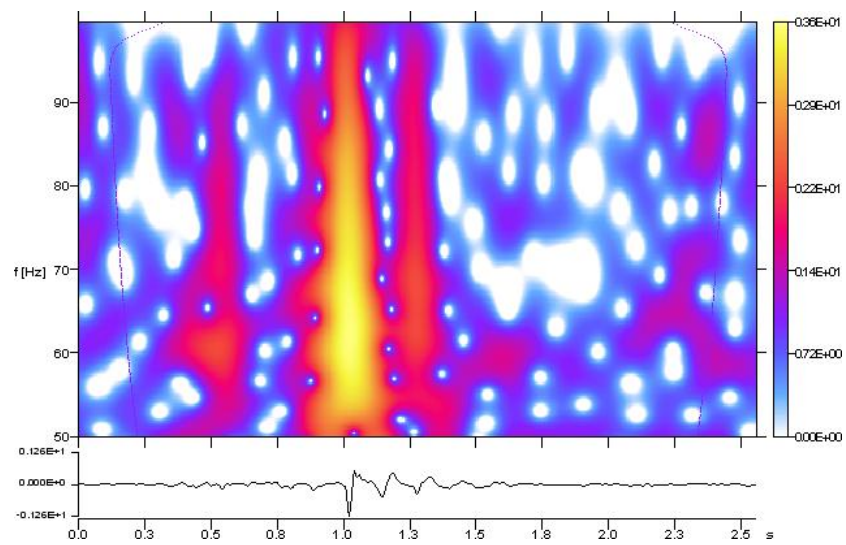
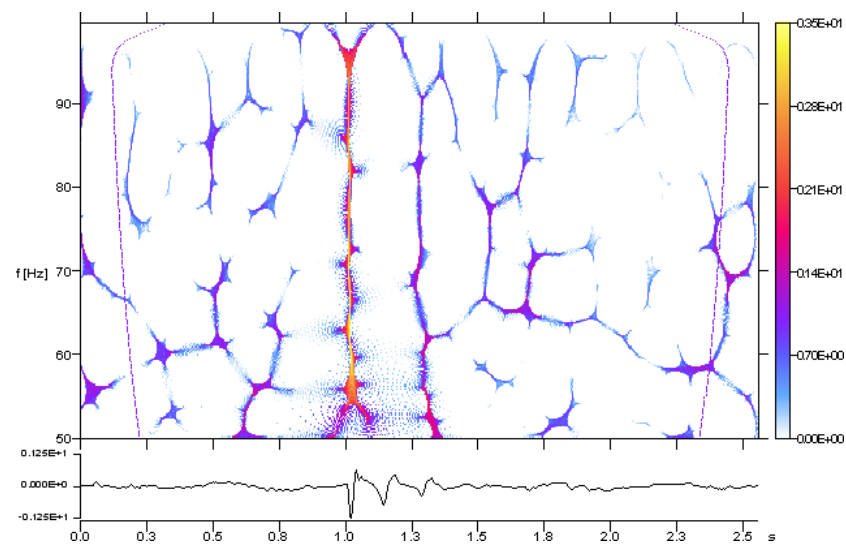
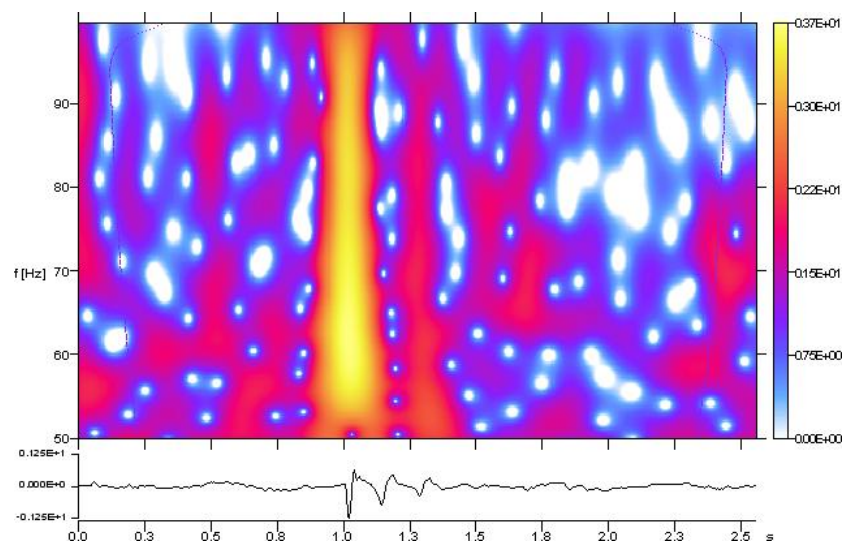
11r

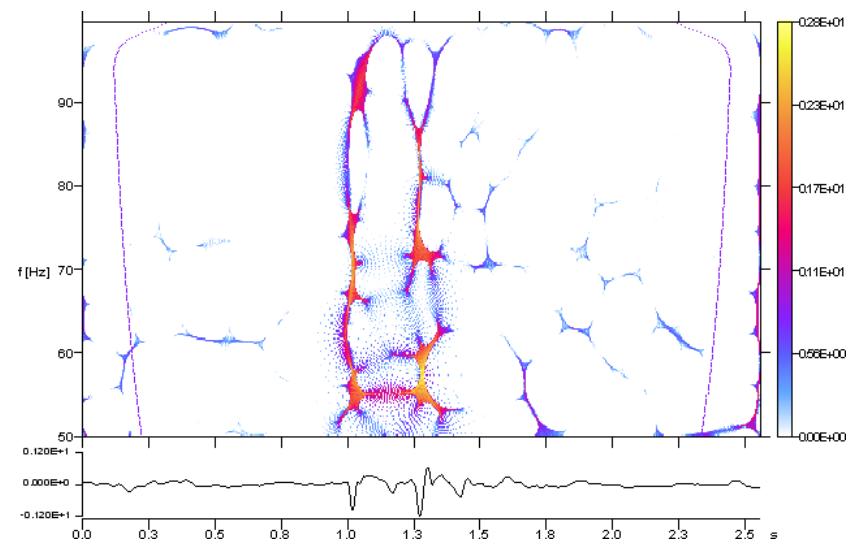
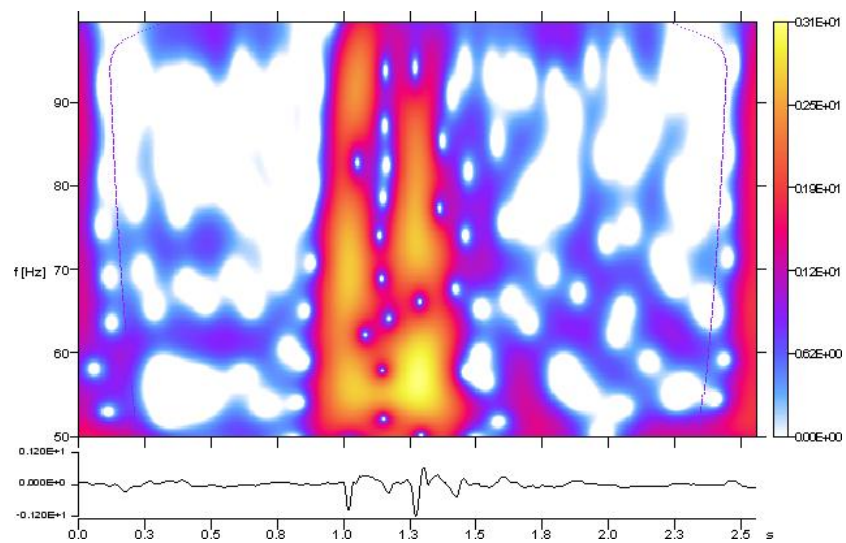
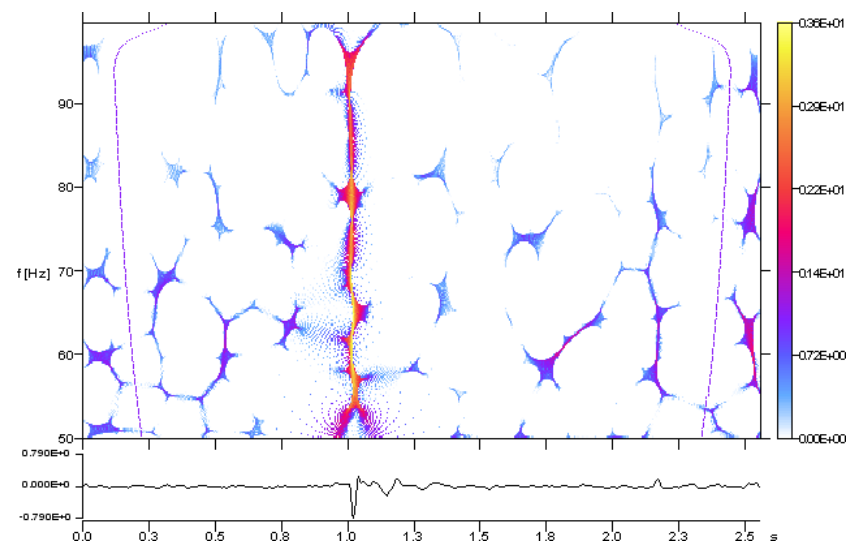
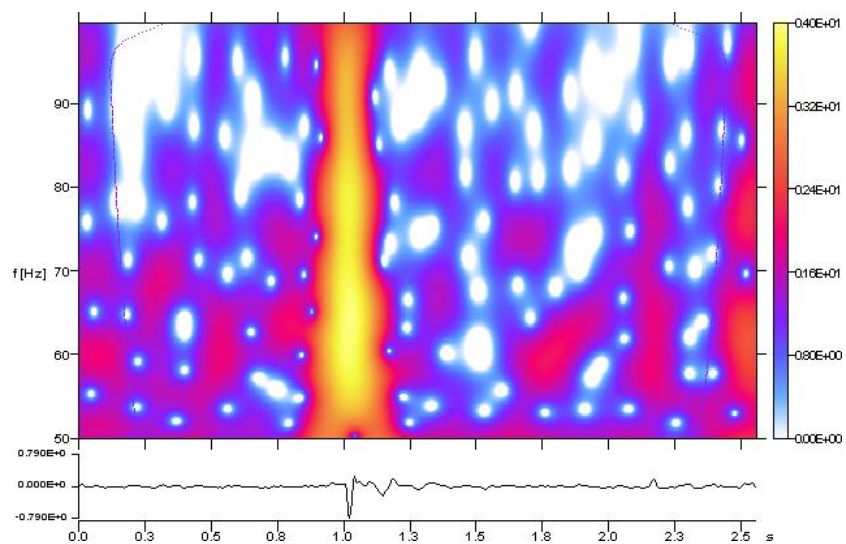


