



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH
TECHNOLOGIÍ

ÚSTAV ELEKTROTECHNOLOGIE

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION
DEPARTMENT OF ELECTRICAL AND ELECTRONIC
TECHNOLOGY

MATEMATICKÁ TRANSFORMACE RESORPČNÍCH PROUDŮ Z ČASOVÉ DO FREKVENČNÍ OBLASTI

MATHEMATICAL TRANSFORMATION OF RESORPTION CURRENTS
FROM TIME DOMAIN TO FREQUENCY DOMAIN

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. LUCIA KOŠÍKOVÁ

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. MARTIN FRK, Ph.D.

BRNO 2009



VYSOKÉ UČENÍ
TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta elektrotechniky
a komunikačních technologií

Ústav elektrotechnologie

Diplomová práce

magisterský navazující studijní obor
Elektrotechnická výroba a management

Studentka: Bc. Lucia Košíková

ID: 83594

Ročník: 2

Akademický rok: 2008/2009

NÁZEV TÉMATU:

Matematická transformace resorpčních proudů z časové do frekvenční oblasti

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Seznamte se s využitím metody dielektrické relaxační spektroskopie v časové oblasti využívané k diagnostice izolačních materiálů. Prostudujte možnosti využití matematických transformací a zjednodušených aproximací, umožňujících převod získaných resorpčních charakteristik z časové do frekvenční oblasti.

Na vzorcích vybraných izolačních materiálů proměřte absorpční charakteristiky a na získané závislosti prakticky aplikujte teoreticky popsané matematické transformace a aproximace. K dosažení průběhu ztrátového čísla v širokém rozsahu frekvencí rozšiřte převodem získanou část o měření klasickou střídavou metodou.

V experimentální části respektujte zásady měření velmi malých proudů a eliminujte možné rušivé vlivy.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

Podle pokynů vedoucího práce.

Termín zadání: 9.2.2009

Termín odevzdání: 29.5.2009

Vedoucí práce: Ing. Martin Frk, Ph.D.

prof. Ing. Jiří Kazelle, CSc.

Předseda oborové rady

UPOZORNĚNÍ:

Autor diplomové práce nesmí při vytváření diplomové práce porušit autorská práva třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a musí si být plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení § 152 trestního zákona č. 140/1961 Sb.

Abstract:

Práce pojednává o měření časových závislostí nabíjecího a vybíjecího proudu dielektrikum a následném převodu získaných charakteristik do frekvenční oblasti. Převod mezi časovou a frekvenční oblastí se provádí pomocí Fourierovy transformace a Hamanovy aproximace. Výsledkem je frekvenční závislost ztrátového čísla. Součástí práce je vzájemné porovnání teoretických a praktických aplikací daných metod na základě přesnosti, rychlosti a náročnosti.

Klíčové slova:

Časová oblast, dielektrické izolanty, Fourierova transformace, frekvenční oblast, Hamanova aproximace, matematický převod, resorpční proudy

Abstract:

This thesis is about measuring charger and discharger properties of dielectrics materials in time domain and transformation of acquired characteristics to the frequency domain. For transformation between time and frequency domain are used Fourier transform and Hamon approximation. The result is frequency dependent on loss number. Part of this work is about comparison of these methods in theoretical and practical applications on the basis of accuracy, speed and performance.

Keywords:

absorptive currents, dielectric materials, Fourier transforms, frequency domain, Hamon approximation, mathematical transformation, time domain

KOŠÍKOVÁ, L. *Matematická transformace resorpčních proudů z časové do frekvenční oblasti*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2009. 63 s. Vedoucí diplomové práce Ing. Martin Frk, Ph.D.

Prohlášení autora o původnosti díla:

Prohlašuji, že jsem tuto vysokoškolskou kvalifikační práci vypracoval samostatně pod vedením vedoucího diplomové práce, s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury. Jako autor uvedené diplomové práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této diplomové práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení § 152 trestního zákona č. 140/1961 Sb.

V Brně dne 29. 5. 2009

.....

Poděkování:

Děkuji vedoucímu diplomové práce Ing. Martinovi Frkovi, Ph.D. za metodické a cíleně orientované vedení při plnění úkolů realizovaných v návaznosti na diplomovou práci.

OBSAH

ÚVOD	9
1 VLASTNOSTI DIELEKTRÍK.....	10
1.1 CHARAKTERISTIKA DIELEKTRÍK	10
1.2 DIELEKTRICKÁ POLARIZÁCIA	11
1.3 POLARIZAČNÉ MECHANIZMY	12
2 DIELEKTRICKÁ SPEKTROSKOPIA	15
2.1 DIELEKTRICKÁ RELAXAČNÁ SPEKTROSKOPIA V ČASOVEJ OBLASTI	16
3 METÓDY MERANIA VLASTNOSTÍ DIELEKTRÍK V ČASOVEJ	
OBLASTI	18
3.1 MERANIE VNÚTORNEJ A POVRCHOVEJ REZISTIVITY	18
3.1.1 <i>Meranie metódou napäťového deliča</i>	<i>19</i>
3.1.2 <i>Meranie volt - ampérovou metódou</i>	<i>20</i>
4 MATEMATICKÝ PREVOD Z ČASOVEJ DO FREKVENČNEJ	
OBLASTI	22
4.1 FOURIEROVÁ TRANSFORMÁCIA (FT)	22
4.2 DISKRÉTNÁ FOURIEROVÁ TRANSFORMÁCIA (DFT)	23
4.3 RÝCHLA FOURIEROVÁ TRANSFORMÁCIA (FFT)	23
4.4 VLASTNOSTI FOURIEROVEJ TRANSFORMÁCII.....	24
4.5 HAMONOVÁ APROXIMÁCIA	26
4.6 ĎALŠIE METÓDY NA PREVOD Z ČASOVEJ DO FREKVENČNEJ OBLASTI	28
4.6.1 <i>Hydeho aproximácia</i>	<i>28</i>
4.6.2 <i>Adamcova aproximácia.....</i>	<i>29</i>
4.6.3 <i>Náhrada absorbčnej konduktivity súčtom exponciál</i>	<i>29</i>

5	DIELEKTRICKÁ ODOZVA	31
5.1	DIELEKTRICKÁ ODOZVA V ČASOVEJ OBLASTI	31
5.2	DIELEKTRICKÁ ODOZVA VO FREKVENČNEJ OBLASTI.....	33
5.3	PREVOD Z ČASOVEJ DO FREKVENČNEJ OBLASTI	34
6	EXPERIMENTÁLNA ČASŤ	37
6.1	SKÚŠOBNÉ VZORKY.....	37
6.1.1	<i>Isonom NKN 2039</i>	37
6.1.2	<i>Isonom NMN 0881</i>	38
6.2	SKÚŠOBNÉ ZARIADENIA	39
6.2.1	<i>Merací prístroj KEITHLEY 6517A</i>	39
6.2.2	<i>Merací elektródový systém KEITHLEY 8009</i>	40
6.3	VÝSLEDKY EXPERIMENTU.....	42
6.4	VYHODNOTENIE EXPERIMENTU	45
7	ZÁVER.....	52
	LITERATÚRA.....	53
	ZOZNAM SYMBOLOV	55
	ZOZNAM PRÍLOH	57

ÚVOD

Cieľom tejto práce bolo zoznámiť sa a preštudovať možnosti využitia matematických transformácií a zjednodušených aproximácií, umožňujúce prevod získaných resp. charakteristík prúdov z časovej do frekvenčnej oblasti. Vybrané matematické metódy sú Fourierová transformácia a Hamonová aproximácia. V práci je vytvorený podrobný popis vytvorenia vhodných vzťahov pre použitie Fourierovej transformácie pre prevod z časovej do frekvenčnej oblasti. Pri Hamonovej aproximácii bol základ vytvoriť vhodné podmienky a pravidlá pre praktické použitie na vybraných vzorkách.

Na vybraných dielektrických materiáloch boli premerané časové závislosti nabíjacieho a vybíjacieho prúdu a na získaných závislostiach boli prakticky aplikované teoreticky popísané matematické transformácie a aproximácie. Cieľom bolo získať frekvenčnú závislosť strátového čísla.

Matematické transformácie sú vzájomne medzi sebou porovnané, najmä z teoretickej oblasti a z experimentálnej oblasti. Na záver práce je zhodnotenie ich výhod a nevýhod z oblasti presnosti, rýchlosti, náročnosti, zložitosti a splnenia podmienok využitia k prevodu z časovej do frekvenčnej oblasti na vybraných izolačných materiáloch.

1 VLASTNOSTI DIELEKTRÍK

1.1 Charakteristika dielektrík

Dielektrikum je každá látka, ktorá sa polarizuje vo vonkajšom elektrickom poli. Elektrické vlastností závisia na chemickom zložení, štruktúre, skupenstve a stave. Dielektriká sú zložené z atómov, molekúl a iónov. Základnou vlastnosťou dielektrík je ich elektrická polarizovateľnosť [10].

Ideálne dielektrikum je látka zložená z elektrických nabitých častíc, ktoré sú všetky pevne viazané. Reálne dielektriká sú látky zložené z elektrických nabitých častíc, ktoré sú okrem viazaných nábojov aj voľné elektrické náboje. Pokiaľ dielektrikum neobsahuje voľné nosiče náboja (alebo ich obsahuje veľmi málo), označujeme ho ako izolant. Izolantom sa chápe schopnosť látky izolovať vodivé časti s rôznym elektrickým potenciálom.

Každý izolant je súčasne dielektrikum, avšak všetky dielektriká nie sú izolanty.