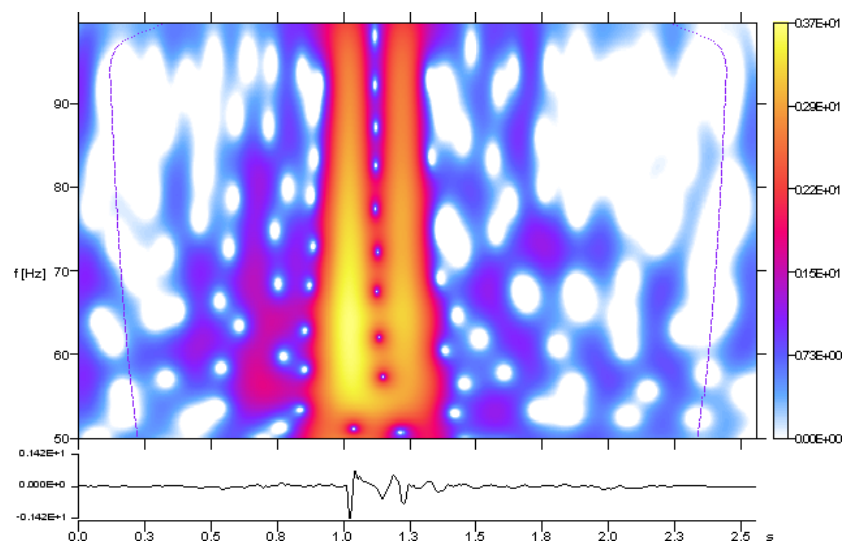
12o



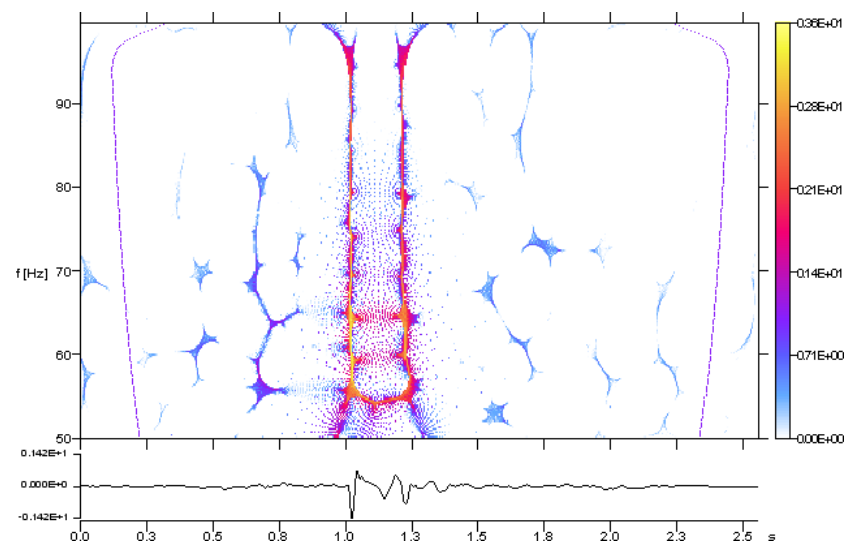
12r



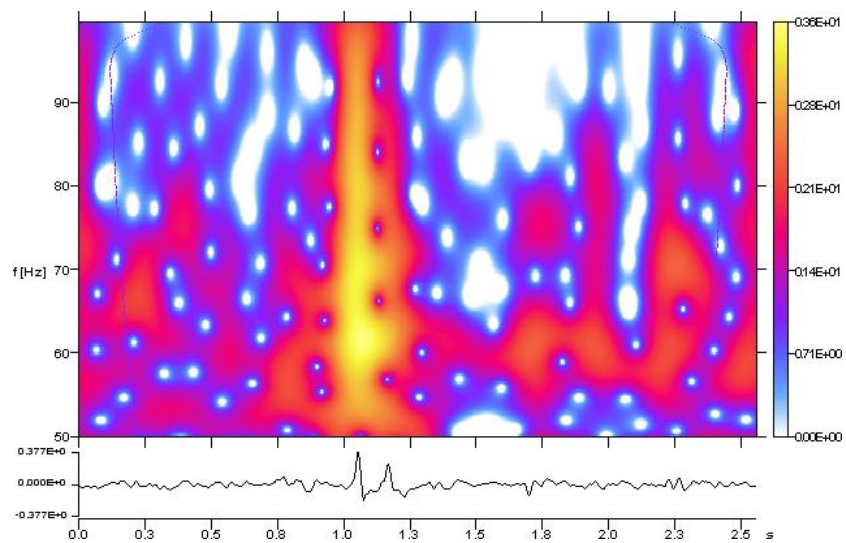




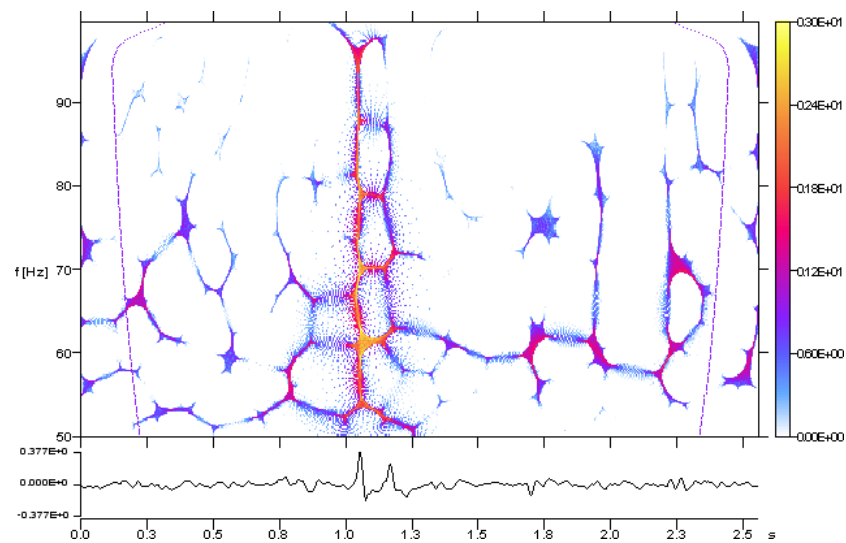
22o



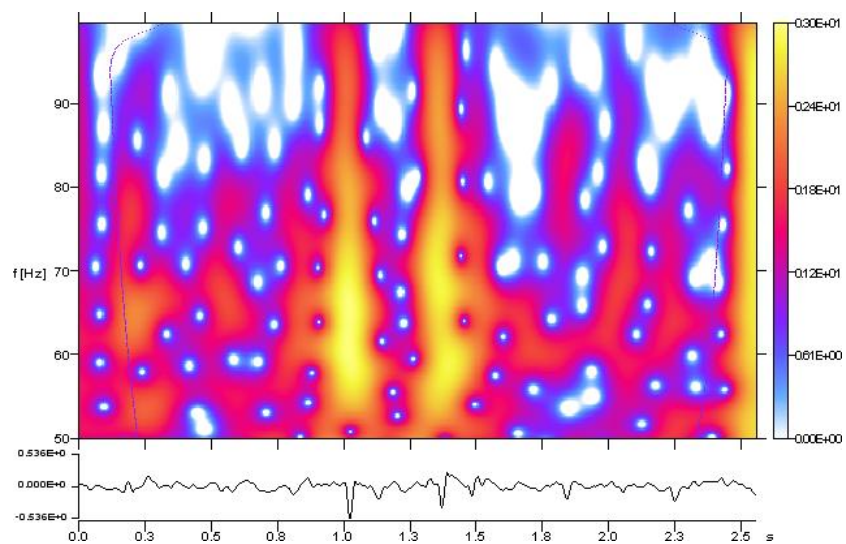
22r



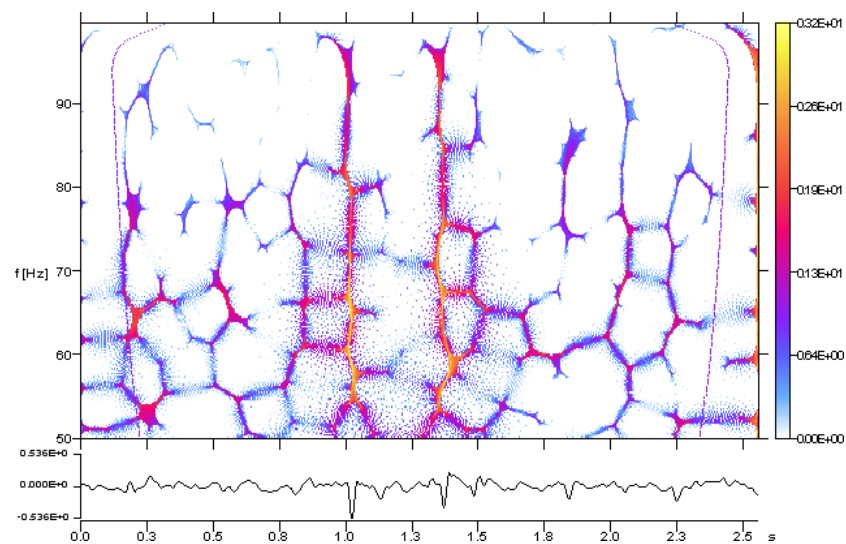
23o



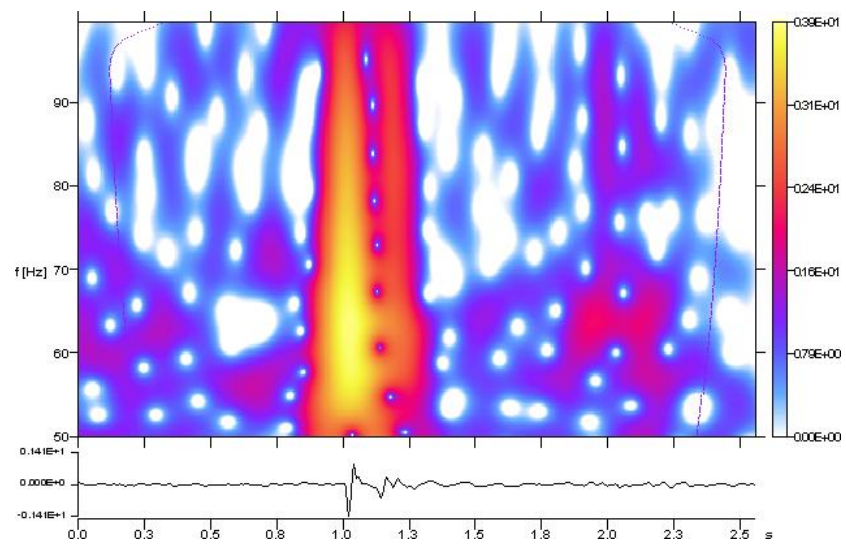
23r



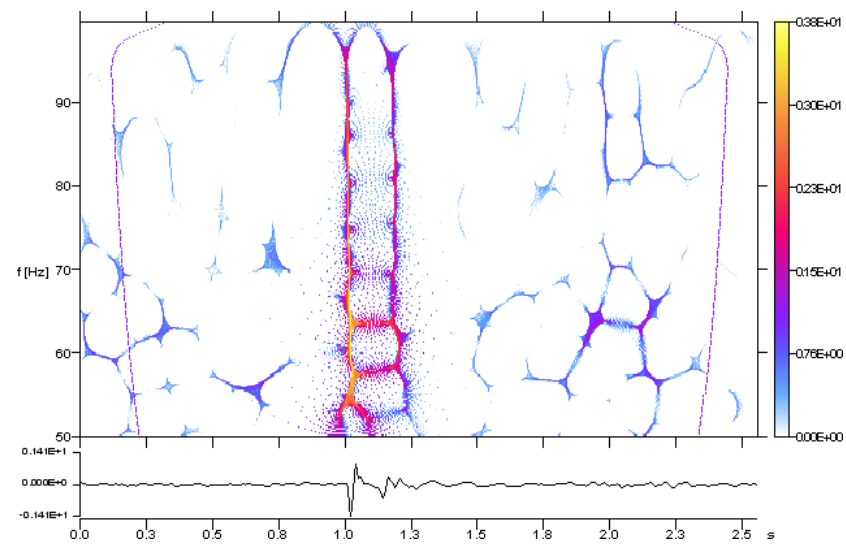
24o



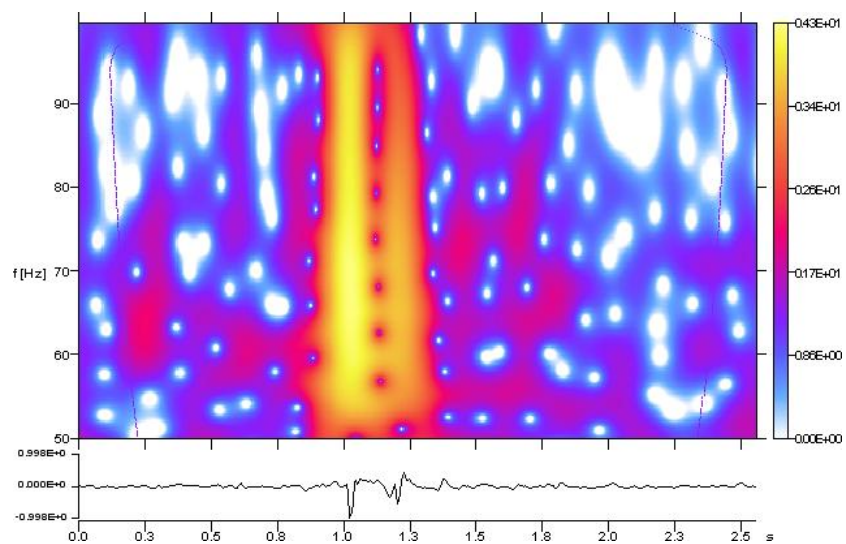
24r



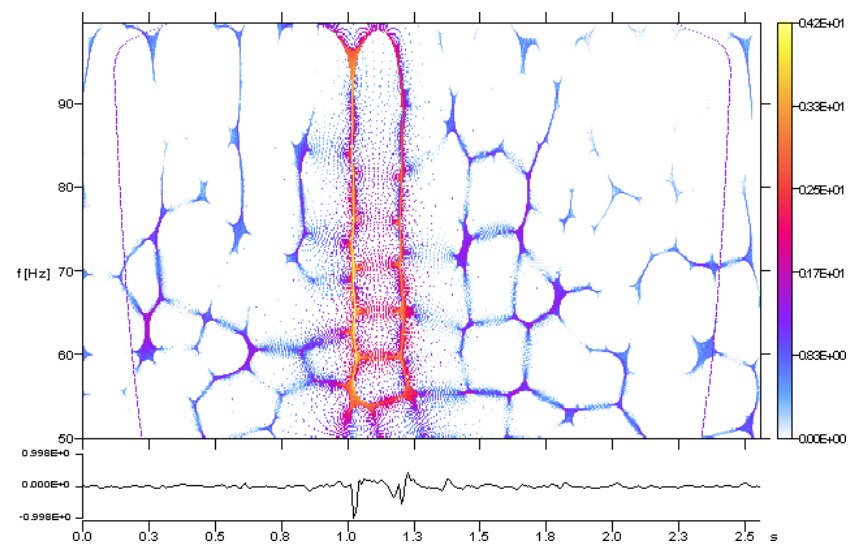
25o



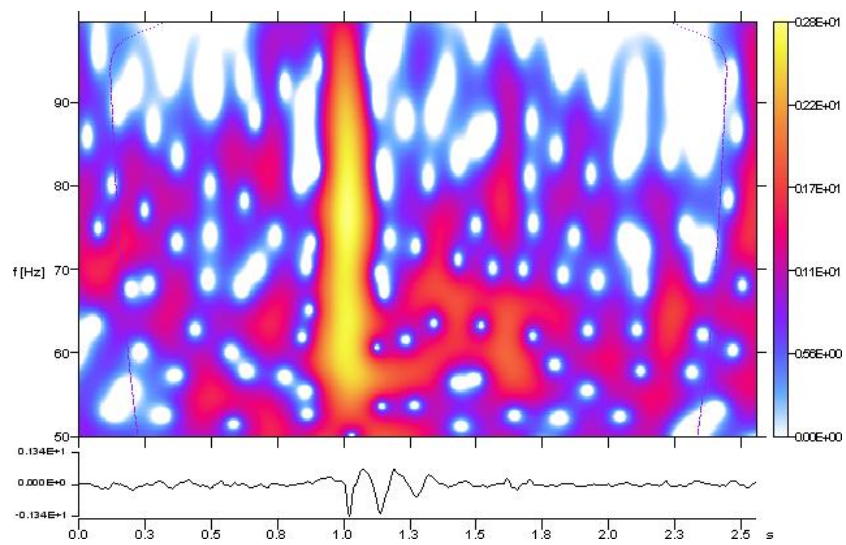
25r



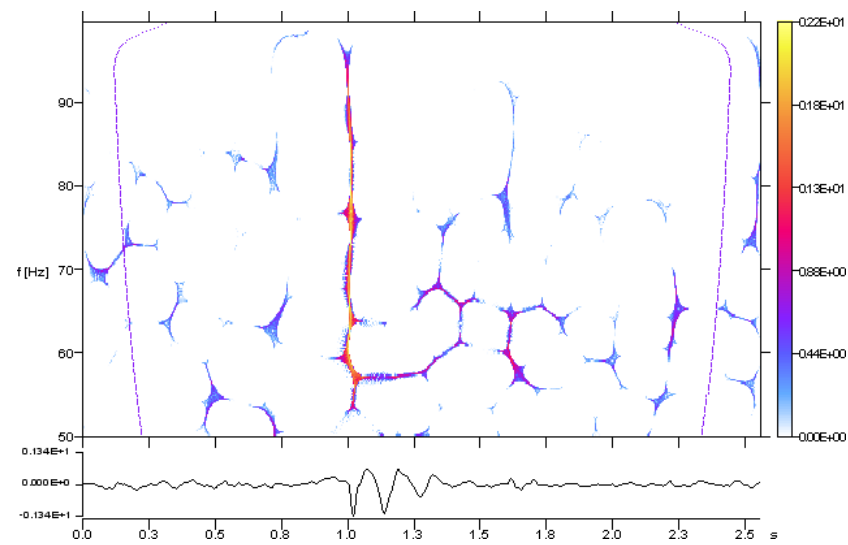
26o



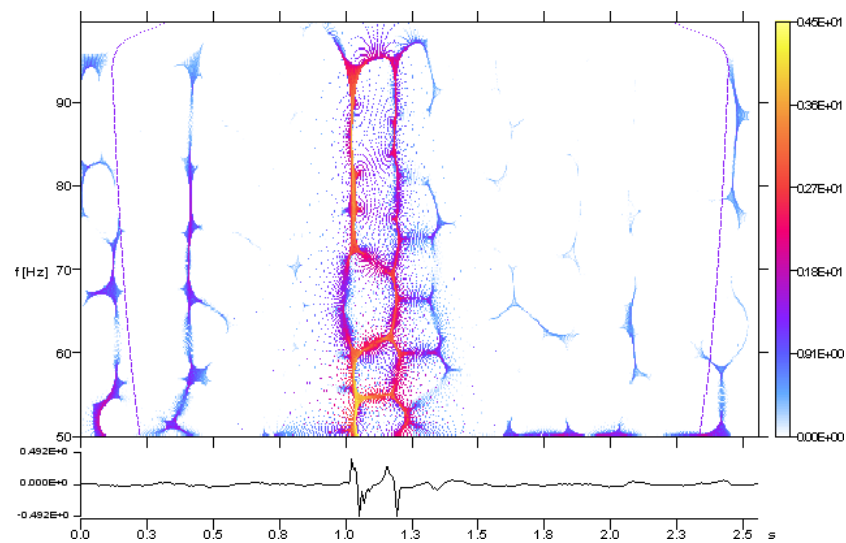
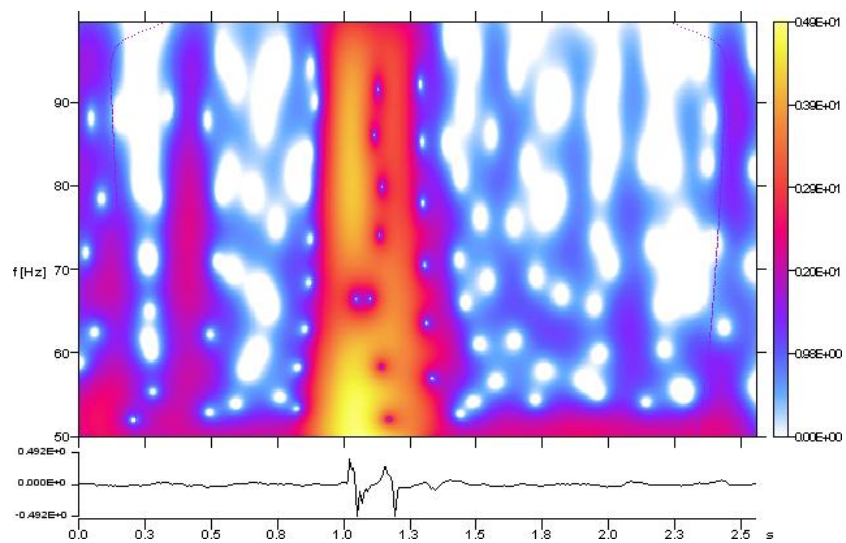
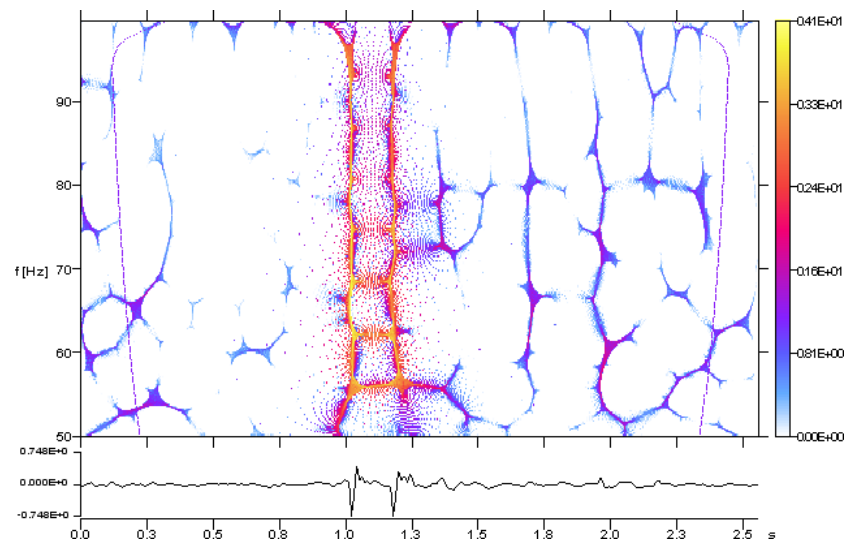
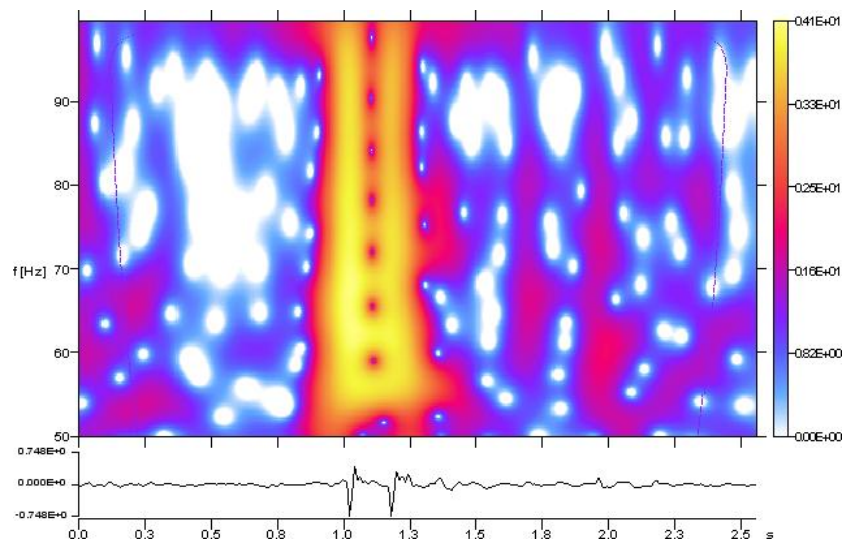
26r