Základné veličiny dielektrík sa nachádzajú v tab. 1. [8]

Tab. 1 Základné veličiny

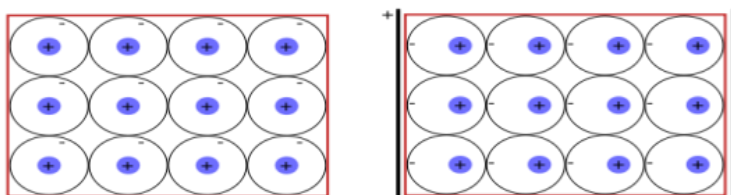
veličina	symbol	jednotka
Permitivita (relatívna)	ϵ'	[-]
Vnútoraná rezistivita	ρ_v	[Ωm]
Povrchová rezistivita	ρ_p	[Ω]
Stratový činiteľ	$tg \delta$	[-]
Elektrická pevnosť	E_p	[$V m^{-1}$]

1.2 Dielektrická polarizácia

Vložením dielektriká do elektrického poľa nastáva jav, ktorý sa volá polarizácia dielektrík. Podľa spôsobu, akým dochádza k polarizácii, je možno dielektriká rozdeliť na nepolárne a polárne.

Nepolárne dielektriká

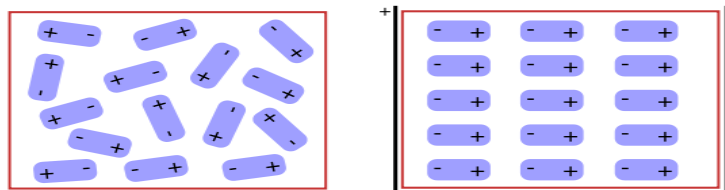
Nepolárne dielektriká sú zložené z častíc (molekúl, atómov), ich vnútorné usporiadanie je také, že ťažiská kladných i záporných elektrických nábojov vzájomne splývajú. Pokiaľ sa táto častica ocitne v elektrickom poli, dôjde jej pôsobením k vzájomnému posunutiu ťažiska záporných nábojov a ťažisku kladných nábojov do určitej vzdialenosti, čo spôsobí, že nepolárne častice sa stanú elektrickým dipólom s momentom. Elektrický dipól sa v elektrostatickom poli natočí tak, aby ležal v smere intenzity vonkajšieho poľa. Polarizácia nepolárnych molekúl býva označovaná ako atómová alebo elektrónová [9].



Obr. 1 Nepolárne dielektriká v elektrickom poli

Polárne dielektriká

Častice polárnych dielektrík majú nenulový dipólový moment i bez prítomnosti vonkajšieho elektrického poľa. Častice polárneho dielektrika sú obvykle tvorené kladnými a zápornými iónmi. Vo vonkajšom elektrickom poli sa tieto častice natáčajú do smeru elektrického poľa a dochádza k polarizácii dielektrika. Tento druh polarizácie sa označuje ako iónová polarizácia [9].



Obr. 2 Polárne dielektriká v elektrickom poli

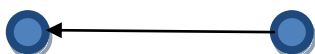
Dipólový moment

Elektrický dipólový moment je vektorová veličina, popisujúca nesymetrické rozdelenie elektrického náboja, obvykle molekuly alebo malej skupiny atómov. Jednotka dipólového momentu, v sústave SI, je coulombmeter (C m). Jednotka pre elektrický (dipólový) moment v oblasti mikrosвета je Debye (D). Pričom $1 \text{ D} = \frac{1}{3} \cdot 10^{-29} \text{ C m}$.

Podľa hodnoty dipólového momentu v chémii rozlišujeme polárne a nepolárne molekuly. Polárne molekuly majú stálu a nenulovú hodnotu elektrického dipólového momentu, tvoria permanentný dipól, nepolárne ho majú nulový [9].

Elektrický dipólový moment možno vyjadriť: $\mu_D = q l$,

kde q je veľkosť náboja dipólu a l je vektor určujúci ich vzájomnú polohu.



Obr. 3 Schéma elektrického dipólu

1.3 Polarizačné mechanizmy

V dielektrických látkach sa často vyskytuje súčasne niekoľko druhov polarizácii. Rozlišujeme ich najmä podľa rýchlosti priebehu a to na [8]:

- javy s rýchlym priebehom, tzv. pružné (elastické) polarizácie
- javy s pomalým priebehom, tzv. relaxačné polarizácie

Rozdelenie polarizácií:

- 1) Polarizácia rýchla (pružná)
 - a) Polarizácia elektrónová
 - b) Polarizácia iónová - pružná
- 2) Polarizácia pomalá (relaxačná)
 - a) Polarizácia dipólová
 - b) Polarizácia iónová - relaxačná
- 3) Polarizácia zvláštna
 - a) Polarizácia medzivrstvová – polarizácia pomalá
 - b) Polarizácia samovoľná – polarizácia pomalá
 - c) Polarizácia trvalá – polarizácia pomalá
 - d) Polarizácia rezonančná – polarizácia rýchla

Rýchle polarizácie (pružné) – ich základným poznatkom je, že ich priebeh je veľmi krátky. Prebehne prakticky okamžite, pružne a bez strát energie [8].

- *Elektrónové polarizácie* – sa vyskytujú u všetkých dielektrík. Tým, že patria medzi polarizácie rýchle, jej ich doba ustálenia je $10^{-16} - 10^{-14}$ s. Prebiehajú bez strát a sú nezávislé na teplote.

- *Iónové polarizácie - pružné* – sa vyskytujú u iónových kryštálov. Doba ustálenia je dlhšia ako elektrónové polarizácie, ale stále patria medzi polarizácie rýchle ($10^{-13} - 10^{-12}$ s). Sú tiež nezávislé na teplote a prebiehajú bez strát [8].

Pomalé polarizácie (relaxačné) – po pripojení elektrického poľa sa polarizácie vytvárajú pomaly a aj po odpojení elektrického poľa klesajú polarizácie pomaly. Pomalé polarizácie sú závislé na teplote. Zvyšujúcou teplotou sa dielektrikum zohrieva a vznikajú straty na energii [8].

- *Dipólové polarizácie* – vyskytuje sa u polárnych látkach. Doba ustálenia je pomalšia ako u polarizácie pružnej. Doba ustálenia je $10^{-12} - 10^{-8}$ s. V dielektriku sa vyskytujú straty energie. Dipólové polarizácie sú závislé na teplote a na kmitočtu.

- *Iónové polarizácie - relaxačné* – vyskytujú sa u iónových látkach s netesným uložením iónov (napr. anorganické skla, keramika). Doba ustálenia je rovnaká ako

polarizácie dipólove ($10^{-12} - 10^{-8}$ s). Sú závislá na teplote a na frekvencii a vyskytujú sa straty energie dielektrík [8].

Zvláštne polarizácie – zahrňujú polarizáciu pomalú aj polarizáciu rýchlu [8].

- *Medzivrstvové polarizácie* – nazývajú sa aj migračné. Vyskytujú sa pri látkach s makroskopickými nehomogenitami. Patria do polarizácie pomalej a pritom patria medzi najpomalšie polarizačné mechanizmy. Prejavujú sa v oblastiach s veľmi nízkymi frekvenciami, sú závislá na teplote a vyskytujú sa straty energie.

- *Samovolné polarizácie* – nazývajú sa aj spontánne. Patria do polarizácie pomalej. Vyskytujú sa vo feroelektrických látkach. Sú závislé na frekvencii, na intenzite elektrického poľa a výrazne závisia na teplote. Vyskytujú sa straty energie.

- *Trvalé polarizácie* – nazývajú sa aj ako permanentné. Patria do polarizácie pomalej. Vyskytujú sa u niektorých polárnych látkach s malou elektrickou konduktivitou.

- *Rezonančné polarizácie* – patria do polarizácie rýchlej. Vyskytujú sa u všetkých dielektrikách. Vznikajú následkom rezonancie vlastných kmitov častíc s elektrickým nábojom s kmitmi s vonkajším elektrickým polom [8].

2 DIELEKTRICKÁ SPEKTROSKOPIA

V diagnostike dielektrických materiálov existuje rada metód, medzi ne sa radí i metóda dielektrickej relaxačnej spektroskopie (DRS). Princípom tejto metódy je skúmanie molekulárnej dynamiky polárnych alebo polarizovaných materiálov. Podľa toho, že polarizačné javy môžeme sledovať, buď v striedavom elektrickom poli alebo v jednosmernom elektrickom poli, sa dielektrická relaxačná spektroskopia delí na metódy merané vo frekvenčnej a časovej oblasti [14], [19].

V časovej oblasti sa sledujú nabíjacie a vybíjacie prúdy kondenzátoru, ktorý je vložený do vnútorného jednosmerného elektrického poľa. Inými slovami sa dá povedať, že zaznamenáva časový priebeh prúdu dielektrika na skokovú zmenu napätia. Vo frekvenčnej oblasti sa dielektrická relaxačná spektroskopia zameriava na meranie frekvenčnej závislosti reálnej a imaginárnej zložky impedancie sledovaných vzoriek. Reálna a imaginárna zložka tvorí komplexnú permitivitu

$$\varepsilon^* = \varepsilon' - j\varepsilon'' . \quad (1)$$

Charakter priamo meraných závislostí v časovej oblasti nie je obecné použiteľný pre presné vyhodnotenie vlastností skúmaných dielektrík, preto je nutné previesť namerané hodnoty vhodným spôsobom do frekvenčnej oblasti. Vhodné metódy sa nachádzajú v kapitole 4.

Pre matematický popis fyzikálneho javu polarizácie je najvhodnejšie a najjednoduchšie polárne dielektrikum, v ktorom sú jednotlivé dipóly celkom voľné a môžu sa po priložení elektrického poľa otáčať do jeho smeru bez toho, aby sa vzájomne ovplyvňovali. Príkladom je silne zriedený roztok polárnej látky v nepolárnom rozpúšťadle. Jednotlivé polárne molekuly, ktoré nie sú elektrické dipóly a zodpovedajú za vznik polarizácie, sú od seba vzdialené a preto sa navzájom neovplyvňujú. Pre časový priebeh polarizácie v takomto type dielektrík platí vzťah [19]

$$\frac{dP(t)}{dt} = konst(P_s - P(t)) , \quad (2)$$

kde $P(t)$ je okamžitá hodnota polarizácie a P_s je ustálená hodnota polarizácie, to je polarizácia v časoch značne vzdialených od okamžiku pripojenia elektrického pola. Uvedený vzťah vyjadruje skutočnosť, že rýchlosť polarizácie narastá priamo úmerne k rozdielu medzi ustálenou a okamžitou hodnotou polarizácie [19].

2.1 Dielektrická relaxačná spektroskopia v časovej oblasti

Dielektrická absorpcia je nestacionárny proces. Prejavuje sa postupným nabíjaním kondenzátoru s reálnym dielektrikom po pripojení zdroja jednosmerného napätia. Príčinou absorpcie je dielektrická relaxácia – dôsledok relaxačnej polarizácie. Obdobný proces prebieha pri odpojení zdroja. Nabíjaci a vybíjaci prúd má približne exponenciálny priebeh.

Nabíjanie kondenzátoru

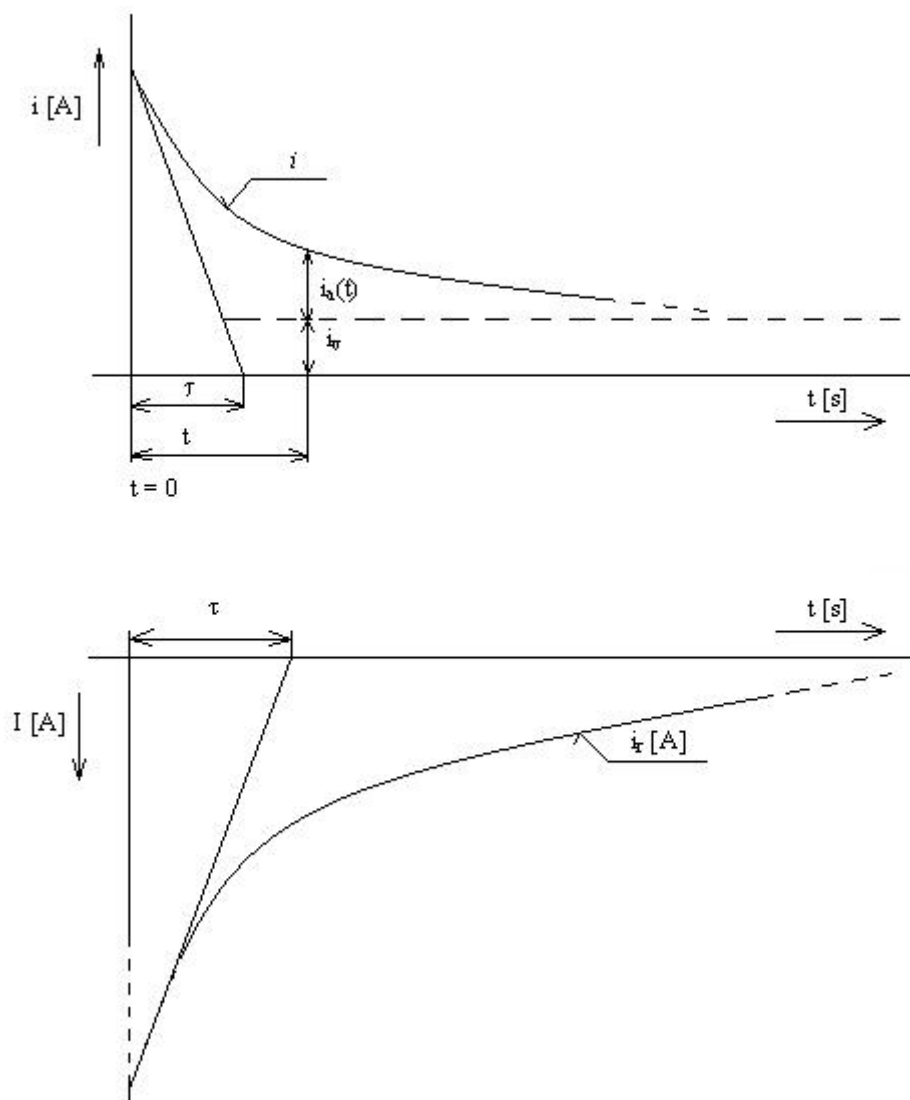
Pri zapojení kondenzátoru do obvodu so zdrojom jednosmerného napätia sa na doskách kondenzátoru začne hromadiť elektrický náboj - kondenzátor sa nabíja. Nabíjanie prebieha, pokiaľ sa nevyrovná elektrický potenciál na každej z dosiek s potenciálom príslušného pólu zdroja. Po nabití je medzi doskami kondenzátoru rovnaké elektrické napätie ako medzi svorkami zdroja a obvodom neprechádzajúceho elektrickým prúdom [8].

Nabíjanie kondenzátoru prebieha v troch etapách:

1. okamžité pritečie náboj, odpovedajúci geometrickej kapacite,
2. v dobe 10^{-16} - 10^{-12} s pritečie náboj Q_r ako dôsledok rýchlych polarizácií,
3. pomaly pritečie absorbný náboj Q_p v dôsledku pomalých (relaxačných) polarizácií.

Vybíjanie kondenzátoru

Ak sa dosky kondenzátoru vodivo pripoja, elektrický náboj z dosiek sa odvedie, kondenzátor sa vybíja. Vzorkou preteká exponenciálne klesajúci vybíjaci prúd opačnej polarizácie. Po uplynutí dostatočne dlhej doby klesne resorpčný prúd (i_r) k nule a vzorka je v elektrickom neutrálnom stave [8].



Obr. 4 Časová závislosť nabíjacieho a vybíjacieho prúdu izolantu

3 METÓDY MERANIA VLASTNOSTÍ DIELEKTRÍK V ČASOVEJ OBLASTI

3.1 Meranie vnútornej a povrchovej rezistivity

Rezistivita (merný odpor) je materiálová konštanta, ktorá charakterizuje elektrickú vodivosť látky. Čím väčšia je rezistivita, tým menšia je konduktivita danej látky. Čím väčšia je rezistivita, tým väčší je elektrický odpor [9].

- Značka veličiny: ρ
- Základná jednotka: ohmmetr, $\Omega \text{ m}$
- Ďalšie jednotky: ohmmilimetr $1 \Omega \text{ mm} = 0,001 \Omega \text{ m}$,

$$\text{mikroohmmetr } 1 \mu\Omega \text{ m} = 10^{-6} \Omega \text{ m}$$

Kvalita a stav (navlhnutia, zostárnutia) izolačného materiálu je charakterizovaná mimo iných veličín aj vnútornou rezistivitou (merného vnútorného odporu) ρ_v (Ωm) a povrchovou rezistivitou (merného povrchového odporu) ρ_p (Ω).

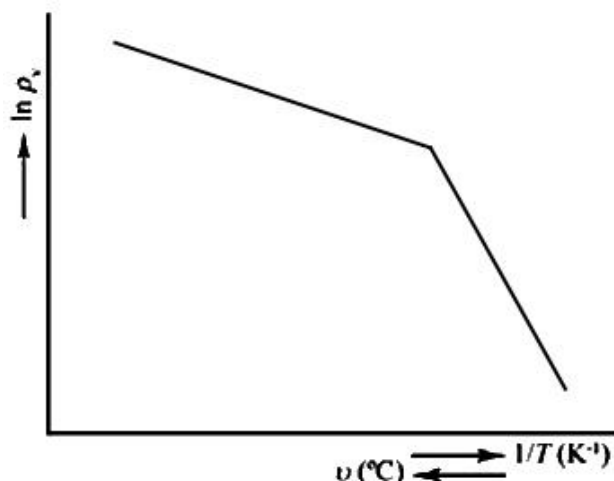
Vnútorná rezistivita

Vnútorná rezistivita materiálu sa rovná pomeru intenzity elektrického poľa a prúdovej hustoty vo vnútri vzorky. Číselne sa rovná vnútornému odporu štvorca skúšaného materiálu o hrane 1 m, meraný medzi dvoma elektródami, priloženými na protiľahlých stenách [9].

Vnútorná rezistivita ρ_v je závislá na teplote. Exponenciálny pokles ρ_v s teplotou vyjadruje rovnica

$$\rho_v = A e^{\frac{b}{T}}, \quad (3)$$

kde A a b sú materiálové konštanty, T je absolútna teplota (K).



Obr. 5 Závislosť rezistivity izolantov na teplote

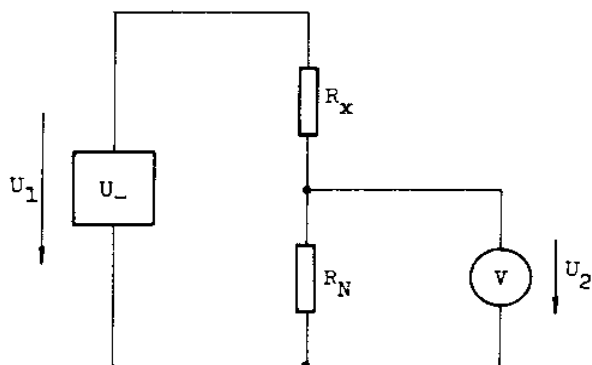
Povrchová rezistivita

Povrchová rezistivita materiálu je rovná pomeru intenzity elektrického poľa a prúdovej hustoty na povrchu vzorky. Číselne sa rovná odporu štvorca povrchu skúšaného materiálu o hrane 1 m, meraný medzi dvoma elektródami, priloženými na protiľahlých stenách. Povrchová rezistivita je nižšia než vnútorná [9].

U väčšiny kovov je táto hodnota v rozsahu 10^{-2} až 10^1 $\mu\Omega$ m, u odporových materiálov v rozsahu 0,2 až 2 $\mu\Omega$ m ($\mu\Omega$ m = Ω mm² m⁻¹ udáva číselne odpor drátov o dĺžke 1 m, o prierezu 1 mm²).