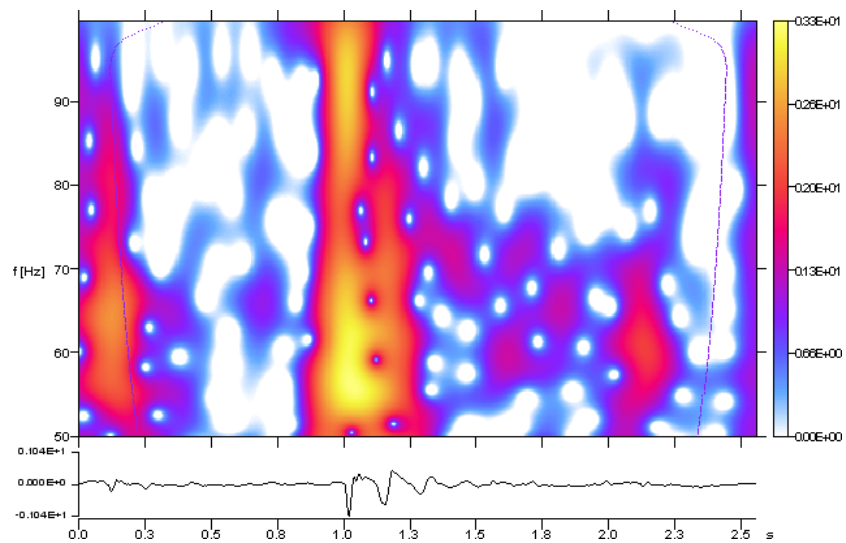


31o

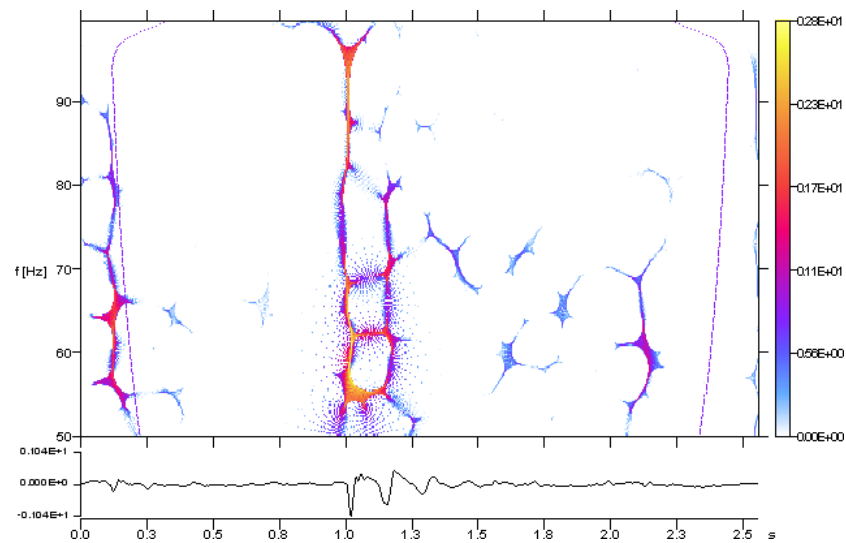


31r

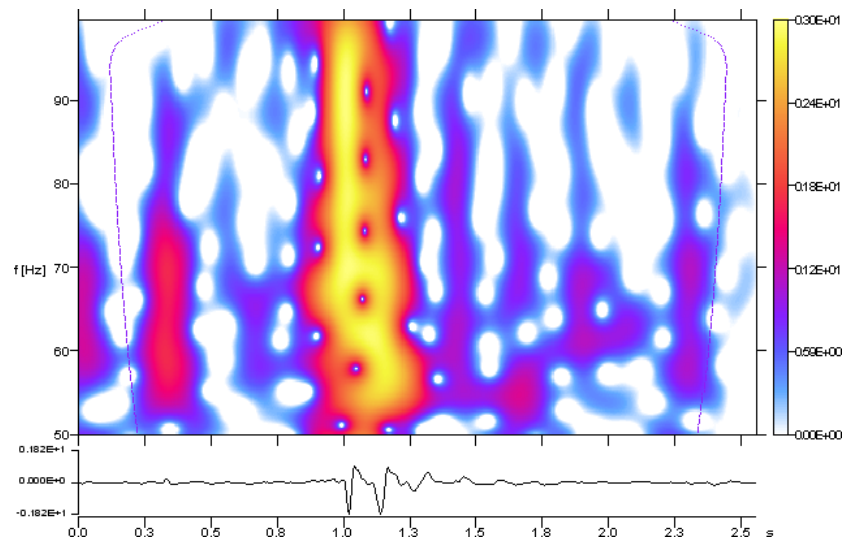




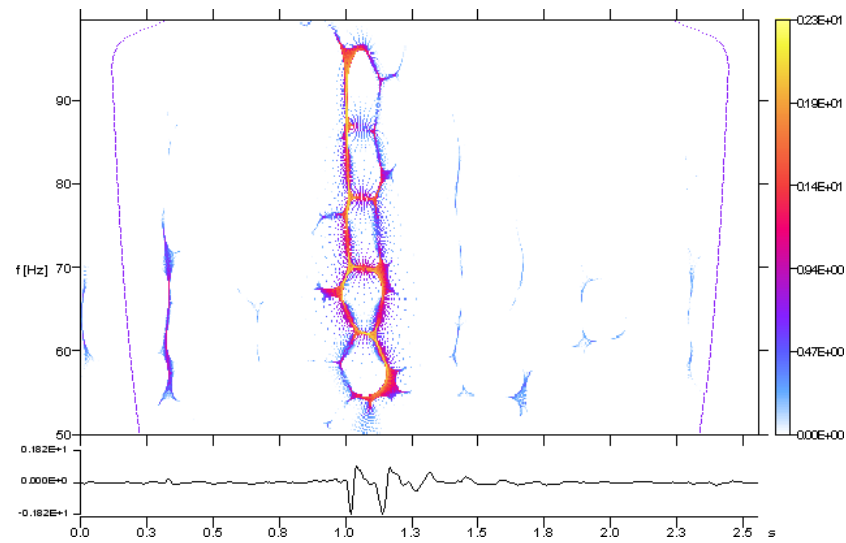
34o



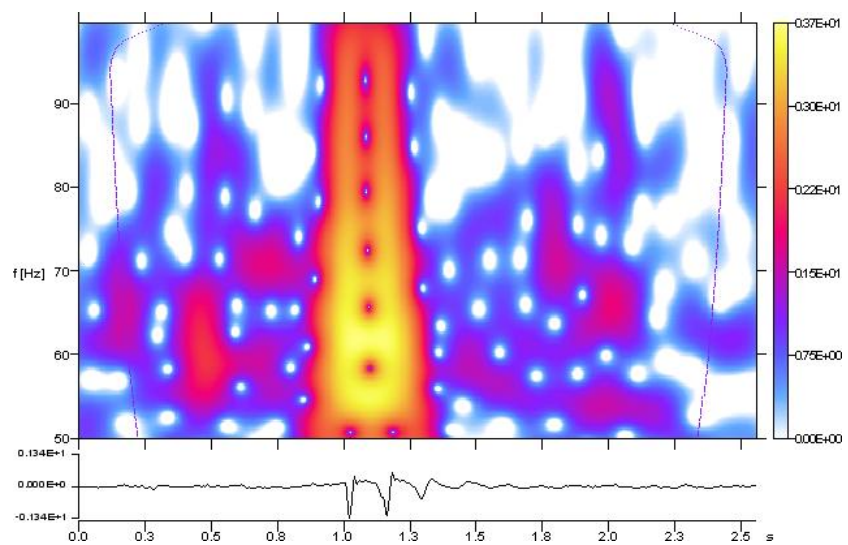
34r



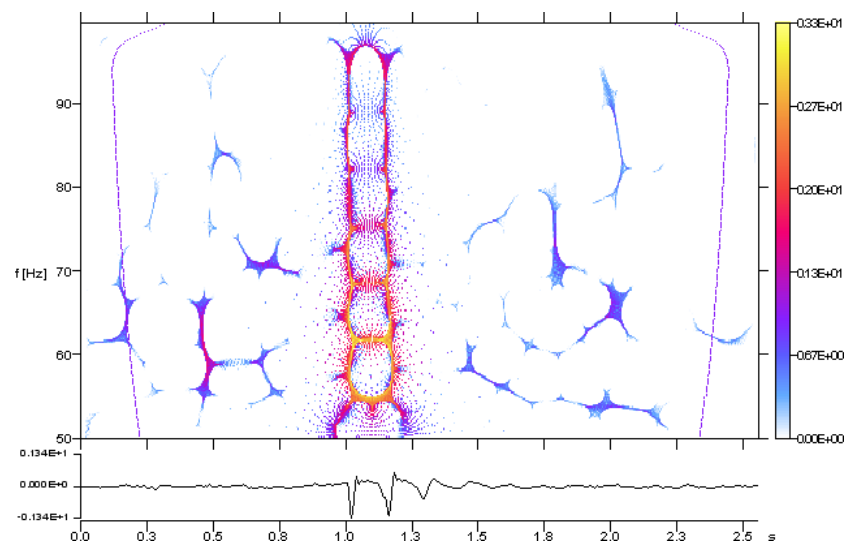
35o



35r



36o



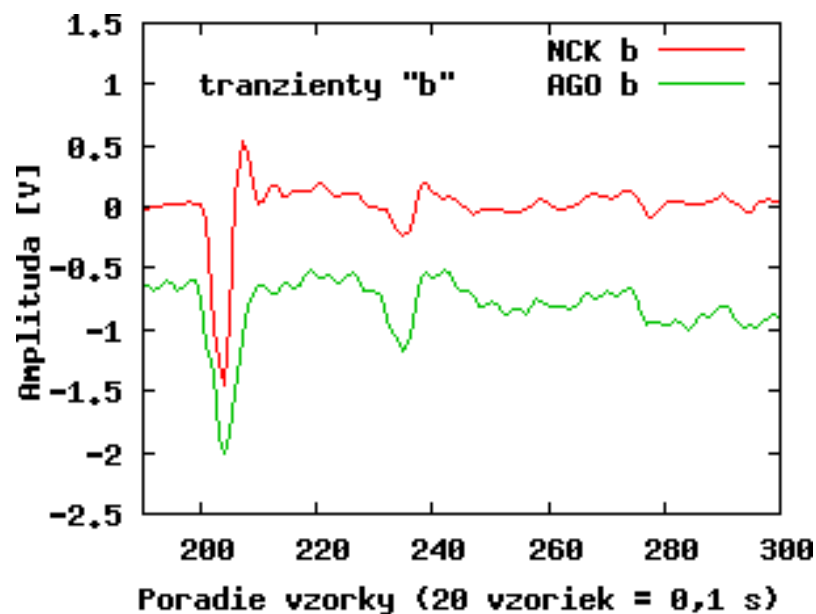
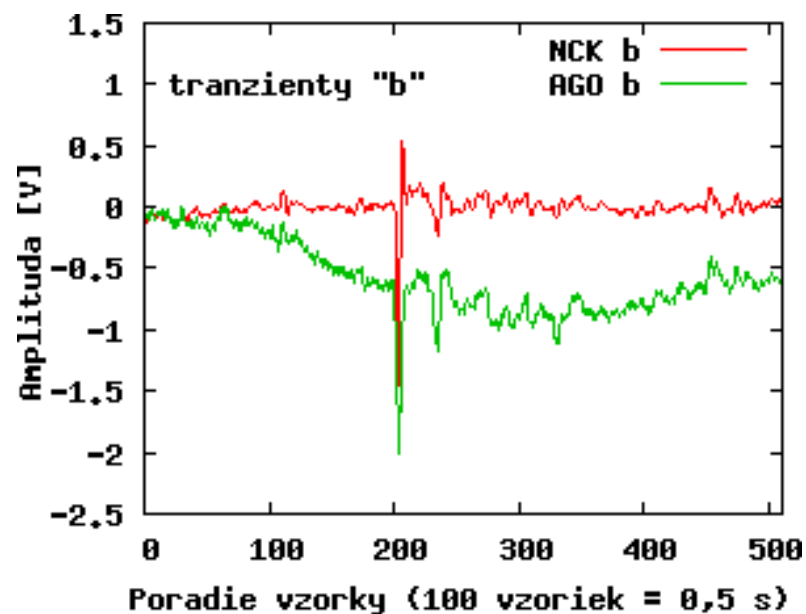
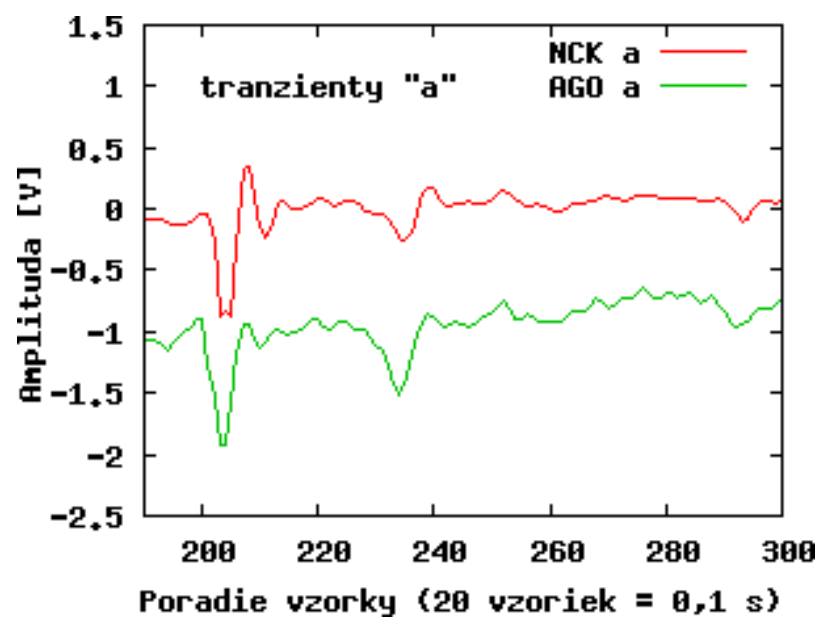
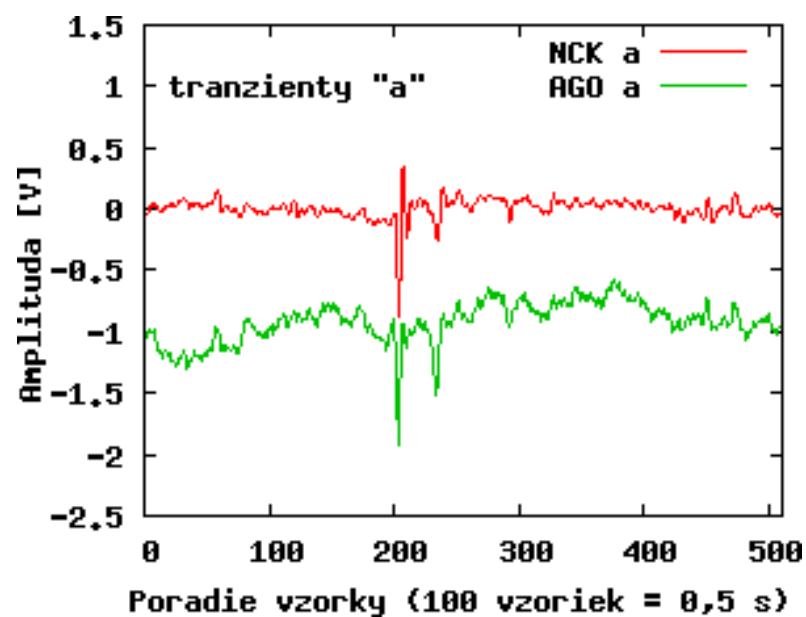
36r

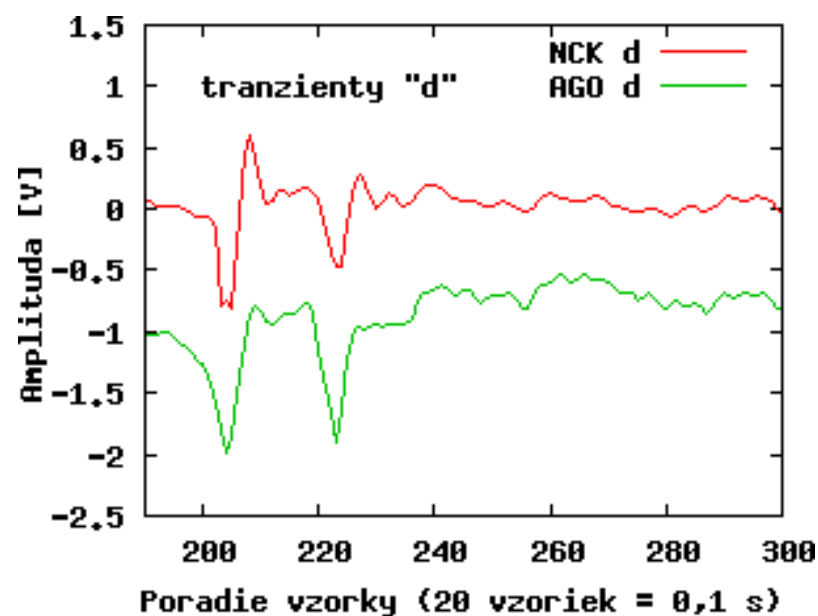
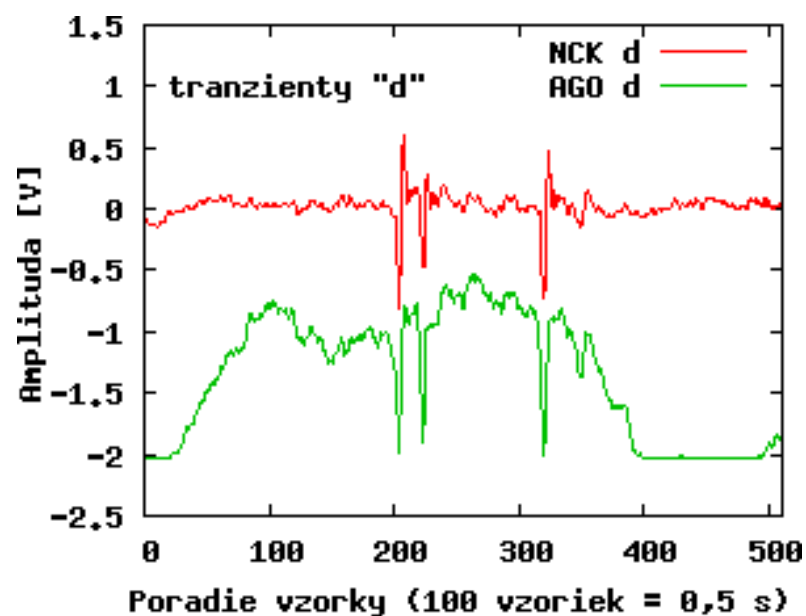
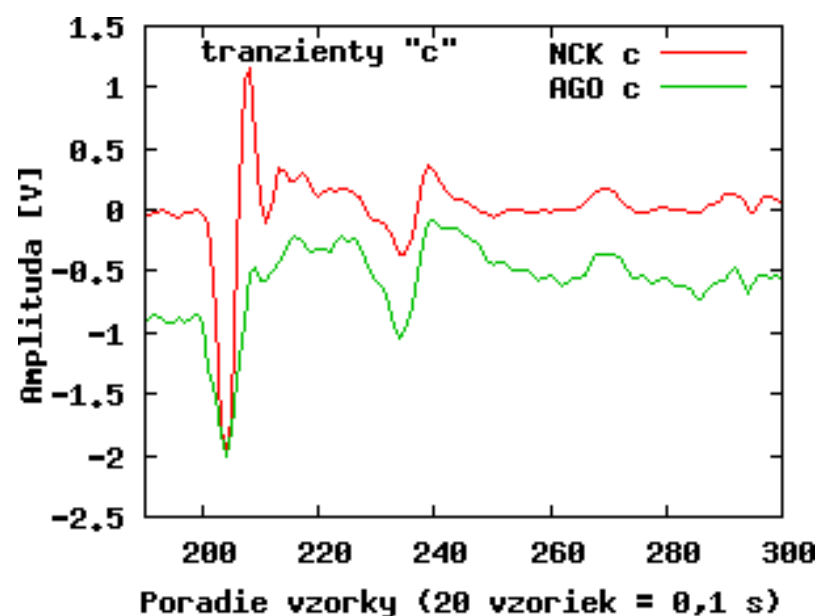
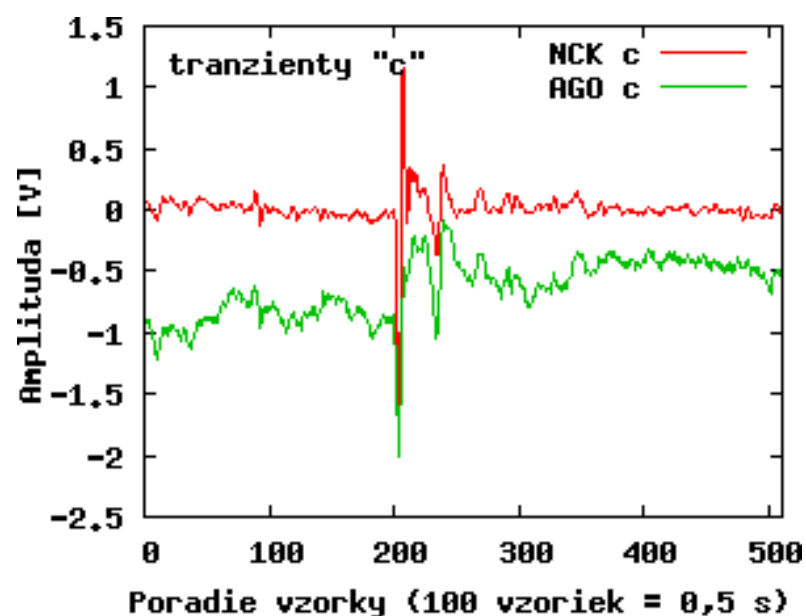
Príloha F

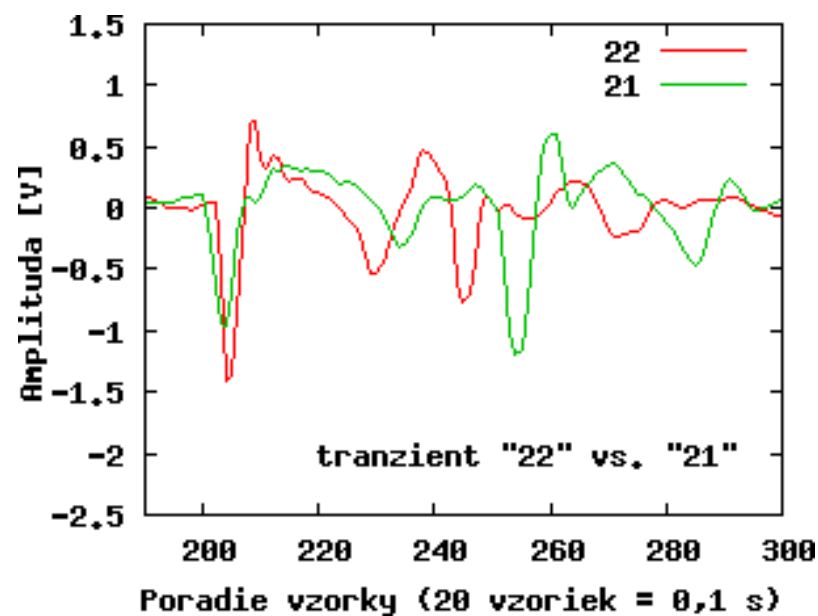
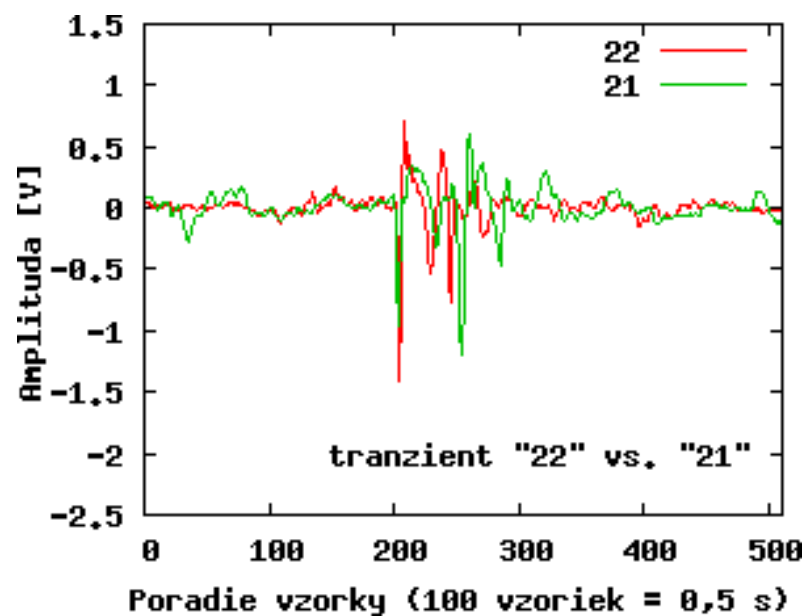
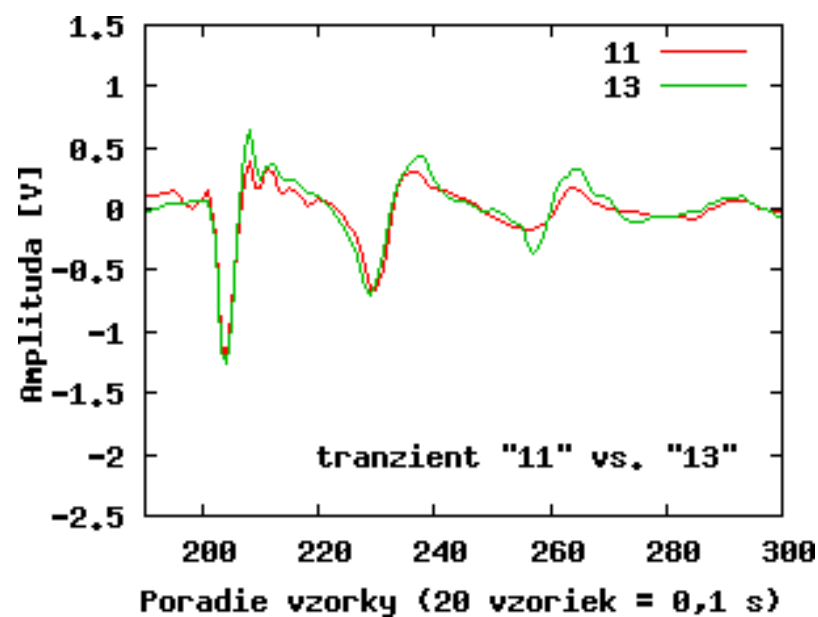
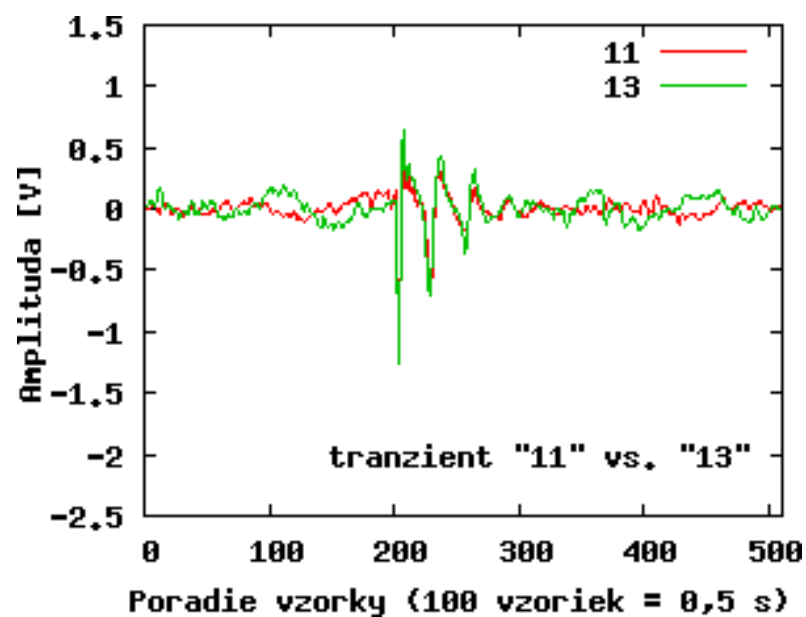
(spoločné časové priebehy misfitmi
porovnávaných tranzientov)