3.1.1 Meranie metódou napät'ového deliča

Meranie vnútorného a povrchového odporu sa realizuje pomocou megaohmetru, ktorý pracuje na princípe napät'ového deliča. Principiálna schéma napät'ového deliča (nezaťaženého) je uvedené na obr. 6 [13].

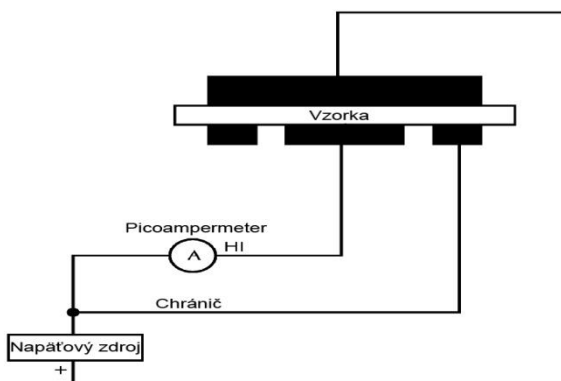


Obr. 6 Principiálna schéma metódy napät'ového deliča

Megaohmmetr má na prednej strane umiestený spolu s ovládacími prvkami a meradlom tri svorky: napät'ová označenú „-“, meraciu označenú „+“ a ochrannú označenú „GUARD“.

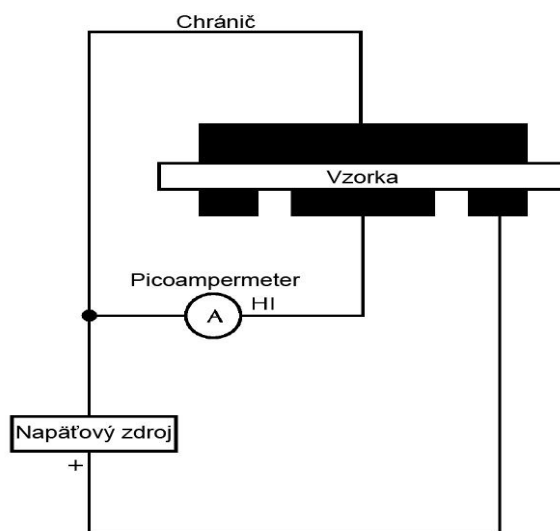
3.1.2 Meranie volt - ampérovou metódou

Pri meraní vnútorného odporu sa pripoja elektródy vzorky k megaohmmetru podľa obr. 7. Vnútorný odpor sa merá medzi meracou (1) a napät'ovou (2) elektródou, elektróda ochranná a tienenie sú pripojené na svorku „GUARD“, ktorá je uzemnená. Pretože meracia elektróda je približne na potenciálu svorky „GUARD“, eliminuje ochranná elektróda vplyv povrchového odporu na meranie, medzi meracou a ochrannou elektródou tečie iba zanedbateľný prúd [13].



Obr. 7: Schéma zapojení pre meranie vnútornej rezistivity

Pri meraní povrchového odporu sa pripoja elektródy vzorku k megaohmmetru podľa obr. 8. Povrchový odpor sa merá medzi meracou (1) a ochrannou (3) elektródou, ktorá sa v tomto zapojení stáva elektródou napäťovou (je na ňu pripojené napätie). Elektróda napäťová (2) je pripojená na uzemnenú svorku „GUARD“ a stáva sa ochrannou elektródou. Pri približne rovnakom potenciáli meracej elektródy a elektródy funkčne ochrannej (2) je eliminovaný vplyv vnútorného odporu na meranie [13].



Obr. 8: Schéma zapojení pre meranie povrchového odporu

Vnútorná rezistivita ρ_v sa vypočíta z nameraného odporu R_v , z rozmerov elektródového systému a vzorku, platí [13]

$$\rho_v = R_v \frac{S_{ef}}{h} = \frac{\pi(d_m + c)^2}{4h}, \quad (4)$$

kde S_{ef} (m^2) je tzv. efektívna plocha meracej elektródy trojelektrodového meracieho kondenzátoru, d_m (m) je priemer meracej elektródy, c (m) je šírka medzery medzi meracou a ochrannou elektródou, h (m) je hrúbka vzorky.

Podobne sa zo zmeraného povrchového odporu R_p vypočíta povrchová rezistivita ρ_p podľa vzťahu:

$$\rho_p = R_p \frac{\pi(d_m + c)}{c}. \quad (5)$$

4 MATEMATICKÝ PREVOD Z ČASOVEJ DO FREKVENČNEJ OBLASTI

K prevodu medzi časovou a frekvenčnou oblasťou sa používajú matematické prevody. Medzi najhlavnejšie metódy patria Laplaceová a Fourierová transformácia. Častejšie sa využíva Fourierová transformácia, a preto je využitá v ďalších výpočtoch.

4.1 Fourierová transformácia (FT)

Fourierová transformácia je vyjadrená časovým závislým signálom pomocou harmonických signálov, tj. funkciou *sin* a *cos*, obecné teda funkciou komplexne exponenciálnou. Služi pre prevod signálov z časovej do frekvenčnej oblasti.

Ide o matematický nástroj, z ktorého je možno vyjadriť akýkoľvek signál ako súčet sínusových vln s rôznou frekvenciou. Fourierová transformácia (FT) prevádza postupnosť N_x vzoriek (označme ich $x = \{x_0, x_1, \dots, x_{N-1}\}$) na inú postupnosť N_X vzoriek (označme ich $X = \{X_0, X_1, \dots, X_{N-1}\}$). Tato transformácia sa volá priama Fourierová transformácia ($X = F(x)$). Fourierová transformácia je definovaná integrálnym vzťahom [1]:

$$X(j\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t)e^{-j\omega t} dt . \quad (6)$$

V niektorých literárnych prameňoch sa nachádza aj takýto zápis:

$$F(j\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)e^{-j\omega t} dt . \quad (7)$$

K tejto transformácii existuje transformácia inverzná F^{-1} (nazývaná ako spätná Fourierová transformácia), ktorá postupnosť X analogicky prevedie na postupnosť x ($F^{-1}(X) = f(X) = x$). Inverzná transformácia vychádza z $X(j\omega)$ ($F(j\omega)$) [1]:

$$x(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} X(j\omega)e^{j\omega t} d\omega . \quad (8)$$

Zápis je častejšie používaný ako

$$F^{-1} = f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(j\omega) e^{j\omega t} d\omega . \quad (9)$$

Prvky x sa volajú prvky v časovej oblasti. Prvky X sa označujú ako prvky v oblasti frekvenčnej. Funkcie sú vyjadrené v spojitom čase. Signál možno vyjadriť aj v diskretnom čase [1].

4.2 Diskrétna Fourierová transformácia (DFT)

Máme diskretný signál N vzoriek, vyjadrených postupnosťou hodnôt f_n , $n \in \langle 0; N - 1 \rangle$. Tento signál pomocou Fourierovej transformácie môže byť prevedený z časovej do frekvenčnej oblasti takto [1]:

$$F_k = \sum_{n=0}^{N-1} f_n \cdot e^{-\frac{i2\pi kn}{N}} . \quad (10)$$

V tejto transformácii sa hovorí priama diskretná Fourierová transformácia. Obdobne je možno previesť signál z frekvenčnej do časovej oblasti pomocou inverznej (spätnej) diskretnej Fourierovej transformácie [1]

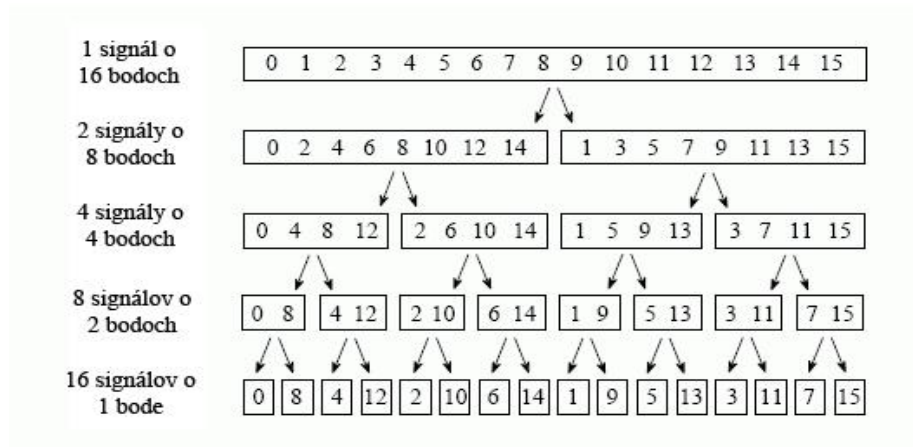
$$f_k = \frac{1}{N} \cdot \sum_{n=0}^{N-1} F_n \cdot e^{\frac{i2\pi kn}{N}} . \quad (11)$$

Niektorí autori označujú tuto transformáciu DtFT (discrete-time Fourier transformation), aby ju rozoznali od Fourierovej transformácii spojitého signálu.

4.3 Rýchla Fourierová transformácia (FFT)

Vzhľadom k tomu, že výpočet DFT vyžaduje značný počet násobenia (N^2), čo je časovo najnáročnejšia operácia, bol vyvinutý algoritmus, umožňujúci značné urýchlenie výpočtu. Tento algoritmus je označovaný Fast Fourier Transform - FFT - Rýchla Fourierova transformácia. FFT je komplikovaný algoritmus [18].

Princíp tohto urýchlenia spočíva v rozklade postupnosti na podpostupnosti s nepárnymi a párnymi prvkami pôvodnej postupnosti. Tento rozklad postupnosti na podpostupnosti je možno previesť rekurzívne, pokiaľ nezískame podpostupnosť obsahujúcu len jeden prvok. Názorné zobrazenie je prevzaté z knihy [18], obr. 9.