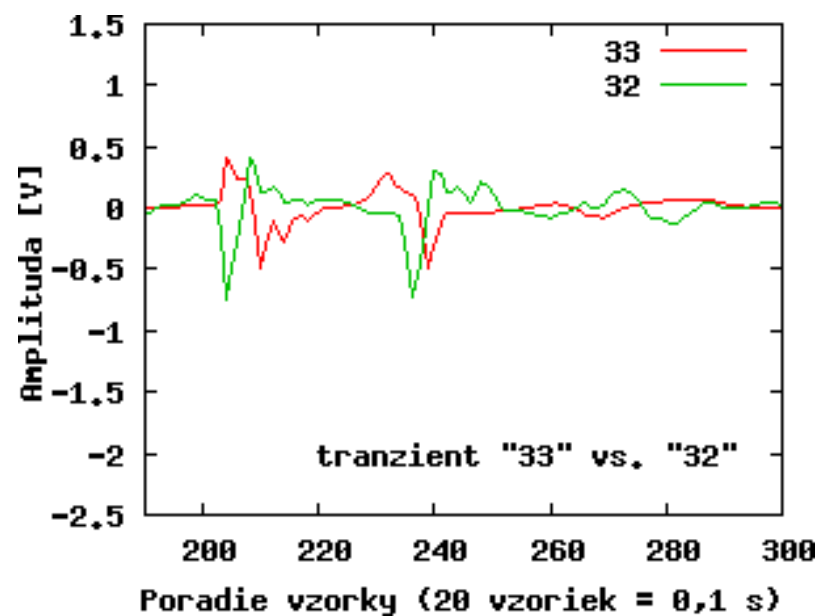
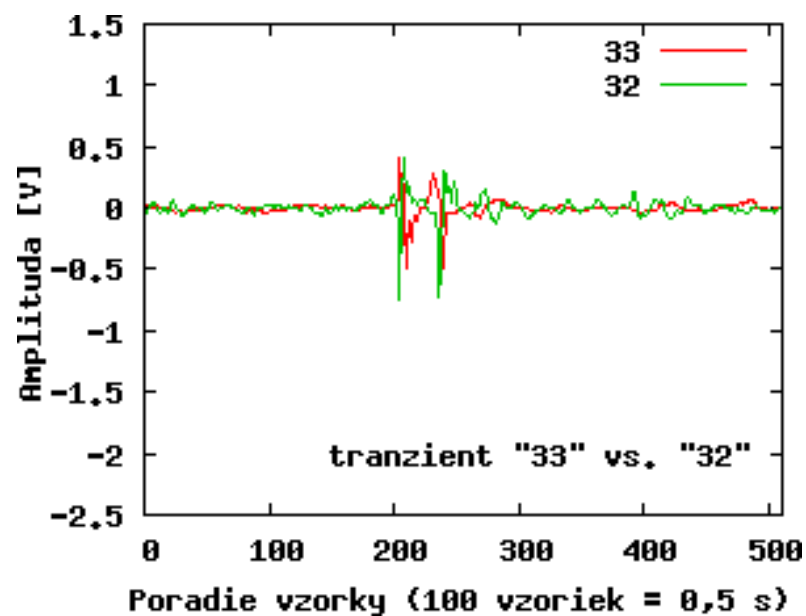
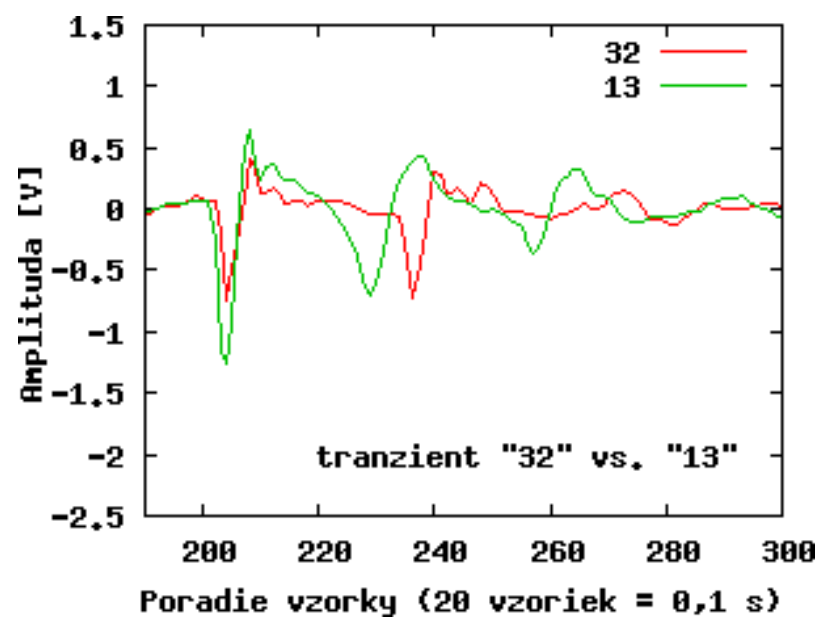
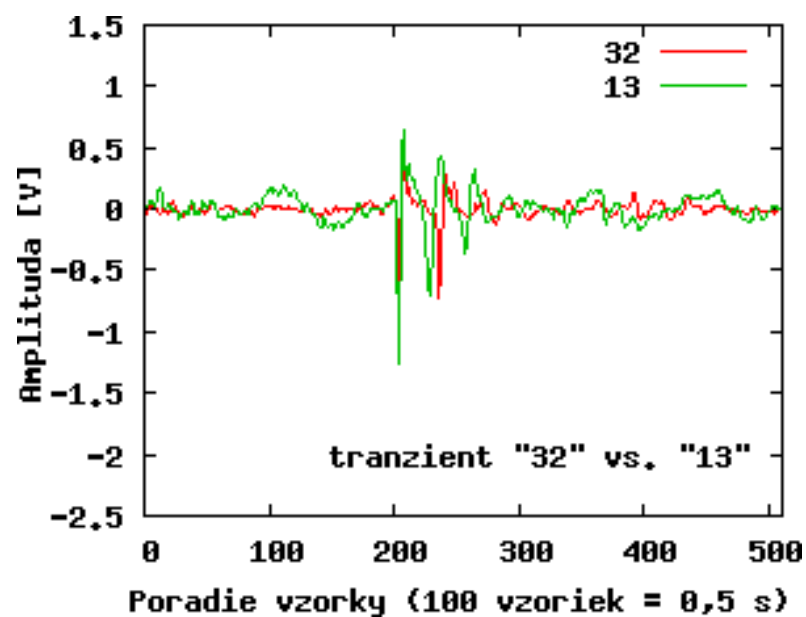
V prílohe sú spoločne zobrazené grafy časových priebehov misfitmi porovnávaných tranzientov v prílohách G a H.

V ľavom stĺpci sú vždy vyobrazené celé úseky porovnávané časovo – frekvenčnými misfitmi a oproti nim v pravom stĺpci je výrez (trvanie 0,55 s; 110 vzoriek) zameraný na úsek obsahujúci tranzientné javy.









Príloha G

(porovnanie tranzientov z dvoch staníc)

V prílohe sú lokálne a globálne normované časovo – frekvenčné misfity obálky TFEM a fázy TFPM tranzientov simultánne zaznamenaných na observatóriách AGO a NCK (tab. č. 3)

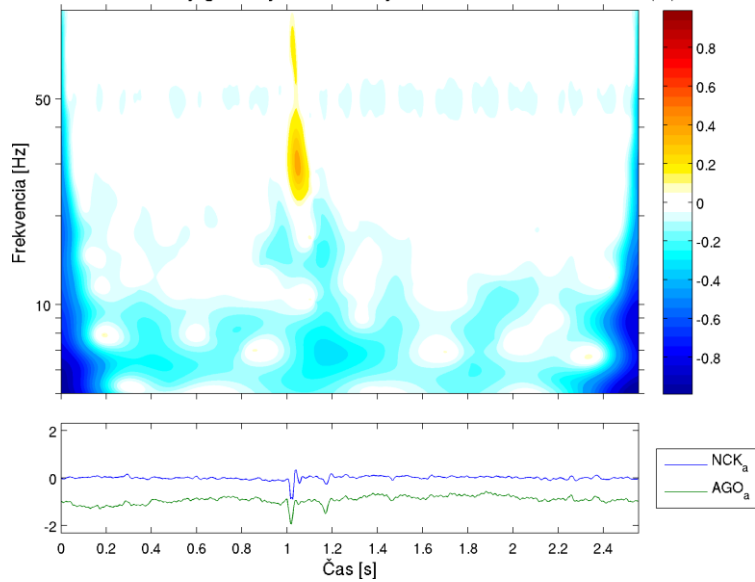
Na ľavej dvojstrane sú globálne (globálne normované) misfity, na pravej dvojstrane sú lokálne (lokálne normované) misfity.

Pod obrázkom misfitu je jeho príslušný GOF.

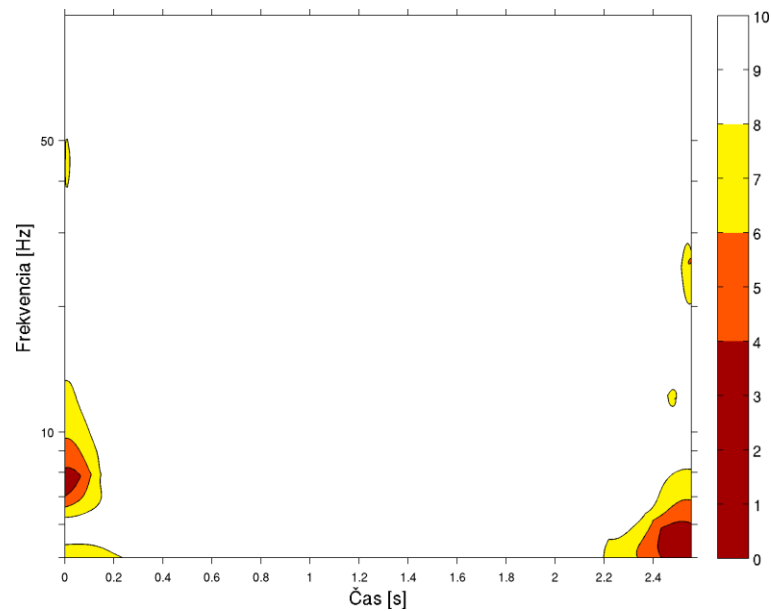
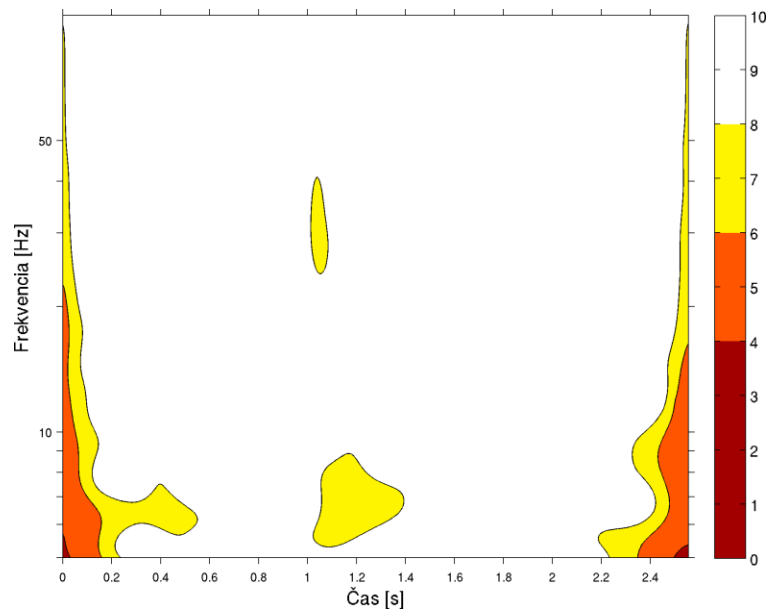
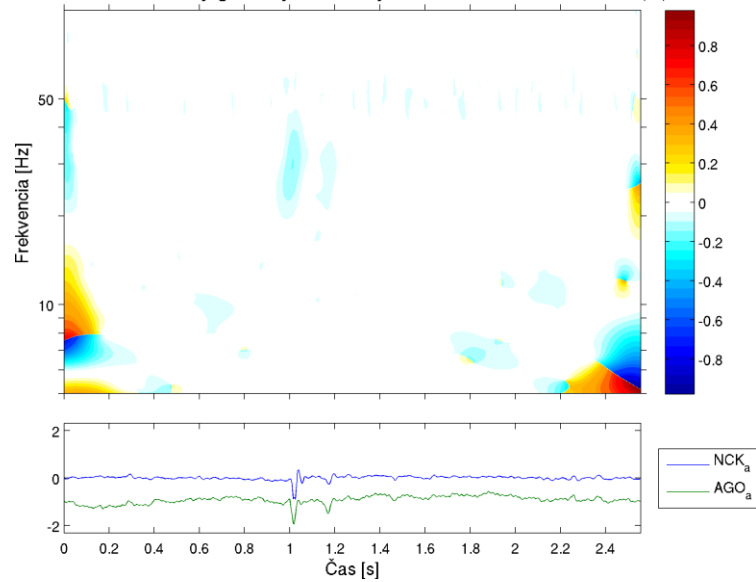
Hodnoty farebnej škály po pre násobení 100 udávajú [%]. U lokálne normovaných misfitov obálky je farebná škála „urezaná“ na hodnote ± 200 %.

Tranzient v záhlaví uvádzaný ako druhý v poradí je vždy referenčným (R).

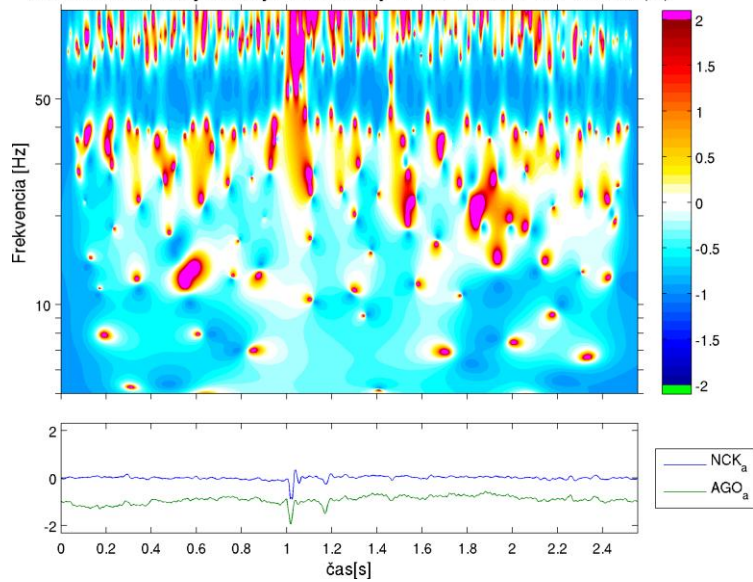
Časovo-frekvenčný globálny misfit obálky TFEM "NCK a" vs. "AGO a"(R)



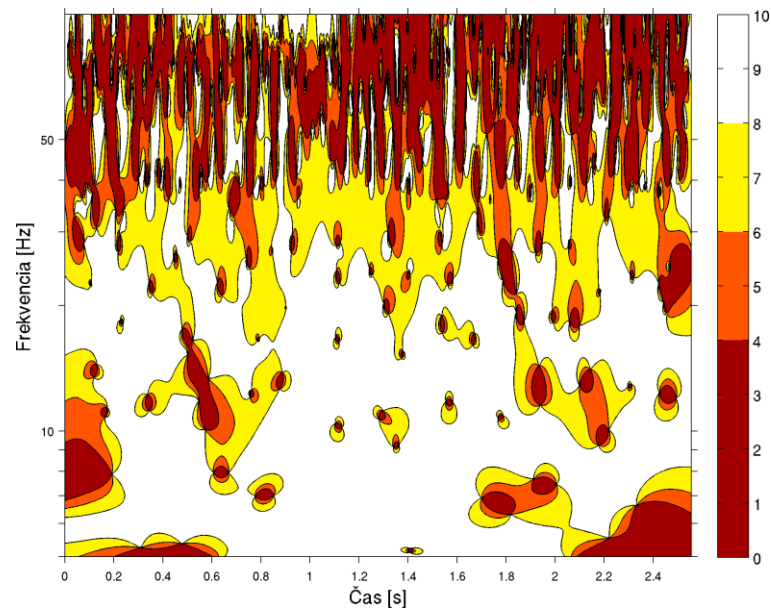
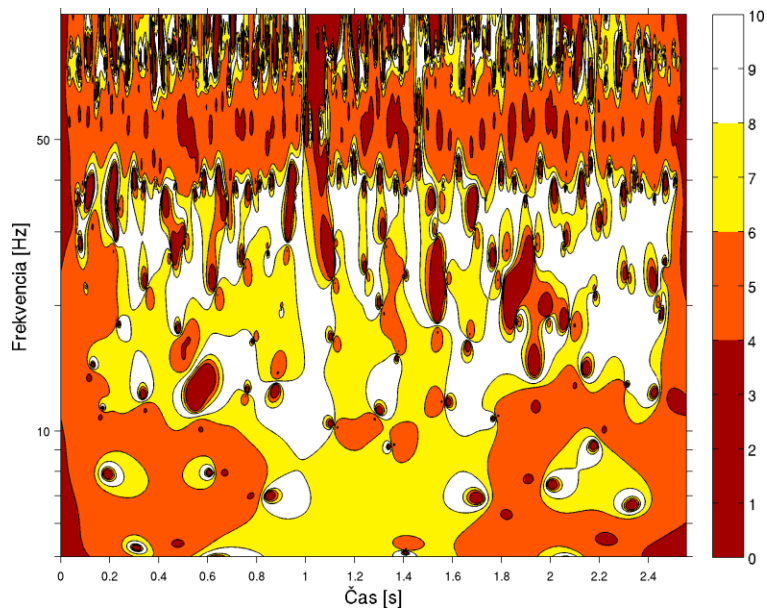
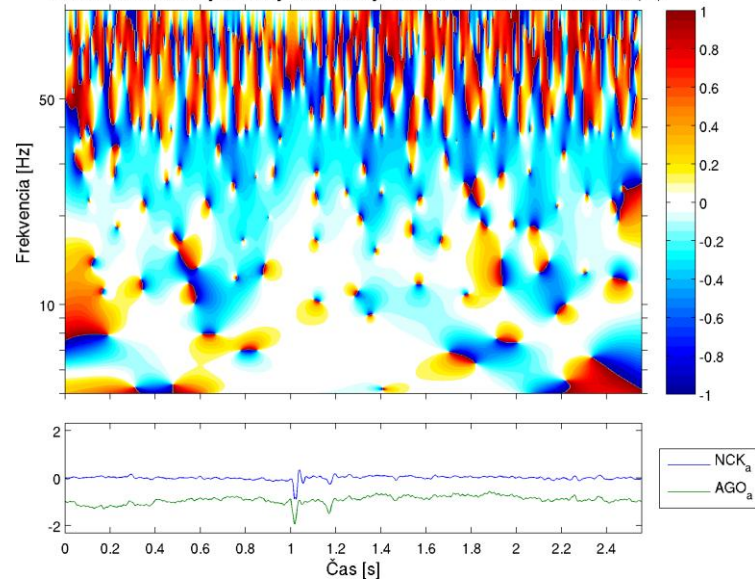
Časovo-frekvenčný globálny misfit fázy TFPM "NCK a" vs. "AGO a"(R)



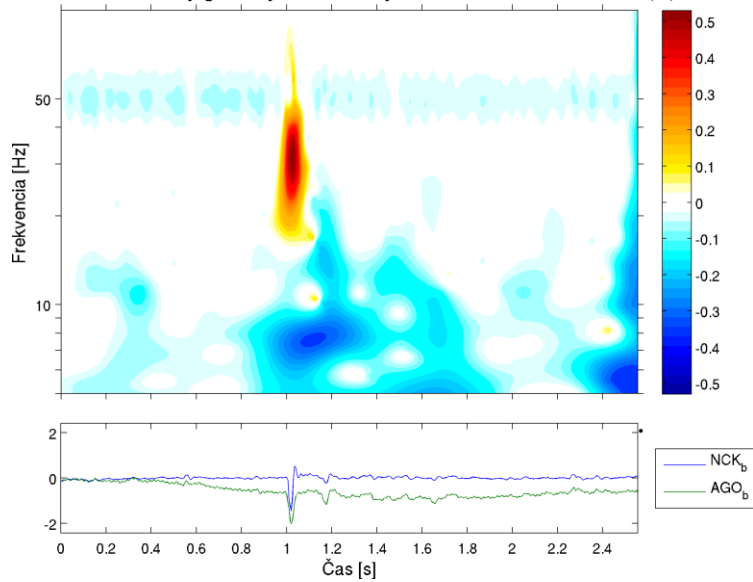
Časovo-frekvenčný lokálny misfit obálky TFEM "NCK a" vs. "AGO a"(R)



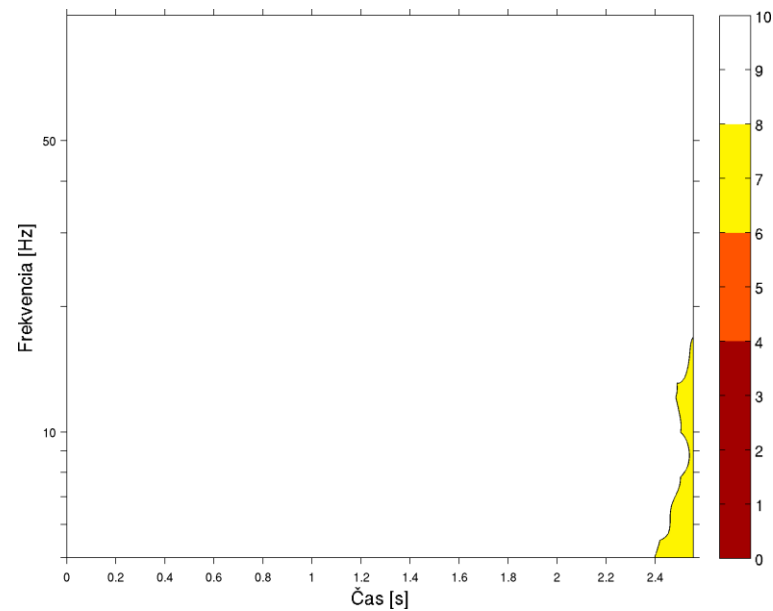
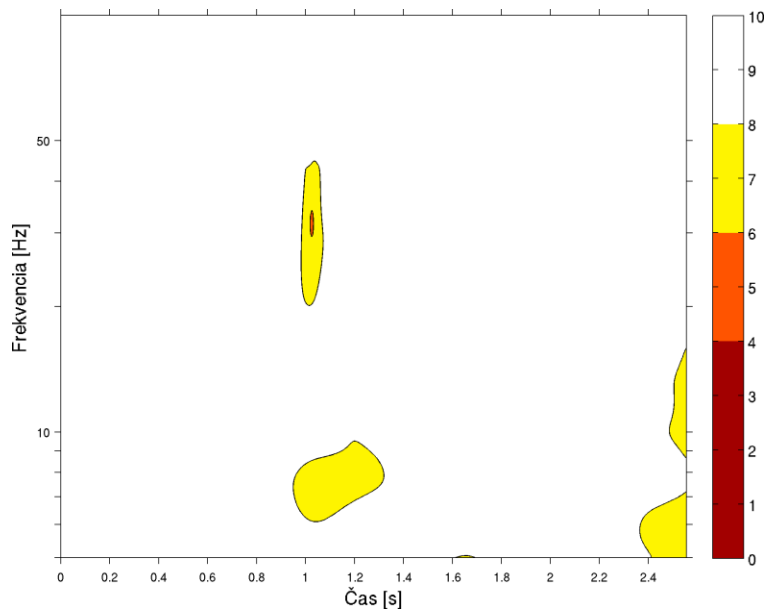
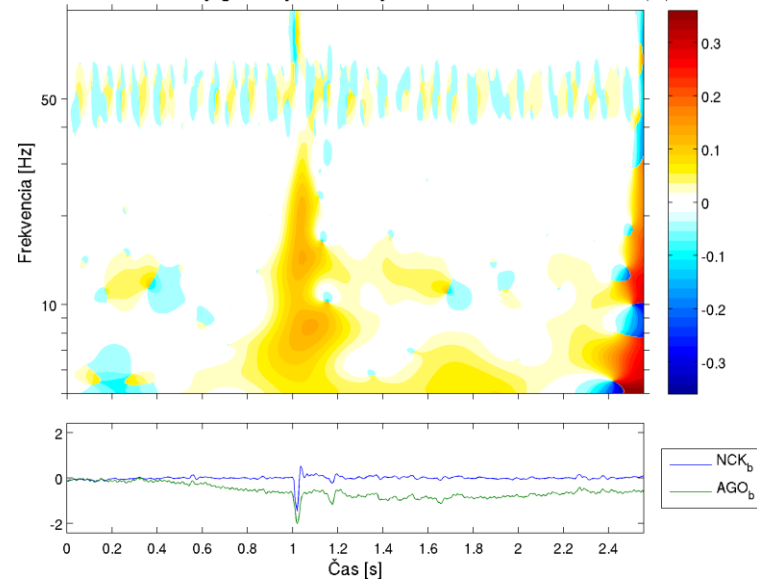
Časovo-frekvenčný lokálny misfit fázy TFPM "NCK a" vs. "AGO a"(R)



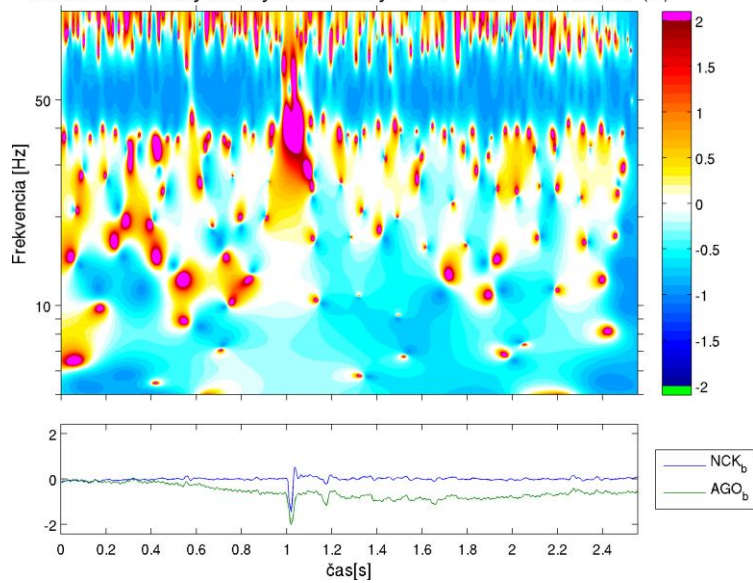
Časovo-frekvenčný globálny misfit obálky TFEM "NCK b" vs. "AGO b"(R)



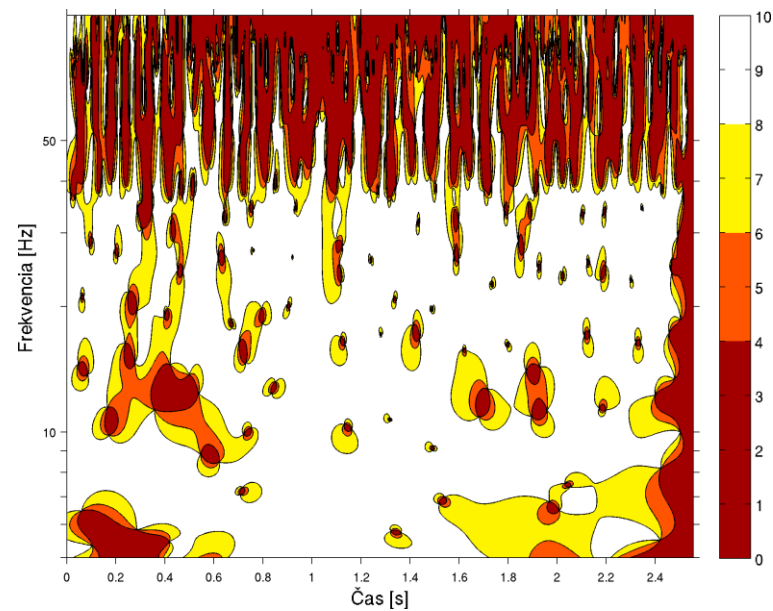
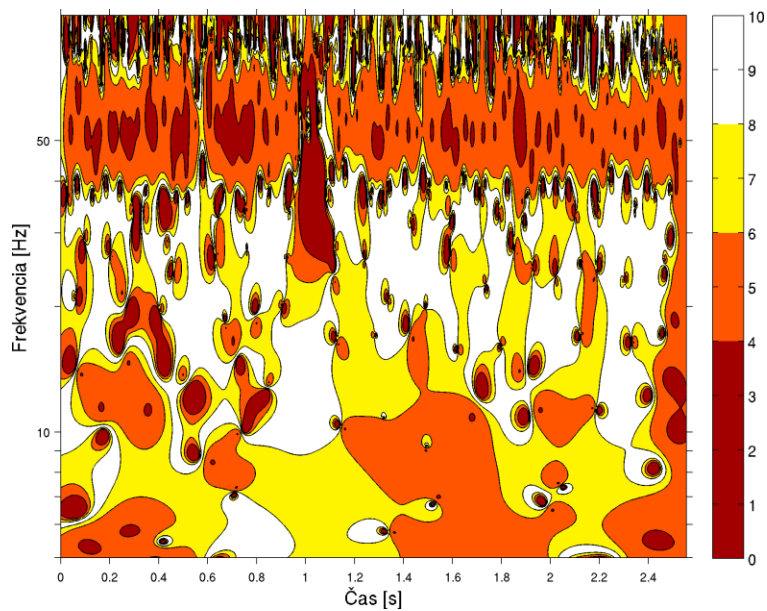
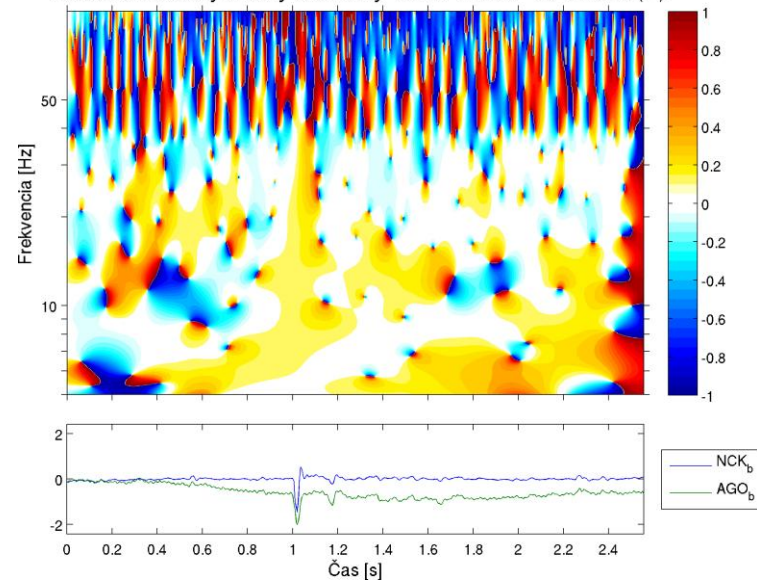
Časovo-frekvenčný globálny misfit fázy TFPM "NCK b" vs. "AGO b"(R)



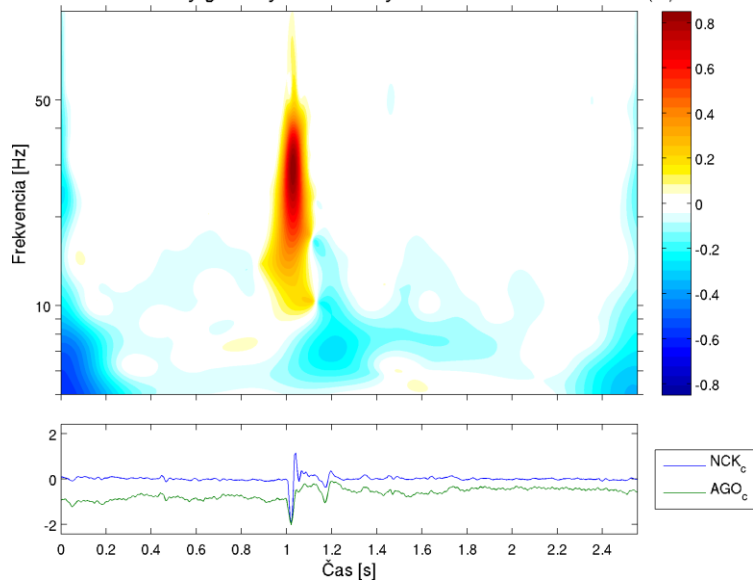
Časovo-frekvenčný lokálny misfit obálky TFEM "NCK b" vs. "AGO b"(R)



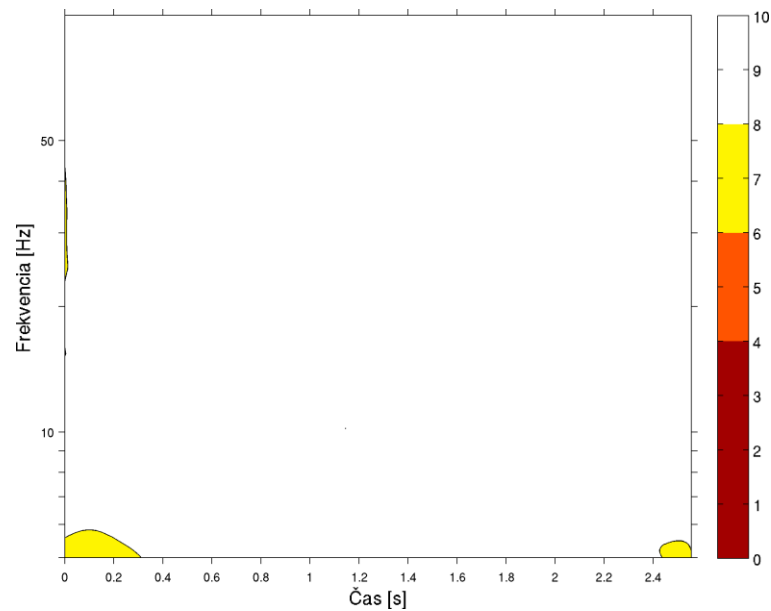
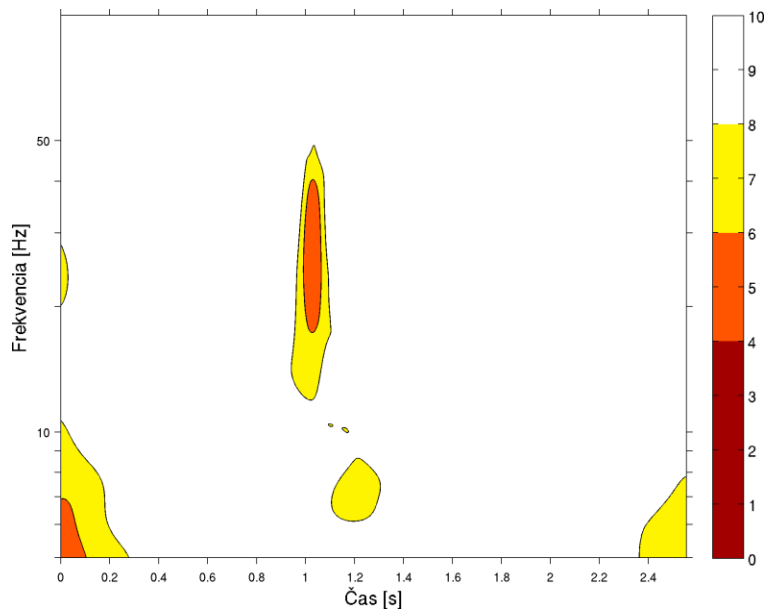
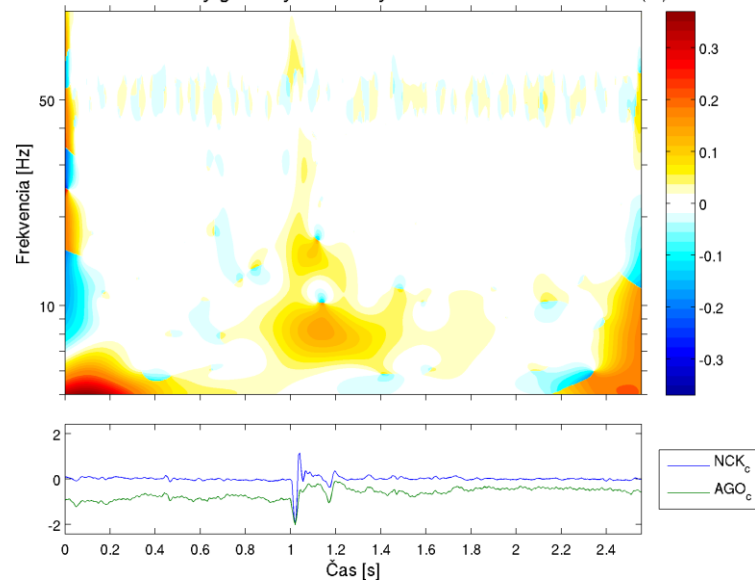
Časovo-frekvenčný lokálny misfit fázy TFPM "NCK b" vs. "AGO b"(R)



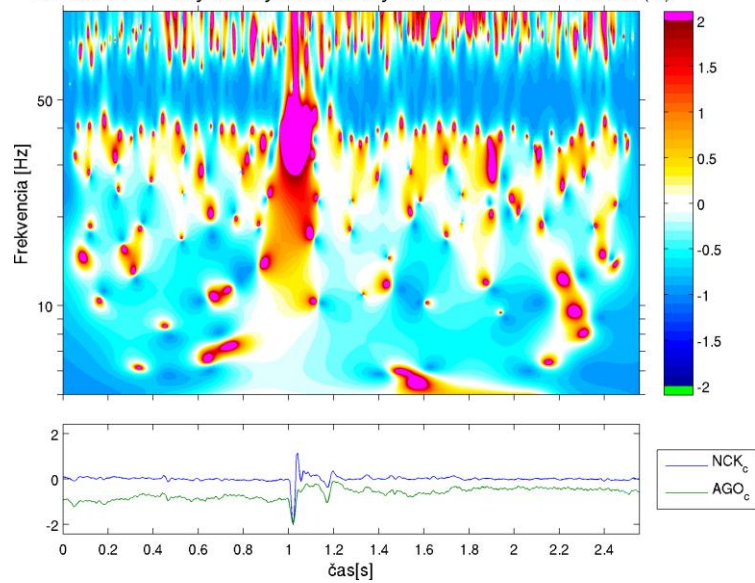
Časovo-frekvenčný globálny misfit obálky TFEM "NCK c" vs. "AGO c"(R)