Obr. 9 Rýchla Fourierová transformácia (FFT)

4.4 Vlastnosti Fourierovej transformácie

Fourierová transformácia má väčšinu vlastností i dôkazy podobné s vlastnosťami Laplaceovej transformácie [18].

V nasledujúcich časiach budeme predpokladať, že $f(t)$ je funkcia splňujúca podmienky pre transformovanie a tým vytvorením Fourierového obrazu $F(\omega)$.

1. Lineárnosť

$$F \left\{ \sum_{k=1}^n c_k f_k \right\} = \sum_{k=1}^n c_k F_k(i\omega) , \quad (12)$$

kde $f_k(t)$ je funkcia v časovej oblasti (originál), a k nej existuje Fourierov obraz $F_k(\omega)$, c_k je ľubovoľná konštanta.

2. Podobnosť

$$F\{f(\alpha t)\} = \frac{1}{|\alpha|} F\left(\frac{i\omega}{\alpha}\right), \quad (13)$$

kde $\alpha \neq 0$ je reálna konštanta.

3. Veta o substitúcii (veta o frekvenčnom posune, modulačnej vety)

$$F\{f(t)e^{i\alpha t}\} = F(i\omega - i\alpha), \quad (14)$$

kde $\alpha \in \mathbf{R}$ je reálna konštanta.

4. Posunutie

$$F\{f(t - \tau)\} = F(i\omega)e^{-i\omega\tau}, \quad (15)$$

kde τ je časové posunutie. Mení sa len fázové spektrum. Uvedená veta platí pre ľubovoľné reálne τ .

5. Veta o obraze derivácie

$$F\{f'(t)\} = i\omega F\{f(t)\} = i\omega F(i\omega). \quad (16)$$

$$F\{f^{(n)}(t)\} = (i\omega)^n F\{f(t)\} = (i\omega)^n F(i\omega). \quad (17)$$

6. Derivácia obrazu

$$F\{-itf(t)\} = \frac{dF(i\omega)}{d\omega}. \quad (18)$$

$$F\{(-it)^n f(t)\} = \frac{d^n F(i\omega)}{d\omega^n}. \quad (19)$$

7. Veta o obraze integrálu

$$F\left\{\int_{-\infty}^t f(\tau)d\tau\right\} = \frac{1}{i\omega} F(i\omega) . \quad (20)$$

8. Obraz konvolúcie dvoch funkcií

$$(f * g)(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\tau)g(t - \tau)d\tau . \quad (21)$$

$$F\{(f * g)(t)\} = F(i\omega)G(i\omega) , \quad (22)$$

kde

$$F\{f(t)\} = F(i\omega), \quad F\{g(t)\} = G(i\omega) . \quad (23)$$

9. Veta o súčte dvoch funkcií

$$F\{f(t)g(t)\} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(i\omega_1)G(i\omega - i\omega_1)d\omega_1 = \frac{1}{2\pi} (F * G)(i\omega) , \quad (24)$$

kde $\omega_1 \in (-\infty, \omega]$.

10. Parsevalova rovnosť (pre Furierovú transformáciu)

$$\int_{-\infty}^{\infty} |f(t)|^2 dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |F(i\omega)|^2 d\omega = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} |F(i\omega)|^2 d\omega . \quad (25)$$

4.5 Hamonová aproximácia

Alternatívnou možnosťou počítania pri prevode z časovej do frekvenčnej oblasti je Hamonová aproximácia a to v prípade, ak je zmeraný depolarizačný prúd rovnaký ako Curie-von Schweidlerov model [2], [4], [5]

$$f(t) = At^{-n} \quad , \quad (26)$$

kde A , n sú parametre dielektrickej odozvy.

Dielektrická susceptibilita sa vypočíta

$$f(\omega) = \int_0^{\infty} f(t)e^{-i\omega t} dt = \chi^* = \chi'(\omega) - i\chi''(\omega) \quad . \quad (27)$$

Susceptibilita je komplexná veličina, vypočíta sa pomocou Fourierovej transformácie. Tento prevod viac nebudem rozoberať v tejto časti, viac sa na ňu pozrieme v kapitole 5.3.[2], [4]

Vzťah medzi permitivitou a susceptibilitou je:

$$\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon'(\omega) - i\varepsilon''(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \varepsilon_0[\chi'(\omega) - i\chi''(\omega)] \quad , \quad (28)$$

$$\varepsilon'(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \varepsilon_0\chi'(\omega) \quad , \quad (29)$$

$$\varepsilon''(\omega) = \varepsilon_0\chi''(\omega) \quad , \quad (30)$$

Kde ε_{∞} (-) je optická permitivita, $\varepsilon''(\omega)$ je imaginárna časť komplexnej permitivity $\varepsilon^*(\omega)$, ε_0 (F m⁻¹) je permitivita vákuu (8,85 · 10⁻¹² F m⁻¹).

Podľa Hamonovej aproximácie je iba imaginárna časť komplexnej permitivity považovaná za úmernú k stratovému číslu tg δ .

Aproximácie môžu byť vypočítané pre rôzne n . Ak je n v rozsahu $0,3 < n < 1,2$ imaginárnu časť komplexnej permitivity môžeme zapísať ako [4]

$$\varepsilon''(\omega) = \frac{-i_{vyb} \left(\frac{0,1}{f} \right)}{2\pi f C_0 U_0} \quad , \quad (31)$$

kde C_0 (F) je geometrická kapacita, U_0 (V) je použité napätie, i_{vyb} (A) je časová závislosť depolarizačného prúdu, f (Hz) je Hamonová frekvencia $\left(f = \frac{0,1}{t} \right)$.

4.6 Ďalšie metódy na prevod z časovej do frekvenčnej oblasti

4.6.1 Hydeho aproximácia

Táto metóda vychádza z hodnôt redukovaného náboja q , tj. náboja pripadajúceho na jednotkovú plochu pri jednotkovej intenzite elektrického poľa v dielektriku, vydelenej permitivitou vákua ε_0 . Jej výsledky sú presnejšie pri výpočtoch stratového čísla ako pri výpočtoch relatívnej permitivity [2].

Predpokladá sa, že závislosť redukovaného náboja od času v logaritmickej mierke (pri logaritme so základom 2) je lineárna. Redukovaná hustota prúdu i_r je potom vyjadrená ako

$$i_r = \frac{dq}{dt} = \frac{q(\sqrt{2}t_l) - q\left(\frac{t_l}{\sqrt{2}}\right)}{t \ln 2}, \quad (32)$$

kde t_l je stred intervalu, v ktorom sa predpokladá lineárna, t je ľubovoľný čas z toho intervalu.

Tento vzťah sa môže ďalej zovšeobecniť pre interval okolo ľubovoľného bodu nt_l . Komplexná permitivita sa vypočíta pomocou Fourierovej transformácie redukovanej prúdovej hustoty i_r [2].

$$\varepsilon^*(\omega) = \frac{1}{\ln 2} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \Delta q(n) \int_{\frac{nt_l}{\sqrt{2}}}^{n\sqrt{2}t_l} \frac{1}{t} e^{-j\omega t} dt, \quad (33)$$

kde $n = 2^p$.

Keďže $\Delta q(n)$ je pre daný časový úsek konštanta, nahradíme celkový integrál súčtom integrálov po jednotlivých úsekoch. Získame rozdelenie na reálnu permitivitu a stratové číslo [2]:

$$\varepsilon^*(\omega) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \Delta q(n)[x(n) - jy(n)] \quad , \quad (34)$$

$$x(n) = \frac{1}{\ln 2} \int_{\frac{nt_i}{\sqrt{2}}}^{n\sqrt{2}t_i} \frac{\cos \omega t}{t} dt \quad , \quad (35)$$

$$y(n) = \frac{1}{\ln 2} \int_{\frac{nt_i}{\sqrt{2}}}^{n\sqrt{2}t_i} \frac{\sin \omega t}{t} dt \quad . \quad (36)$$

Integrály vo výrazoch pre $x(n)$ a $y(n)$ sa dajú vypočítať pre hodnoty $n\omega t_i$, ktoré sú mocninami dvoch.

4.6.2 Adamcova aproximácia

Adamcova aproximácia je založená na linearizácii závislosti $\gamma_a(t)$ v logaritmickej mierke časov. Postup odvodzovania je podobný ako v prípade Hydeho aproximácie. Výsledkom sú vzťahy pre obe zložky komplexnej permitivity v tvare súčtov (rovnice (37), (38)). Je vhodná aj ako Hydeho aproximácia pre výpočet stratového čísla. Výpočet reálnej zložky komplexnej permitivity pomocou tejto metódy nie je dostatočne presný [2].

$$\varepsilon'(\omega) = \frac{t_i}{\varepsilon_0} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \gamma_a\left(\frac{rt_i}{\sqrt{2}}\right) a(r) \quad , \quad (37)$$

$$\varepsilon''(\omega) = \frac{t_i}{\varepsilon_0} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \gamma_a\left(\frac{rt_i}{\sqrt{2}}\right) b(r) \quad , \quad (38)$$

kde $r = 2^p$ ($-\infty < p < \infty$), $t_i = \frac{1}{\omega}$.

4.6.3 Náhrada absorbčnej konduktivity súčtom exponenciál

Metóda rozkladu absorbčného prúdu na exponenciálne zložky má svoj základ v staršej teórii rozdelenia relaxačných dôb. Podľa tejto teórie je v skúmanom dielektriku

pole potenciálnych bariér, oddeľujúcich rovnovážne polohy častíc, spojitou priestorovou funkciou. Využíva sa najmä v súvislosti s analýzou degradačných javov v dielektrikách. Z matematického hľadiska je v tomto prípade prevod údajov z časovej do frekvenčnej oblasti veľmi jednoduchý. Patrí medzi najpresnejšie metódy. Táto metóda používa v porovnaní s ostatnými metódami najzložitejší aparát. Celkový počet exponenciál významne závisí od rozptylu nameraných hodnôt [2].