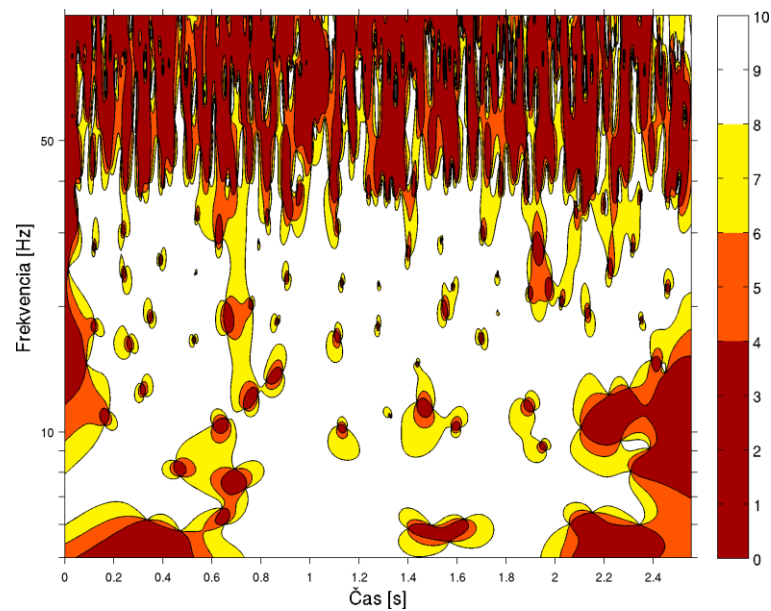
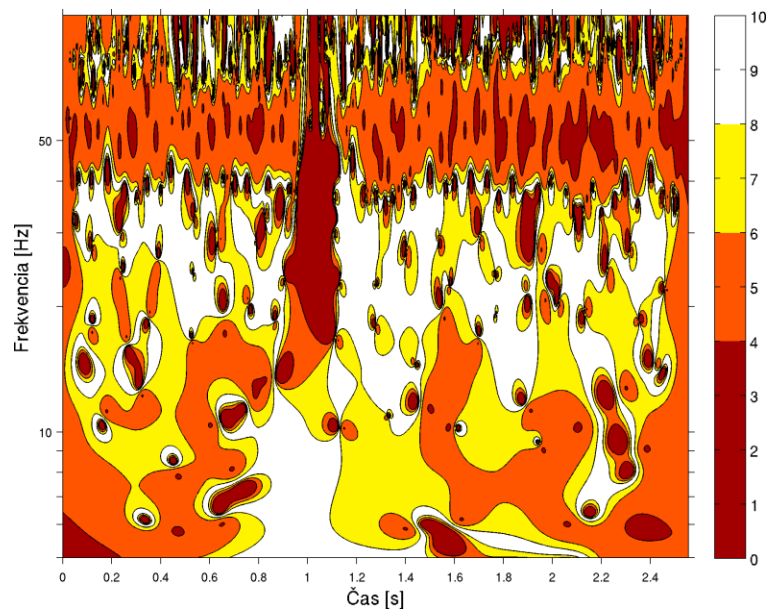
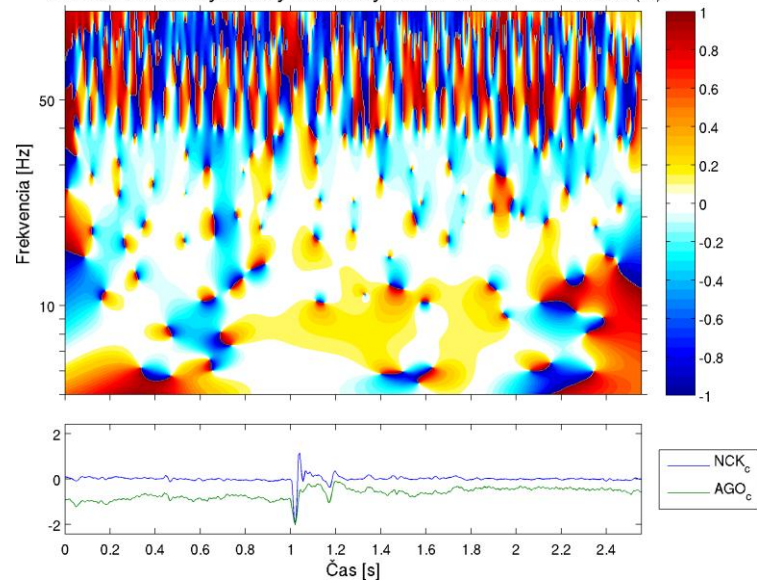
Časovo-frekvenčný globálny misfit fázy TFPM "NCK c" vs. "AGO c"(R)



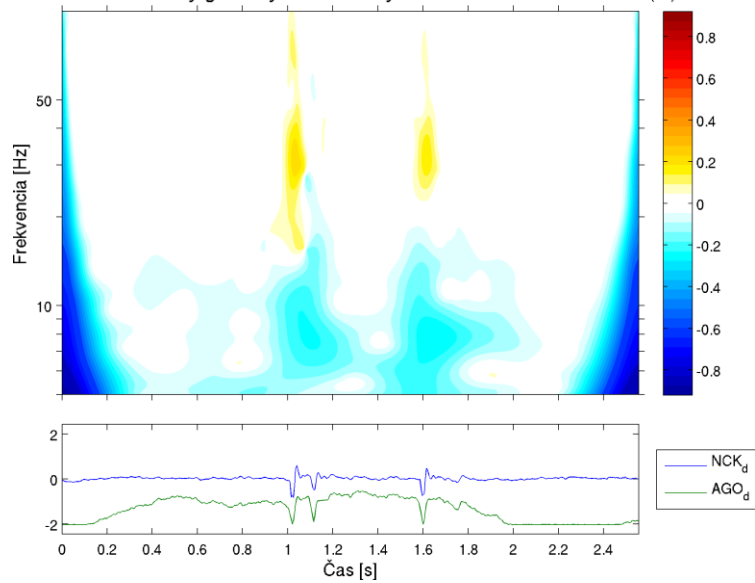
Časovo-frekvenčný lokálny misfit obálky TFEM "NCK c" vs. "AGO c"(R)



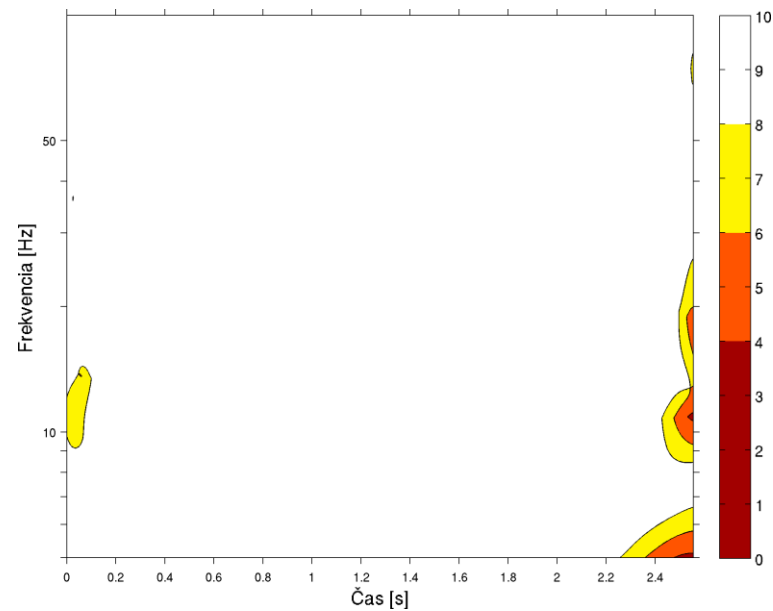
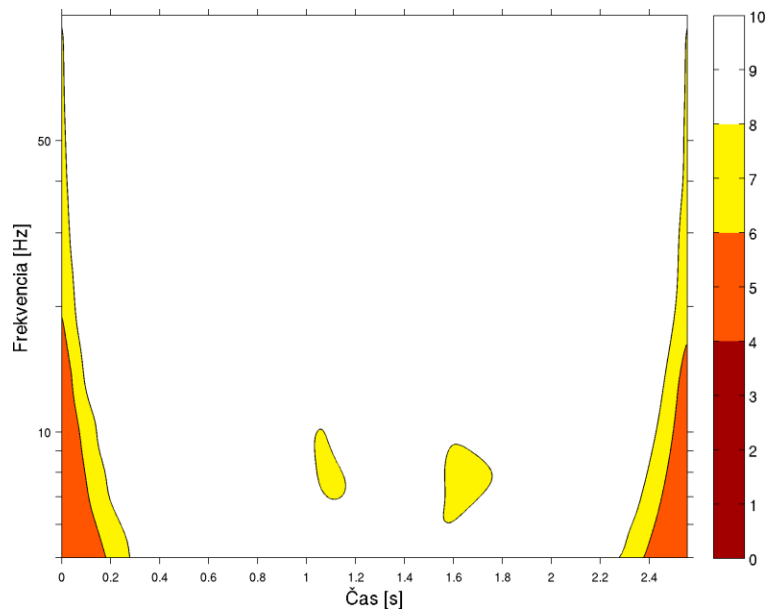
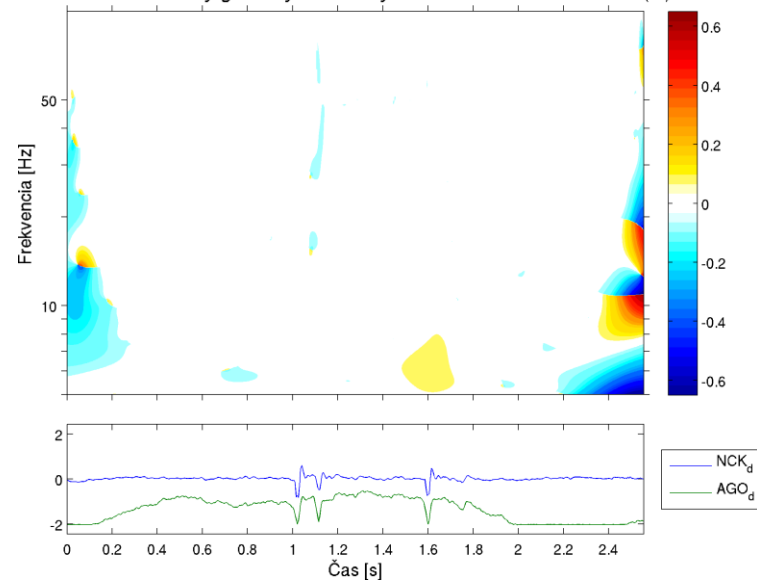
Časovo-frekvenčný lokálny misfit fázy TFPM "NCK c" vs. "AGO c"(R)



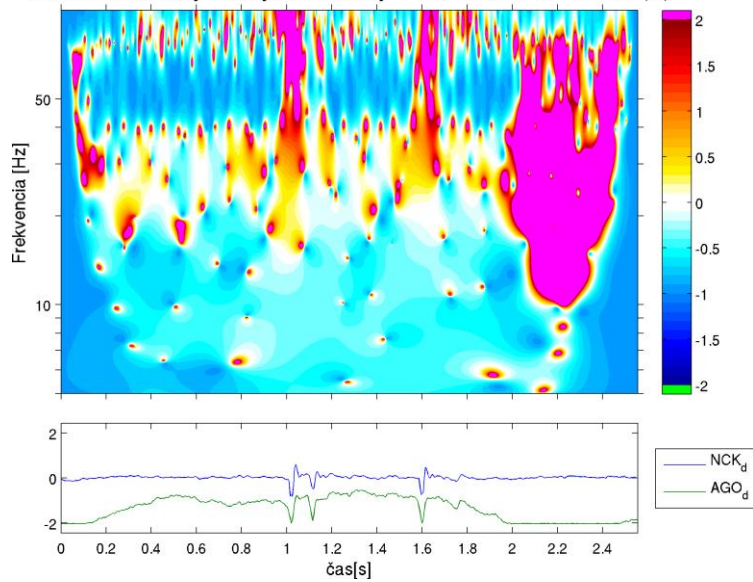
Časovo-frekvenčný globálny misfit obálky TFEM "NCK d" vs. "AGO d"(R)



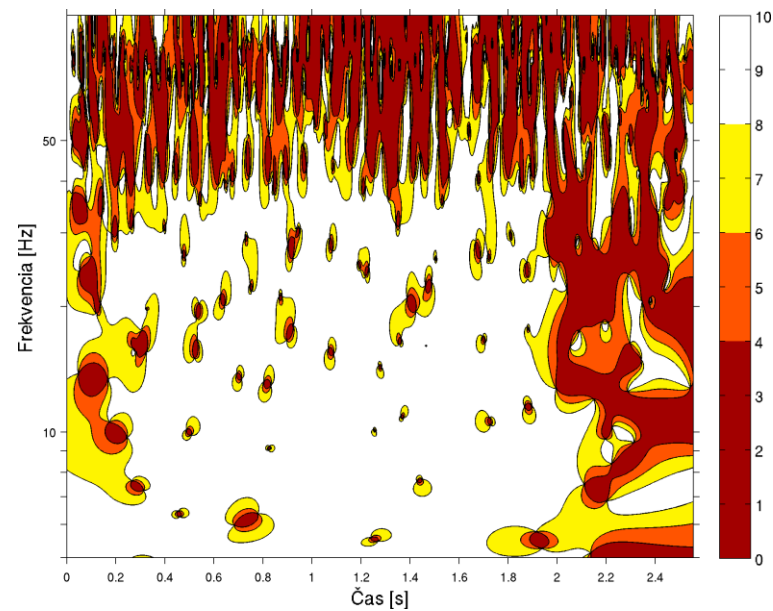
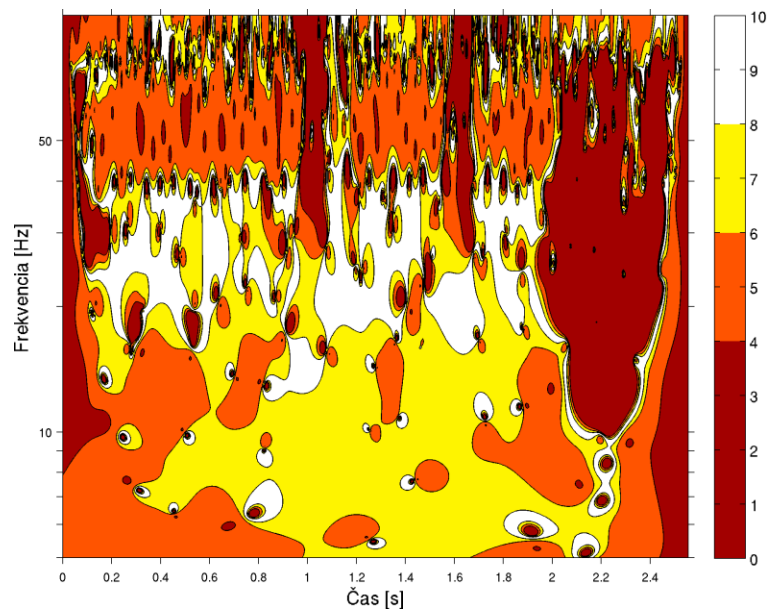
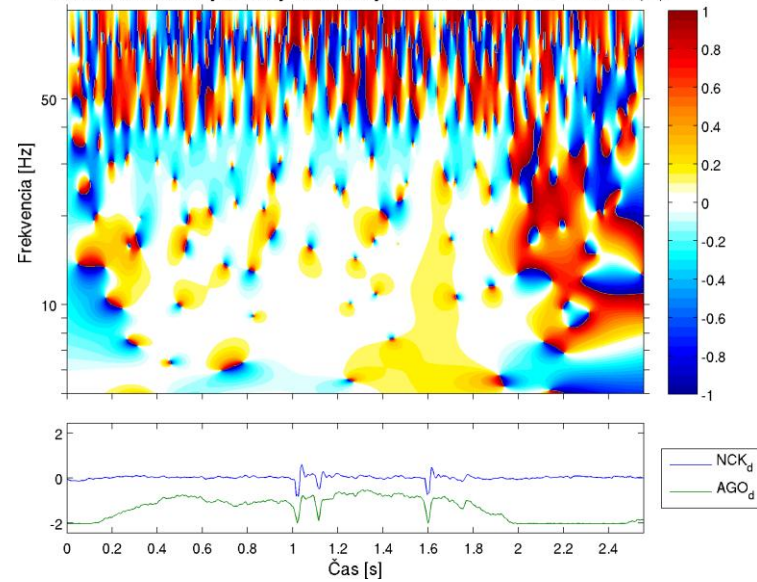
Časovo-frekvenčný globálny misfit fázy TFPM "NCK d" vs. "AGO d"(R)



Časovo-frekvenčný lokálny misfit obálky TFEM "NCK d" vs. "AGO d"(R)



Časovo-frekvenčný lokálny misfit fázy TFPM "NCK d" vs. "AGO d"(R)



Príloha H

(porovnanie tranzientov z tej istej stanice)

V prílohe sú výsledky vzájomného porovnania tranzientov zaznamenaných na observatóriu AGO (z prílohy A) využitím lokálnych a globálnych časovo – frekvenčných misfitov obálky TFEM a fázy TFPM.

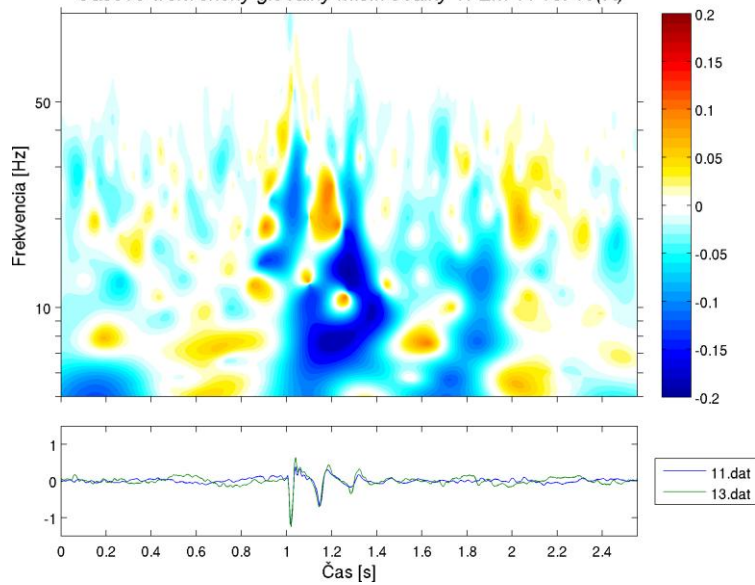
Na ľavej dvojstrane sú globálne (globálne normované) misfity, na pravej dvojstrane sú lokálne (lokálne normované) misfity.

Pod obrázkom misfitu je jeho príslušný GOF.