Výpočet vychádza z predpokladu, že absorpčná konduktivita je daná vzťahom:

$$\gamma_a = \sum_{i=1}^n \gamma_i \exp\left(-\frac{t}{\tau_i}\right) . \quad (39)$$

Po zavedení nových veličín

$$\Delta\varepsilon_i = \frac{\gamma_i \tau_i}{\varepsilon_0} \quad (40)$$

dostávame pomocou Furierovej transformácie

$$\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon_\infty + \sum_{i=1}^n \frac{\Delta\varepsilon_i}{1 + \omega^2 \tau_i^2} - j \sum_{i=1}^n \frac{\Delta\varepsilon_i \omega \tau_i}{1 + \omega^2 \tau_i^2} . \quad (41)$$

Technika hľadania parametrov γ_i, τ_i býva rôzna. Obvykle sa používa niektorá z metód matematickej optimalizácie [2].

5 DIELEKTRICKÁ ODOZVA

Dielektrická odozva je metóda, ktorá je založená na širokom rozsahu meraní a to v časovej i frekvenčnej oblasti. Obecne platí, že jednosmerná konduktivita, relatívnu permitivitou a funkciou dielektrickej odozvy môžeme charakterizovať správanie dielektrického materiálu. Používaná metóda pri hodnotení dielektrickej odozvy v časovej oblasti je polarizačný (nabíjací) a depolarizačný (vybíjací) prúd. Vo frekvenčnej oblasti je to relatívna permitivita a stratové číslo. Ak je možné popísať skúmaný materiál lineárnym systémom, potom existuje transformácia z časovej oblasti do frekvenčnej oblasti [4].

Ak aplikujeme na skúmaný dielektrický materiál elektrické pole o intenzite $E(t)$ bude sa materiál polarizovať. Elektrická polarizácia $P(t)$ v dielektrickom materiále môže byť rozdelená na dve časti a to na *rýchly* polarizačný systém a na *pomalý* polarizačný systém [3], [4].

$$P(t) = \varepsilon_0(\varepsilon_\infty - 1)E(t) + \Delta P(t) = \varepsilon_0(\varepsilon_\infty - 1)E(t) + \varepsilon_0 \int_0^t f(\tau)E(t - \tau)d\tau \quad . \quad (42)$$

Rýchla časť je aplikovaná z elektrického poľa. Pomalá časť je zložená z krivkového integrálu medzi aplikovaným elektrickým poľom a funkciou volanou dielektrickou odozvou funkcie $f(t)$. Táto funkcia $f(t)$ predstavuje pamäťový efekt v dielektrických materiáloch a má nasledujúce charakteristické rysy

$$f(t) \equiv 0, \forall t < 0 \quad \lim_{t \rightarrow \infty} f(t) = 0 \quad . \quad (43)$$

5.1 Dielektrická odozva v časovej oblasti

Pomalé polarizačné procesy nemôžu byť z praktických dôvodov merané priamo. Merajú sa pomocou nabíjacieho a vybíjacieho prúdu v časovej oblasti [4].

Po pripojení elektrického poľa o intenzite $E(t)$ bude pretekať materiálom elektrický prúd $i(t)$, ktorý môžeme vyjadriť vzťahom

$$i(t) = C_0 \left[\frac{\sigma_0}{\varepsilon_0} u(t) + \varepsilon_\infty \frac{du(t)}{dt} + \frac{d}{dt} \int_0^t f(t-\tau)u(\tau)d\tau \right] . \quad (44)$$

Prvú časť tvorí polarizačný prúd (nabíjaný prúd), ktorý vyjadríme vzťahom

$$i_{nab}(t) = C_0 U_c \left[\frac{\sigma_0}{\varepsilon_0} + f(t) \right] . \quad (45)$$

Polarizačný prúd, dôsledkom krokového napätia U_c , je zložený z dvoch častí. Prvá časť súvisí s vodivosťou skúmaného materiálu a druhá časť súvisí s aktiváciou rôznych polarizačných procesov vo vnútri skúmaného materiálu [4].

Keď je krokové napätie U_c v čase T odstránené a skúmaný materiál je uzemnený, začne pretekať depolarizačný prúd (vybijací prúd), ktorý môžeme zapísať ako

$$i_{vyb}(t) = -C_0 U_c [f(t) - f(t + T_c)] , \quad (46)$$

kde $f(t)$ je monotónne klesajúca funkcia. Druhú časť rovnice (46) je možné zanedbať pre veľké hodnoty v T_c . Potom depolarizačný prúd sa stane úmerný k dielektrickej odozve funkcie [4]

$$f(t) \approx \frac{i_{vyb}}{C_0 U_c} . \quad (47)$$

Jednosmernú konduktivitu σ_0 môžeme z predošlých rovníc (45) a (46) odhadnúť

$$\sigma_0 \approx \frac{\varepsilon_0}{C_0 U_c} [I_{nab}(t) + I_{vyb}(t)] . \quad (48)$$

5.2 Dielektrická odozva vo frekvenčnej oblasti

Ekvivalentná metóda pri pomalých polarizačných procesoch je rozbor dielektrickej odozvy funkcie vo frekvenčnej oblasti so sínusovým priebehom. Sínusový signál sa používa z dôvodu jednoduchšieho výpočtu pri prevedení, pomocou Fourierovej transformácie, rovnicu (44) Po prevedení Fourierovej transformácii môžeme prúd $i(t)$ vyjadriť ako [3], [4]

$$I(\omega) = C_0 \left[\frac{\sigma_0}{\varepsilon_0} U(\omega) + i\omega\varepsilon_\infty U(\omega) + i\omega U(\omega)\chi(\omega) \right] , \quad (49)$$

kde $\chi(\omega)$ je Fourierová transformácia z funkcie dielektrickej odozvy $f(t)$, je definovaná ako komplexná dielektrická susceptibilita.

Spojenie medzi časovou a frekvenčnou doménou je Fourierová transformácia.

Ak je dielektrický materiál lineárny, homogénny a izotropný, platí princíp superpozície, z toho vyplýva nasledujúci vzťah medzi časovou a frekvenčnou oblasťou

$$f(\omega) = \int_0^\infty f(t)e^{-i\omega t} dt = \chi^* = \chi'(\omega) - i\chi''(\omega) . \quad (50)$$

Celkový prúd pretekajúci skúmaným materiálom pri pôsobení napätia $U(\omega)$ môže byť vyjadrený ako [3], [4]:

$$I(\omega) = i\omega C_0 \left[\varepsilon_\infty + \chi'(\omega) - i \left(\frac{\sigma_0}{\varepsilon_0 \omega} + \chi''(\omega) \right) \right] U(\omega) , \quad (51)$$

kde reálna časť je

$$\varepsilon'(\omega) = \varepsilon_\infty + \chi'(\omega) \quad (52)$$

a imaginárna časť je

$$\varepsilon''(\omega) = \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0 \omega} + \chi''(\omega) . \quad (53)$$

Potom môžeme prúd $I(\omega)$ zapísať ako

$$I(\omega) = i\omega C_0 (\varepsilon'(\omega) - i\varepsilon''(\omega)) U(\omega) , \quad (54)$$

$$I(\omega) = i\omega C_0 \varepsilon(\omega) U(\omega) . \quad (55)$$

Stratový činiteľ $\operatorname{tg} \delta$ vo frekvenčnej oblasti je definovaný ako

$$\operatorname{tg} \delta(\omega) = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} = \frac{\frac{\sigma_0}{\varepsilon_0 \omega} + \chi''(\omega)}{\varepsilon_\infty + \chi'(\omega)} , \quad (56)$$

kde permitivita vákua je $\varepsilon_0 = 8,854E-12 \text{ Fm}^{-1}$, ε_∞ je optická permitivita. Konduktivitu vypočítame zo vzťahu (48).

5.3 Prevod z časovej do frekvenčnej oblasti

Prúd vyjadrený v časovej oblasti (rovnica (44)) [4]

$$i(t) = C_0 \left[\frac{\sigma_0}{\varepsilon_0} u(t) + \varepsilon_\infty \frac{du(t)}{dt} + \frac{d}{dt} \int_0^t f(t-\tau) u(\tau) d\tau \right] . \quad (57)$$

Na začiatku je vytvorená postupná transformácia. Ako prvé sa transformovalo napätie v časovej oblasti

$$F\{f(t)\} = F\{u(t)\} = U(\omega) . \quad (58)$$

Na transformáciu derivácie je použitá „Veta o obraze derivácie“, ktorá je vysvetlená v kapitole 4.4.

$$F\{f'(t)\} = i\omega F\{f(t)\} , \quad (59)$$

$$\text{tj. } f'(t) = \frac{du(t)}{dt} . \quad (60)$$

Potom

$$F\left\{\frac{du(t)}{dt}\right\} = i\omega F\{u(t)\} = i\omega U(\omega) . \quad (61)$$

Na poslednú časť zo vzťahu (57) bol použitý obraz konvolúcie dvoch funkcií, ktorá je vysvetlená v kapitole 4.4.

$$F\{(f * g)(t)\} = F(i\omega)G(i\omega) . \quad (62)$$

Pre prepočítavanú poslednú časť z rovnice (57) môžeme zapísať

$$\frac{d}{dt} \int_0^t f(t - \tau) u(\tau) d\tau = \frac{d}{dt} [(g * f)t] , \quad (63)$$

kde

$$f(t - \tau) = g(t) ; \frac{d}{dt} (u(\tau)) = \frac{d}{dt} f(t) . \quad (64)$$

Tým získame prevedené hodnoty

$$F \left\{ \frac{d}{dt} f(t) \right\} = F \{ f'(t) \} = i\omega U(\omega) , \quad (65)$$

$$F \{ g(t) \} = G(i\omega) = \chi(\omega) . \quad (66)$$

Po celkovej transformácii nadobudne rovnica (57) vo frekvenčnej oblasti vzťah

$$I(\omega) = C_0 \left[\frac{\sigma_0}{\varepsilon_0} U(\omega) + i\omega \varepsilon_\infty U(\omega) + i\omega U(\omega) \chi(\omega) \right] , \quad (67)$$

kde $\chi(\omega)$ je Fourierová transformácia z funkcie dielektrickej odozvy $f(t)$. Definovaná je ako komplexná dielektrická susceptibilita [4].