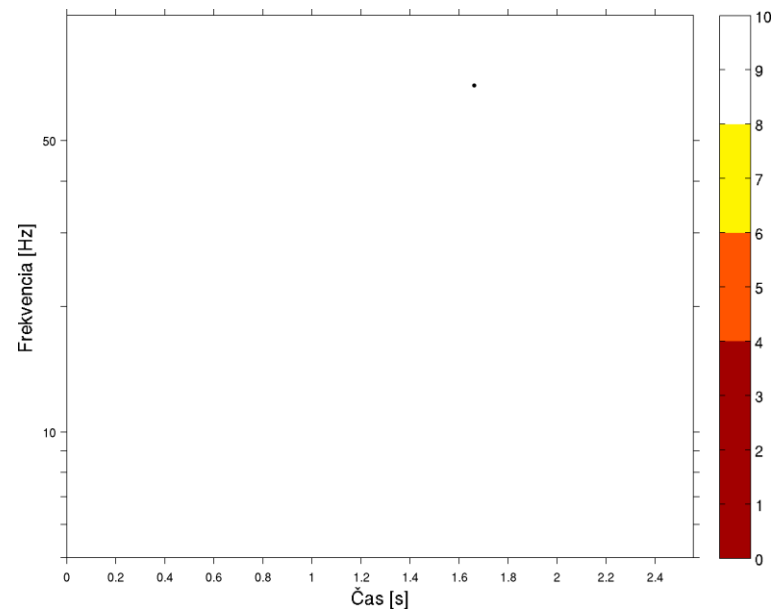
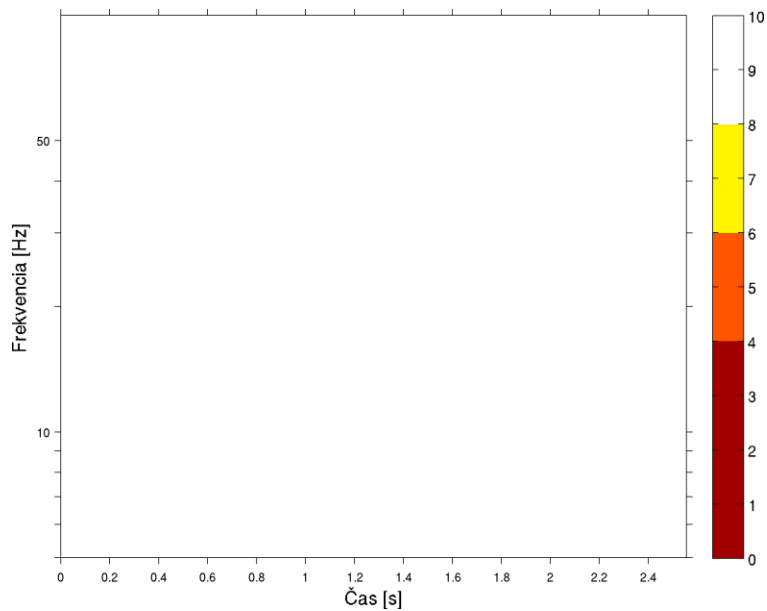
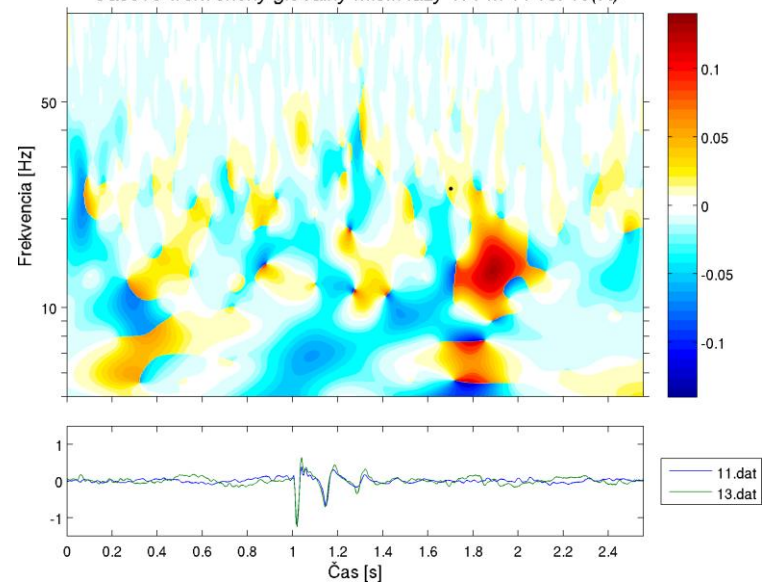
Hodnoty farebnej škály po pre násobení 100 udávajú [%]. U lokálne normovaných misfitov obálky je farebná škála „urezaná“ na hodnote ± 200 %.

Tranzient v záhlaví uvádzaný ako druhý v poradí je vždy referenčným (R).

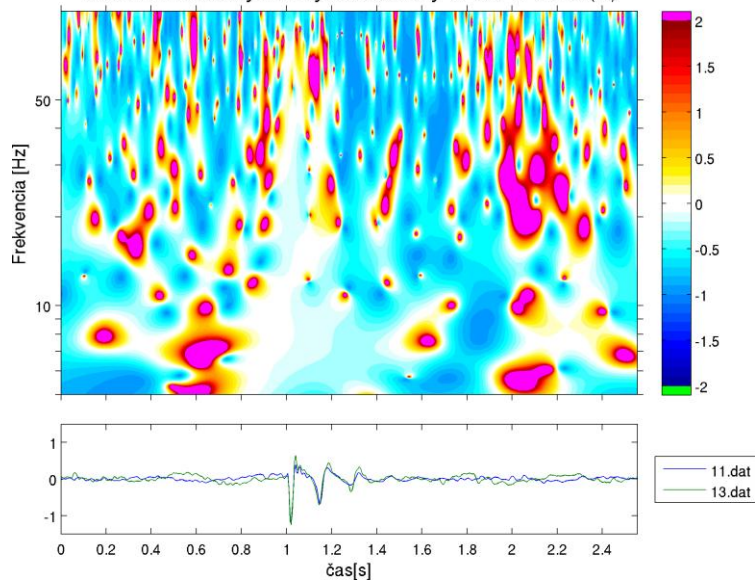
Časovo-frekvenčný globálny misfit obálky TFEM 11 vs. 13(R)



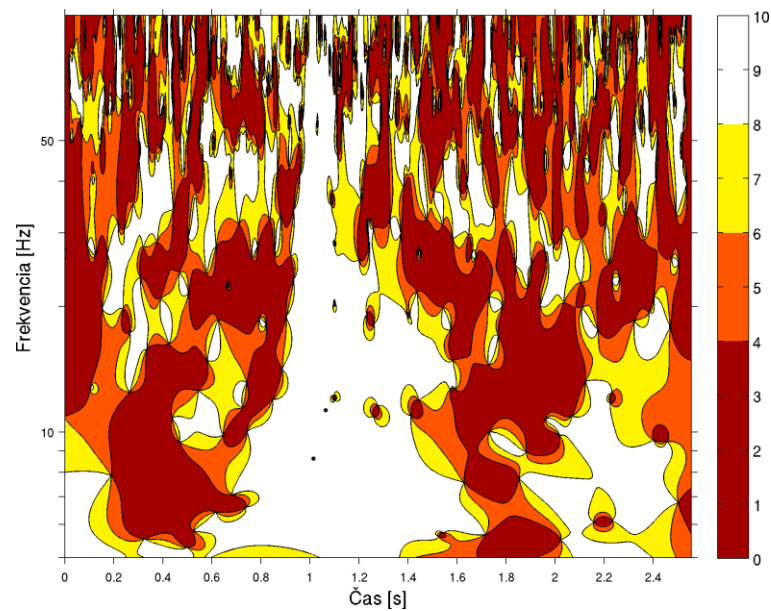
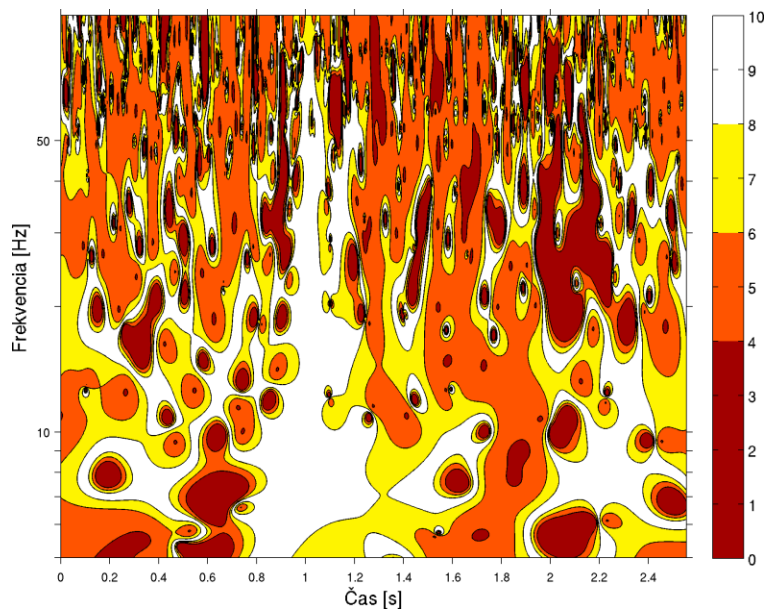
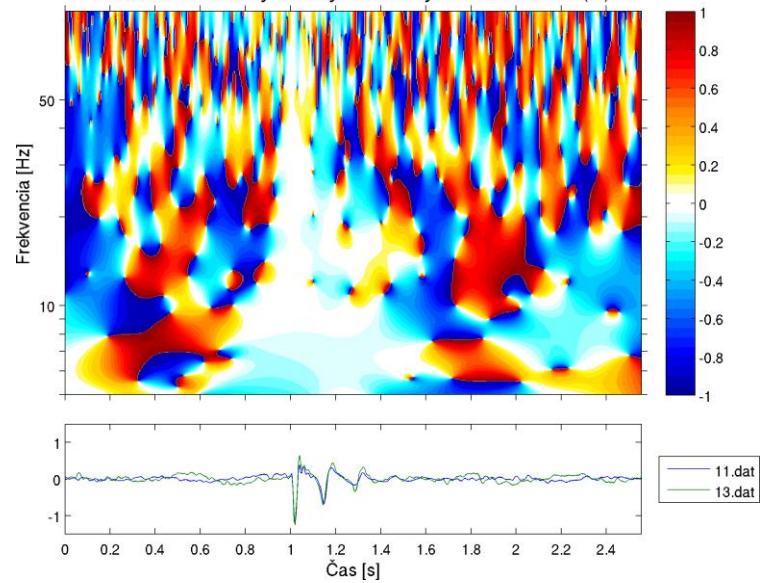
Časovo-frekvenčný globálny misfit fázy TFPM 11 vs. 13(R)



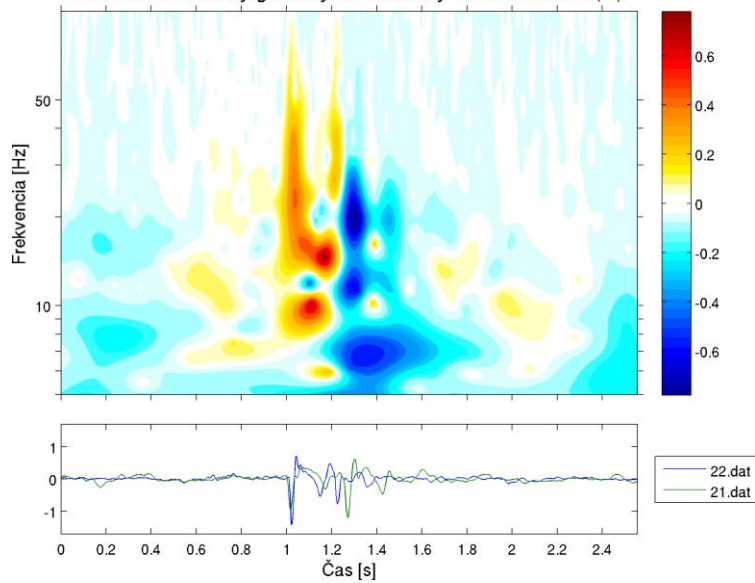
Časovo-frekvenčný lokálny misfit obálky TFEM 11 vs. 13(R)



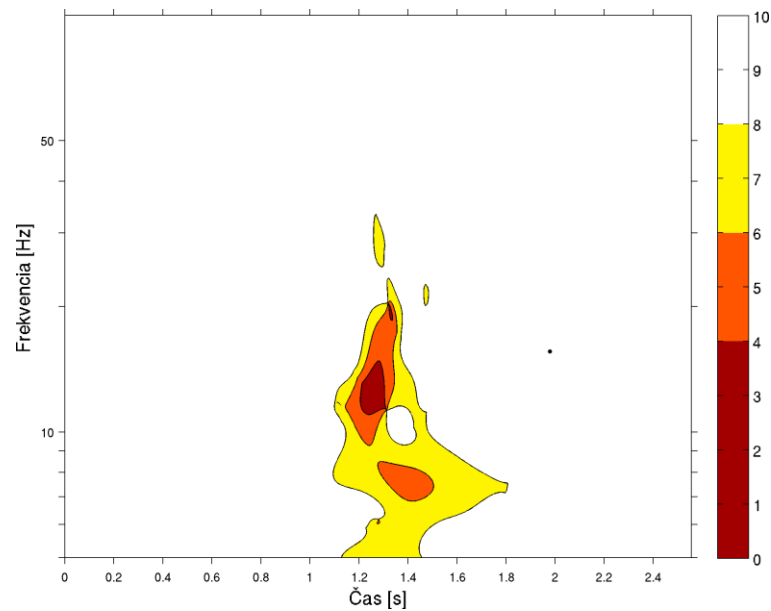
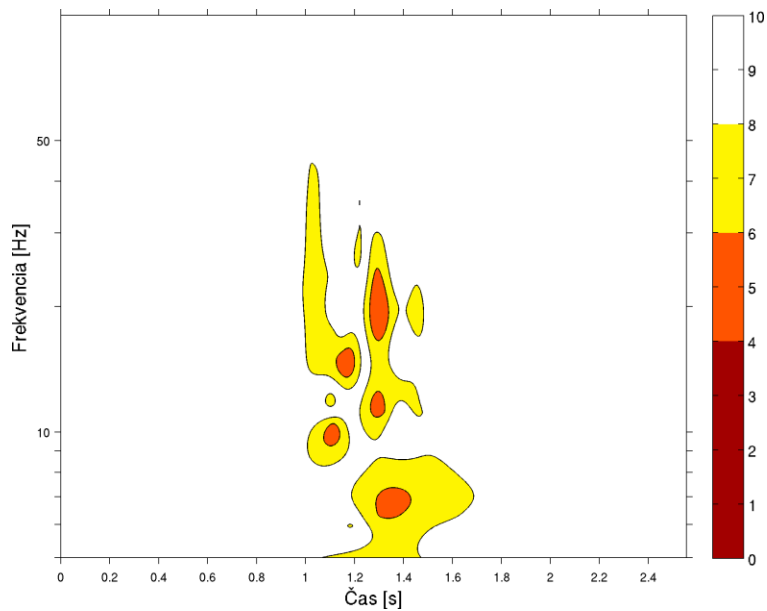
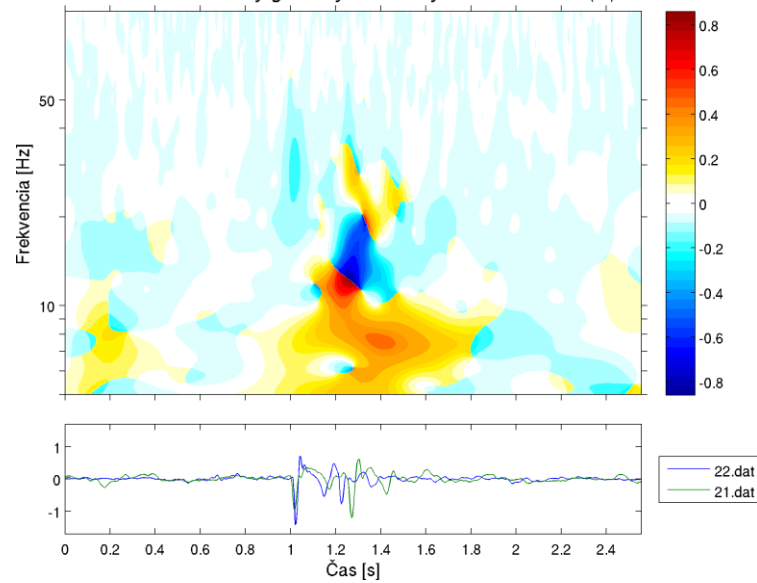
Časovo-frekvenčný lokálny misfit fázy TFPM 11 vs. 13(R)



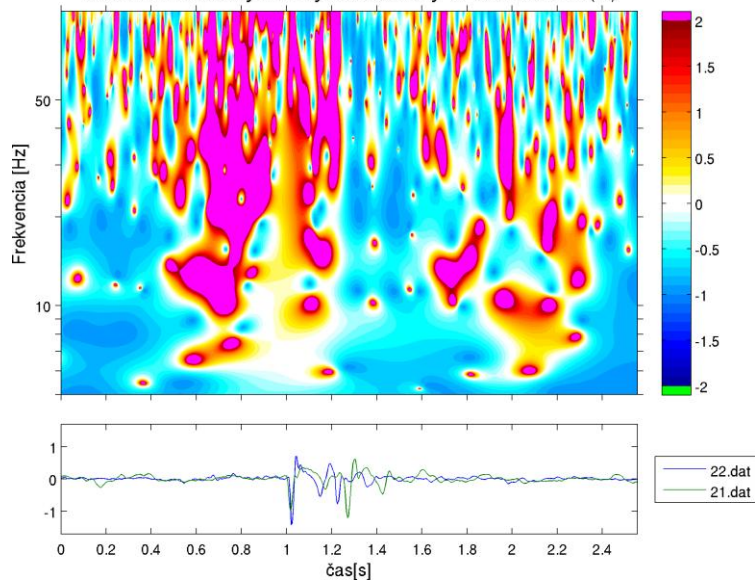
Časovo-frekvenčný globálny misfit obálky TFEM 22 vs. 21(R)



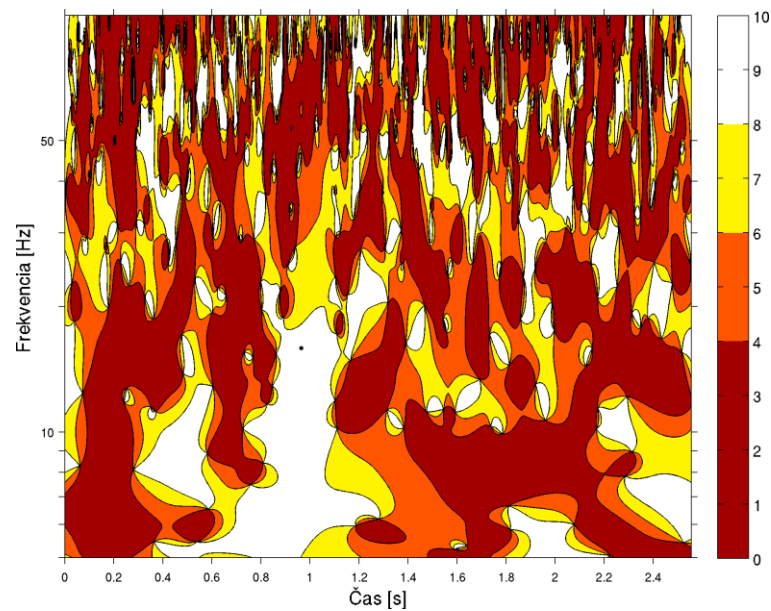
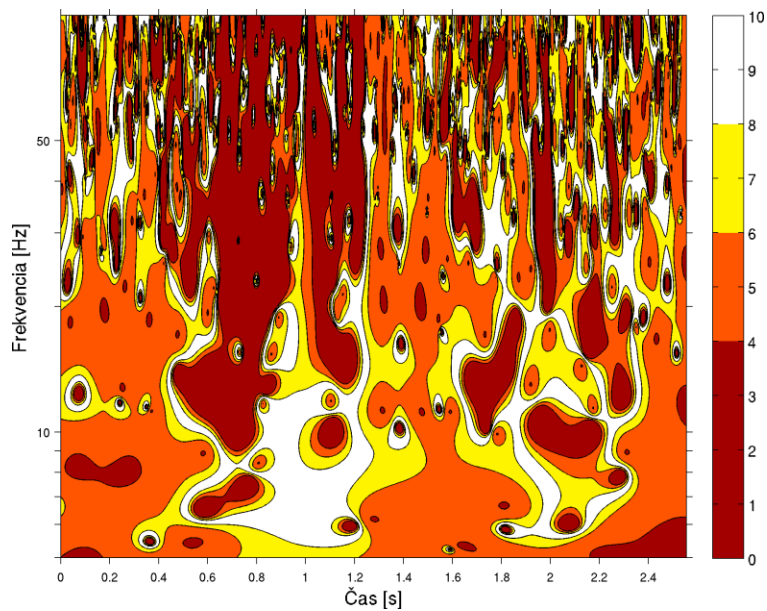
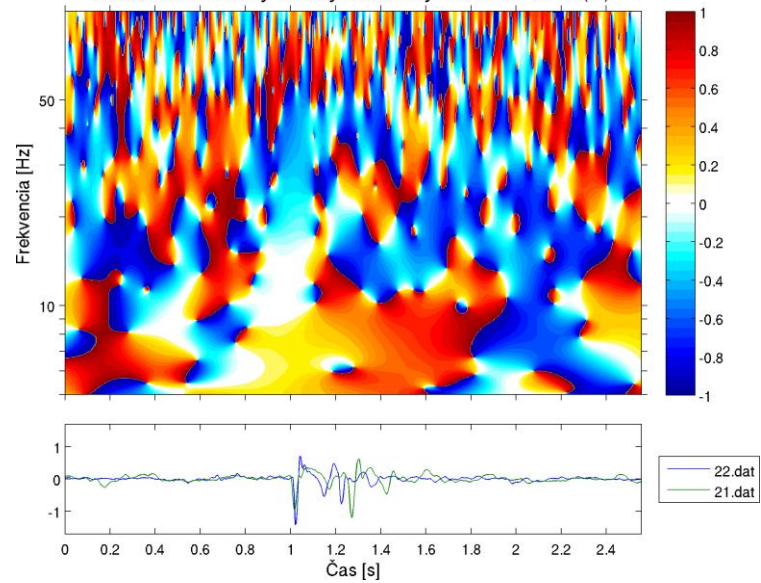
Časovo-frekvenčný globálny misfit fázy TFPM 22 vs. 21(R)



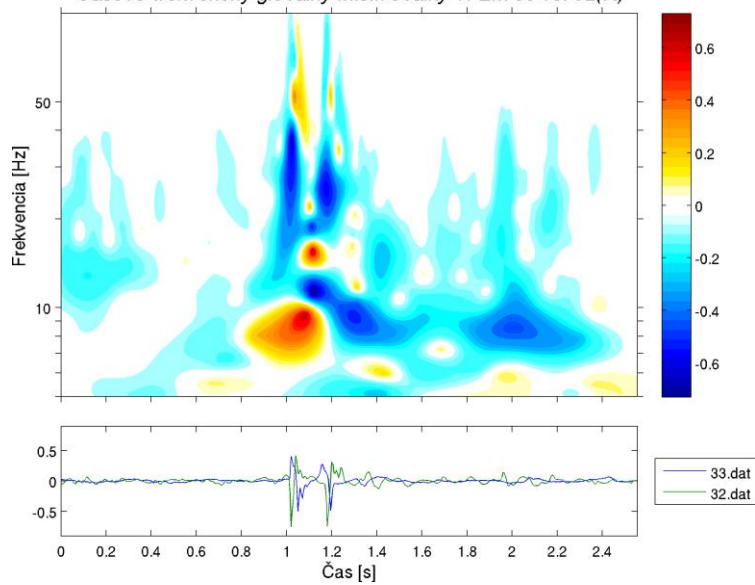
Časovo-frekvenčný lokálny misfit obálky TFEM 22 vs. 21(R)



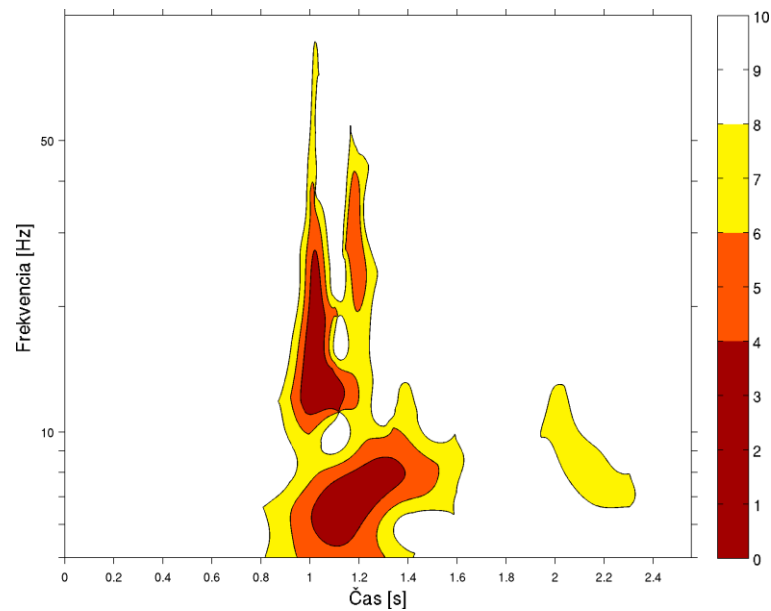
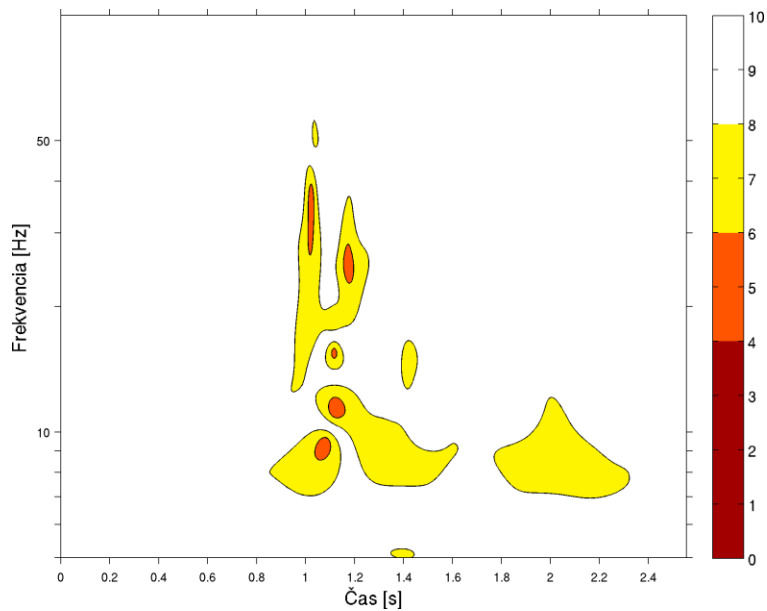
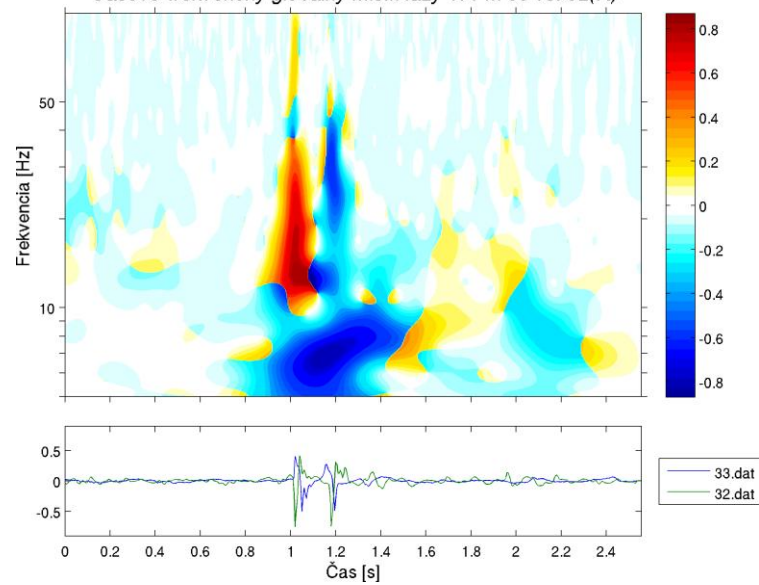
Časovo-frekvenčný lokálny misfit fázy TFPM 22 vs. 21(R)



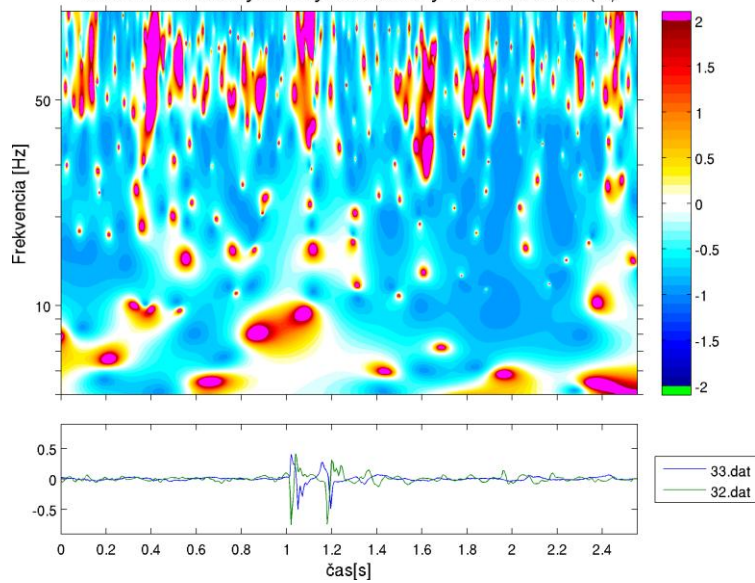
Časovo-frekvenčný globálny misfit obálky TFEM 33 vs. 32(R)



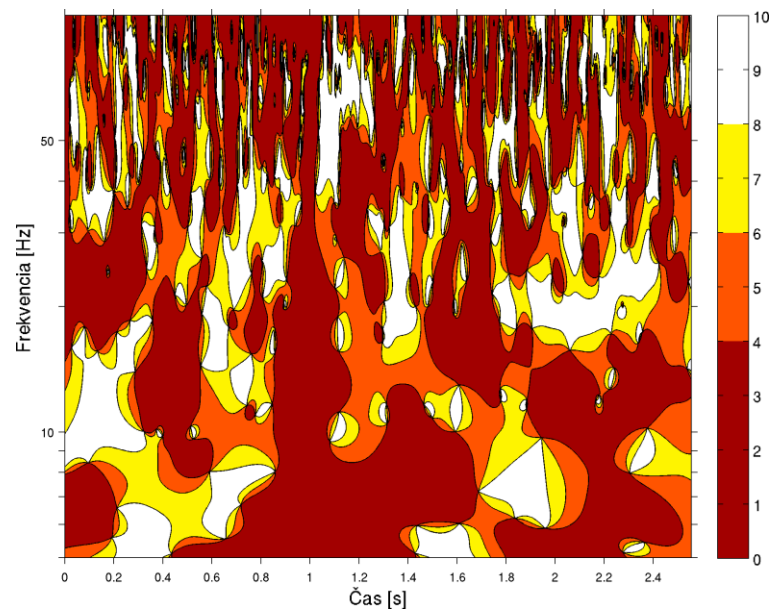
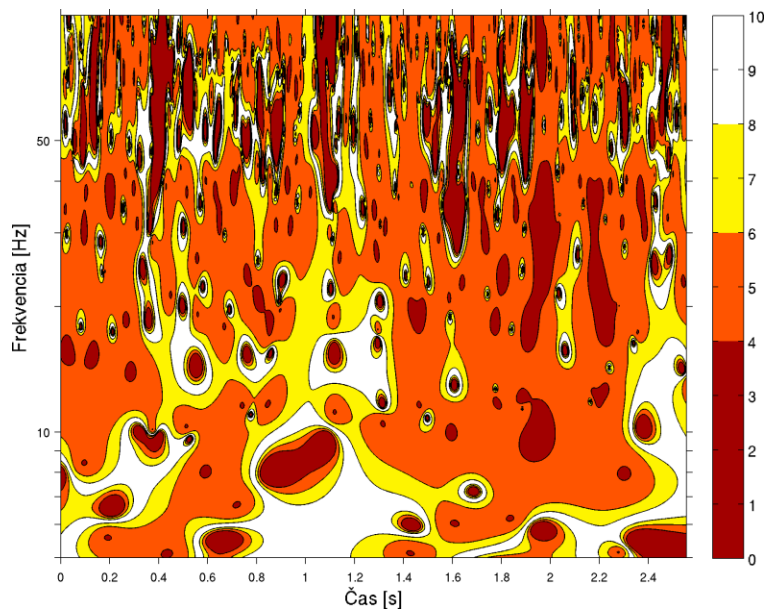
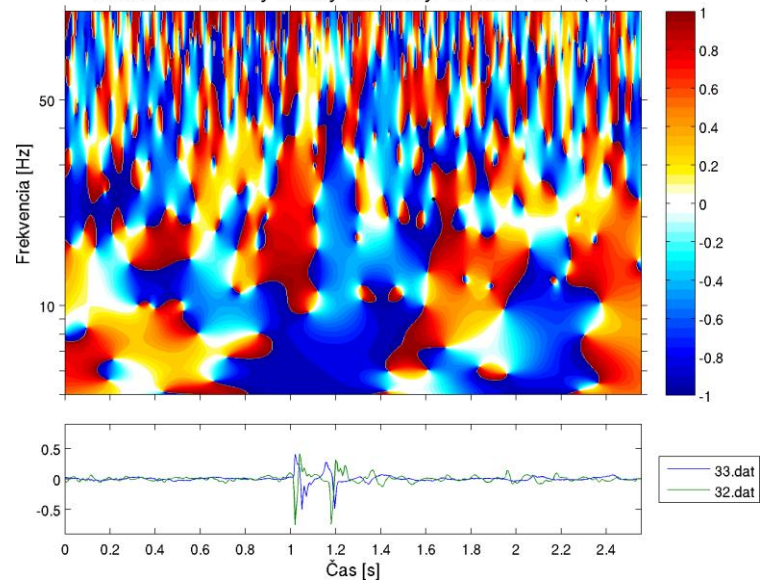
Časovo-frekvenčný globálny misfit fázy TFPM 33 vs. 32(R)



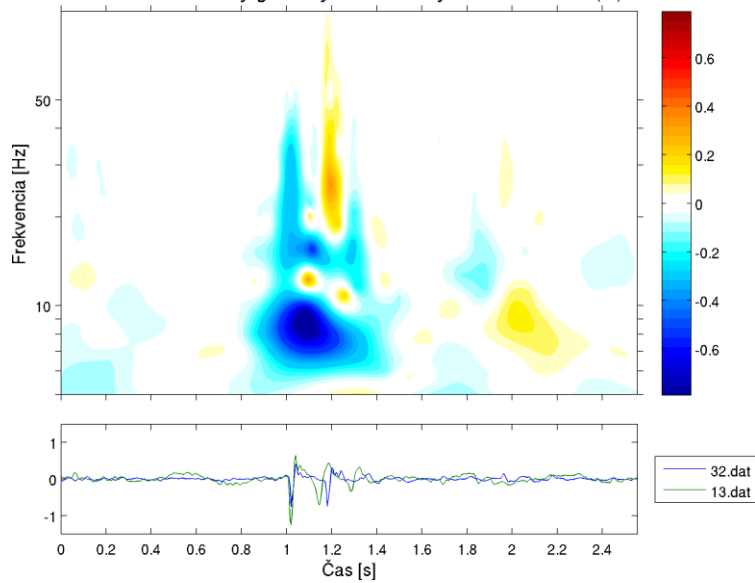
Časovo-frekvenčný lokálny misfit obálky TFEM 33 vs. 32(R)



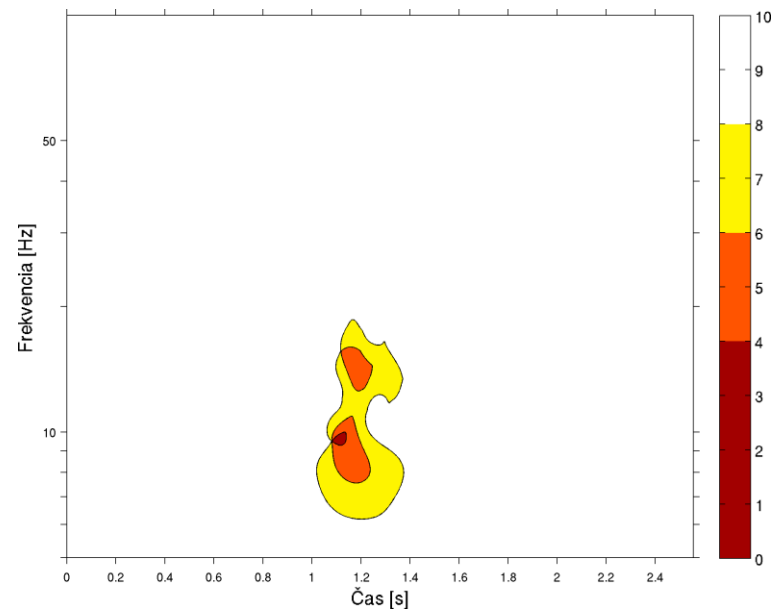
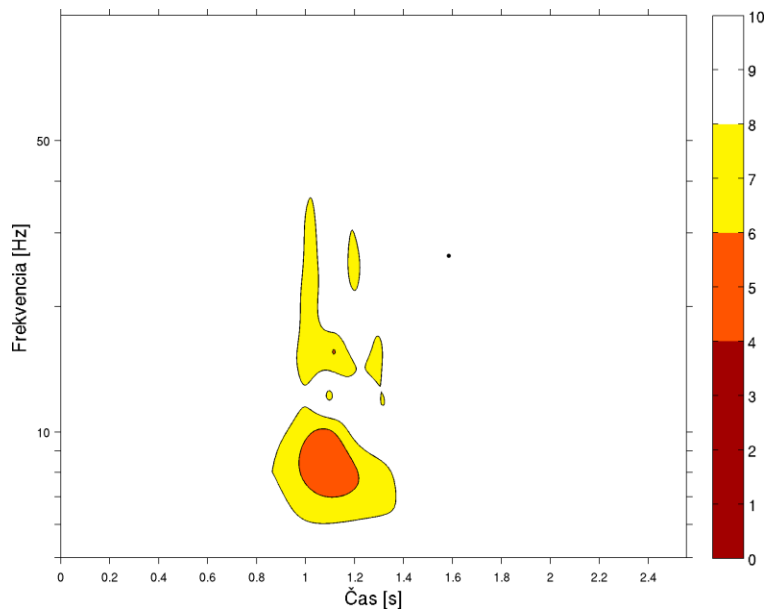
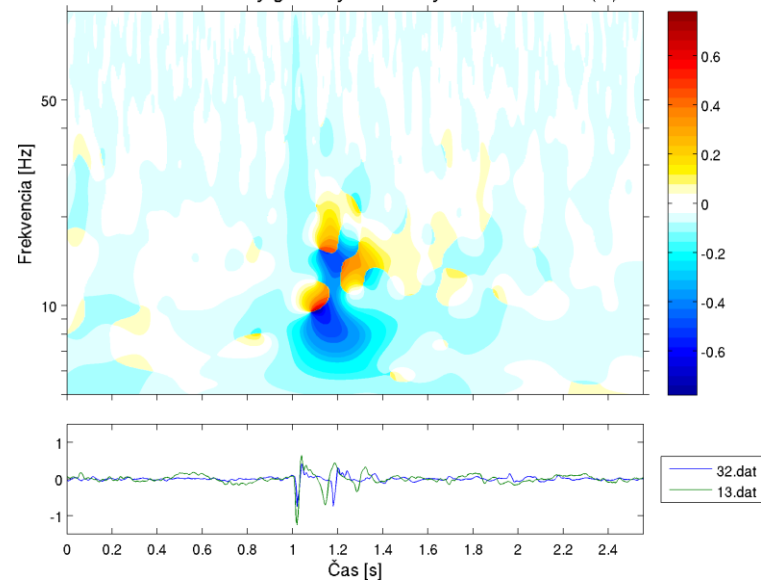
Časovo-frekvenčný lokálny misfit fázy TFPM 33 vs. 32(R)



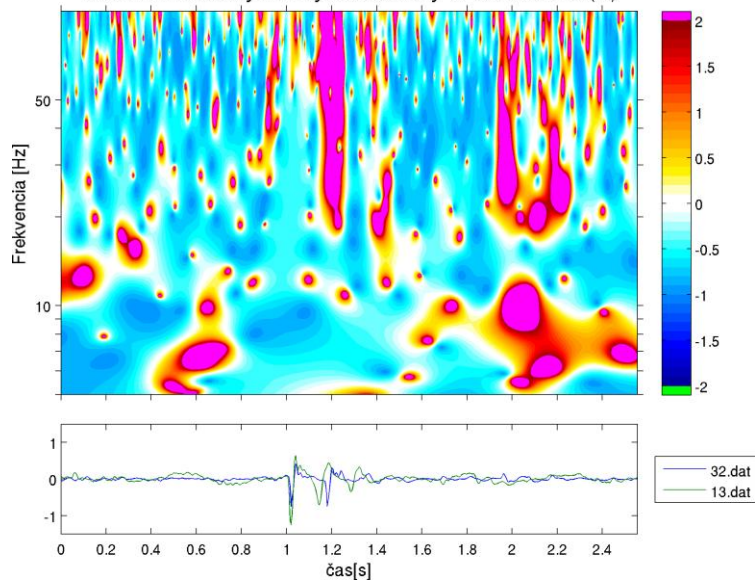
Časovo-frekvenčný globálny misfit obálky TFEM 32 vs. 13(R)



Časovo-frekvenčný globálny misfit fázy TFPM 32 vs. 13(R)



Časovo-frekvenčný lokálny misfit obálky TFEM 32 vs. 13(R)



Časovo-frekvenčný lokálny misfit fázy TFPM 32 vs. 13(R)