$$f(\omega) = \int_0^\infty f(t) e^{-i\omega t} dt = \chi^* = \chi'(\omega) - i\chi''(\omega) . \quad (68)$$

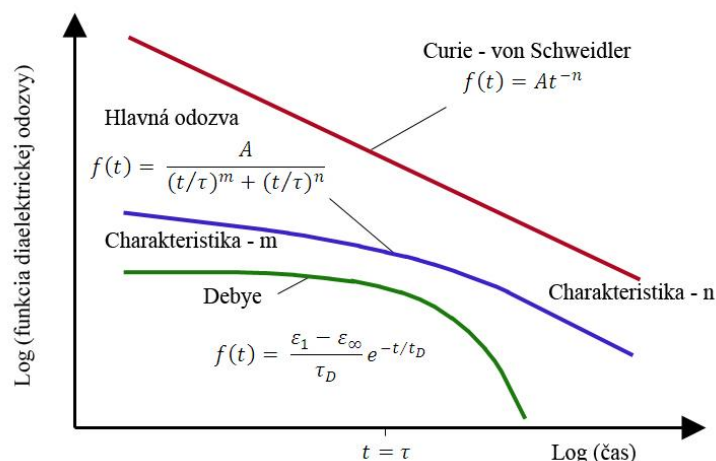
Funkcia dielektrickej odozvy je odhadnutá z depolarizačného (vybíjacieho) prúdu podľa rovnice

$$f(t) = \frac{I_{vyb}}{C_0 U_c} . \quad (69)$$

Pri použití mocninového tvaru optimalizovanej rovnice získame

$$f(t) = A t^{-n} \quad (70)$$

To potvrdzuje, že dielektrická odozva funkcie má charakter „Curie-von Schweidler“ modelu, ktorý je vyjadrený v časovej oblasti [4].



Obr. 10 Rozdielne typy funkcie dielektrickej odozvy v časovej oblasti

Ak dielektrická odozva izolantov vyplýva z „Curie-von Schweidler“ modelu, potom sa Fourierová transformácia môže zapísať ako [16]

$$\chi(\omega) = f(\omega) = \int_0^{\infty} f(t)e^{-i\omega t} dt = \int_0^{\infty} At^{-n}e^{-i\omega t} dt = \frac{A\Gamma(1-n)}{(i\omega)^{1-n}} \quad (71)$$

Vzťah sa dá ďalej upraviť do tvaru

$$\begin{aligned} \chi(\omega) &= \frac{A\Gamma(1-n)}{(i\omega)^{1-n}} = A\Gamma(1-n)(i\omega)^{n-1} = A\Gamma(1-n)(\omega^{n-1})(i^{n-1}) \\ &= A\Gamma(1-n)(\omega^{n-1})(i^n \cdot i^{-1}) = A\Gamma(1-n)(-i\omega^{n-1})(i^n) \\ &= A\Gamma(1-n)(-i\omega^{n-1}) \left[\cos\left(\frac{n\pi}{2}\right) + i\sin\left(\frac{n\pi}{2}\right) \right] \\ &= A\Gamma(1-n)(\omega^{n-1}) \left[\sin\left(\frac{n\pi}{2}\right) - i\cos\left(\frac{n\pi}{2}\right) \right] \end{aligned} \quad (72)$$

kde Γ je Gammová funkcia.

Pre reálnu a imaginárnu susceptibilitu komplexnej susceptability $\chi(\omega)$ môžeme písať [16]

$$\chi'(\omega) = A\Gamma(1-n)(\omega^{n-1}) \left[\sin\left(\frac{n\pi}{2}\right) \right] , \quad (73)$$

$$\chi''(\omega) = A\Gamma(1-n)(\omega^{n-1}) \left[\cos\left(\frac{n\pi}{2}\right) \right] . \quad (74)$$

6 EXPERIMENTÁLNA ČASŤ

6.1 Skúšobné vzorky

V experimentálnej časti boli použité dva druhy drážkovej izolácie materiálu Isonom NKN 2039 a materiálu Isonom NMN 0881. Vzorky sú od firmy ISOVOLTA Elektroisolerstoffe. Vzorky boli merané pri podmienkach okolia a vzorka Isonom NKN 2039 bola zmeraná aj po podmienkach stárnutia. Stárnutie prebiehalo od 100 do 300 hodín pri napetí 1,5 kV.

6.1.1 Isonom NKN 2039

Isonom NKN 2039 je vrstvenej izolačný materiál zložený z tenkej polyimidovej vrstvy materiálu Kapton, ktorý je na oboch stranách pokrytý papierom typu Nomex.

Kapton sa vyrába polykondenzácie z aromatického dianhydridu (dianhydrid kyseliny pyromellitovej) a aromatického diamínu (4,4 – diaminodifenyléter). Vzniknutý predpolymer sa buď vytvrdí pri vyššej teplote, čím vzniká fólia alebo sa rozpustí vo vhodnom rozpúšťadiel a získa sa lak, či lepidlo, ktoré získa konečné vlastnosti vytvrdením pri zvýšenej teplote. Materiál má dobré chemické vlastnosti, odoláva širokej rade rozpúšťadiel, palív a olejov. Má odolnosť voči kyselinám a alkáliím. Má dobré aj mechanické vlastnosti, netaví sa, splňuje najvyššiu triedu samozhášiteľnosti [6].

Nomex je vyrábaný firmou DuPont. Ide o syntetický aromatický polyamid, ktorý sa vyznačuje vysokou pevnosťou v ťahu, nie je elastický, výrazne stráca pevnosť pri ohýbaní, tepelná odolnosť cez 200 °C. Má výborné elektrické vlastnosti – elektrická pevnosť $E_p = 40 \text{ kV mm}^{-1}$, relatívna permitivita $\epsilon_r = 2,5$, vnútorná rezistivita $\rho_v = 10^{16} \Omega \text{ m}$.

Materiál Isonom NKN sa vyznačuje dobrými mechanickými vlastnosťami ako vysokou ohybnosťou materiálu, dobré tepelné vlastnosti (s tepelným stupňom triedy 180), vysoká pevnosť ťahu, veľká odolnosť proti pretrhnutiu a odolnosť voči chemickým vplyvom. Vyznačuje sa dobrými elektrickými vlastnosťami ako je

elektrická pevnosť, stabilita, vysoký izolačný odpor nezávislý na relatívnej vlhkosti. Technické vlastnosti materiálu Isonom NKN 2039 sú vyznačené v tab. 2 [6].

Používa sa predovšetkým ako krycia vrstva, drážková izolácia a fázová izolácia v tepelných namáhaných motoroch. Ďalej sa využíva ako medzivrstvová izolácia v transformátoroch alebo ako prídavná izolácia medzi vinutím a stenami drážky, chráni vinutie pred poškodením o steny drážky. Využíva sa aj v iných elektrických prístrojoch a spotrebičoch [6].

Tab. 2: Technické vlastnosti Isonomu typu NKN 2039

Vlastnosti	Skúšobná metóda	Jednotka	Hodnota
Menovitá hrúbka	IEC 626-2	mm	0,3
Tolerancia	IEC 626-2	mm	±0,03
Plošná hmotnosť	IEC 626-2	g m ⁻²	147
Prierazné napätie	IEC 626-2	kV	5
Prierazné napätie po skladaní	IEC 626-2	kV	5
Ťažná sila (pozdlžna a priečna)	IEC 626-2	N/10mm	35 / 35
Predĺženie (pozdlžne a priečne)	IEC 626-2	%	≥3

6.1.2 Isonom NMN 0881

Isonom NMN 0881 je vrstvený izolačný materiál zložený z polyesterovej fólie PETF (polyethylentereftalát), je pokrytý po oboch stranách vonkajšou vrstvou papieru typu Nomex. Firma ISOVOLTA produkuje tento materiál v niekoľkých modifikáciách a zaraďuje sa medzi viacvrstvkové flexibilné izolačné materiály [7].

Polyethylentereftalát (PETF) sa zaraďuje medzi syntetické makromolekulárne látky alebo polyméry. Majú vysokú molekulovú hmotnosť. PETF je polymér, vznikajúci polykondenzáciou. Polykondenzácia je reakcia, pri ktorej reagujú dva rovnaké alebo rôzne monomery, obsahujúce dve alebo viac reakčných funkčných skupín.

Materiál Isonom NMN má výborné mechanické vlastnosti ako dobrú tepelnú odolnosť, patrí do tepelnej triedy 155, ďalej vysokú pevnosť ťahu a odolnosť proti pretrhnutiu, kombinovanú s vysokou elektrickou pevnosťou. Technické vlastnosti materiálu Isonom NMN 0881 sú vyznačené v tab. 3 [7].

Používa sa hlavne ako vložka drážok, uzáver drážok a fázová izolácia pri výrobe tepelne preťažovaných nízkonapäťových motorov. Využitý je aj ako medzivrstvová izolácia v transformátoroch a ďalších elektrických strojoch a prístrojoch [7].

Tab. 3: Technické vlastnosti Isonomu typu NMN 0881

Vlastnosti	Jednotka	Hodnota
Menovitá hrúbka	mm	0,36
Tolerancia	mm	±0,02
Plošná hmotnosť	g m ⁻²	478
Prierazné napätie	kV	20
Prierazné napätie po skladaní	kV	18
Ťažná sila (pozdĺžna a priečna)	N/10 mm	340/300
Predĺženie (pozdĺžne a priečne)	%	≥2

6.2 Skúšobné zariadenia

6.2.1 Merací prístroj KEITHLEY 6517A

Merací prístroj KEITHLEY 6517 je citlivý elektrometer, ktorý poskytuje presné výsledky meraných fyzikálnych veličín. Ponúka mnoho funkcií, ktoré zjednodušujú meranie vysokej impedancie a rezistivity izolačných materiálov. Umožňuje zapísať až 125 hodnôt merania za sekundu. Poskytuje rýchly a jednoduchý spôsob merania veľmi malých prúdov. Elektrometer má nízkoprúdový vstupný zosilňovač so vstupným prúdom do 3 fA s odstupom šumu v špičke do 0,75 fA. Vstupná impedancia pre meranie napätia a rezistivity je 200 TΩ. Model umožňuje merať súčasne i teploty

v rozsahu hodnot od -25 do +150 °C a relatívnej vlhkosti v rozsahu od 0 do 100 %. Podrobnejšie špecifikácie modelu sú poznačené v tabuľke tab. 4 [11].



Obr. 11: Elektrometer KEITHLEY 6517A

Tab. 4: Špecifikácie elektrometru KEITHLEY 6517A [11]

Meranie napätia		Meranie prúdu		Meranie odporu	
Rozsah	Rozlíšenie	Rozsah	Rozlíšenie	Rozsah	Rozlíšenie
2 V	10 μ V	20 pA	100 aA	2 M Ω	10 Ω
20 V	100 μ V	200 pA	1 fA	20 M Ω	100 Ω
200 V	1 mV	2 nA	10 fA	200 M Ω	1 K Ω
		20 nA	100 fA	2 G Ω	10 K Ω
		200 nA	1 pA	20 G Ω	100 K Ω
		2 μ A	10 pA	200 G Ω	1 M Ω
		20 μ A	100 pA	2 T Ω	10 M Ω
		200 μ A	1 nA	20 T Ω	100 M Ω
		2 mA	10 nA	200 T Ω	1 G Ω
		20 mA	100 nA		

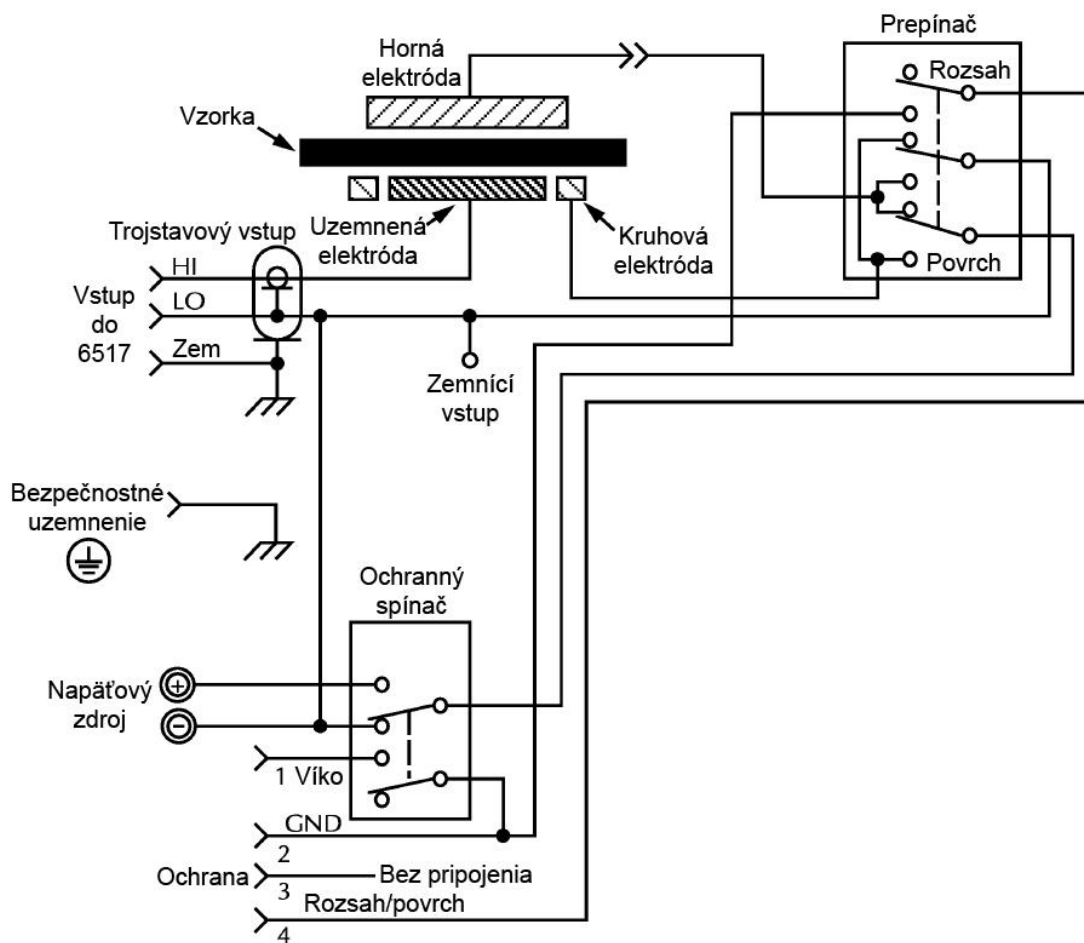
Meranie náboja	
Rozsah	Rozlíšenie
2 nC	10 fC
20 nC	100 fC
200 nC	1 pC
2 μ C	10 pC

6.2.2 Merací elektródový systém KEITHLEY 8009

Merací elektródový systém KEITHLEY 8009 pracuje na princípe trojelektrodovom meracom systéme. Trojelektrodový systém je tvorený dvoma elektródami kruhového tvaru (meracou a napät'ovou) a treťou ochrannou elektródou v tvare medzikružia. Priemer meracej elektródy je 50,8 mm, šírka medzery medzi meracou a ochrannou elektródou je 3,2 mm, ochranná elektróda ma priemer 57,2 mm. Ochranná elektróda slúži na znižovanie vplyvu okrajovej a zemnej kapacity meracej elektródy a vylučuje vplyv povrchového zvodu na výsledok merania. Rozmery modelu 8009 je výška

107,95 mm, šírka 165,1 mm a hĺbka 139,7 mm Schématický diagram elektródového systému KEITHLEY 8009 je na obr. 12 [12].

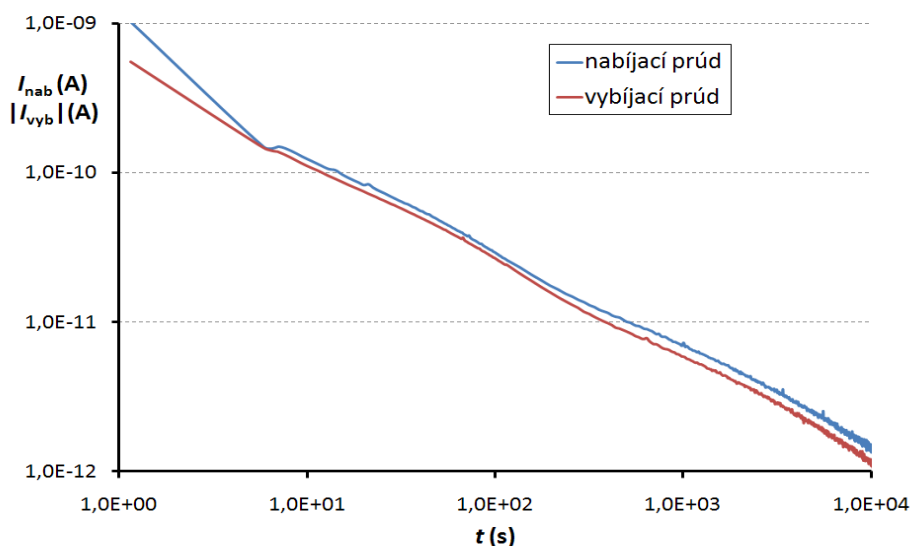
Používa sa ako pre jednosmerné meranie, tak aj pre striedavé meranie na mostoch do frekvencií 10^5 Hz. Podľa noriem sa odporúča veľkosť vzoriek minimálna veľkosť 63,5 mm a maximálna 101,6 mm. Rezistivita modelu 8009 sa nachádza v rozhraní 10^3 až 10^{18} Ω m. Provozná teplota je v rozhraní hodnôt - 30 do + 80 °C. Pracovné (meracie) napätie je 200 V vo špičke [12].



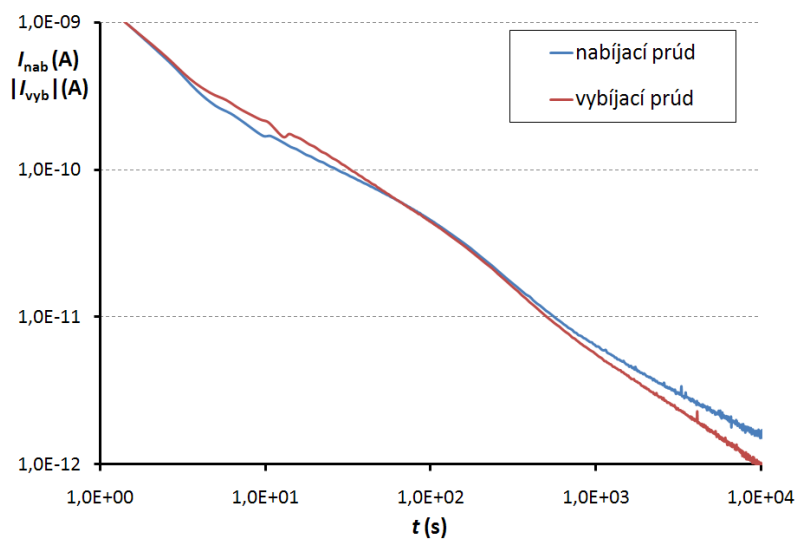
Obr. 12 Schématický diagram elektródového systému KEITHLEY 8009

6.3 Výsledky experimentu

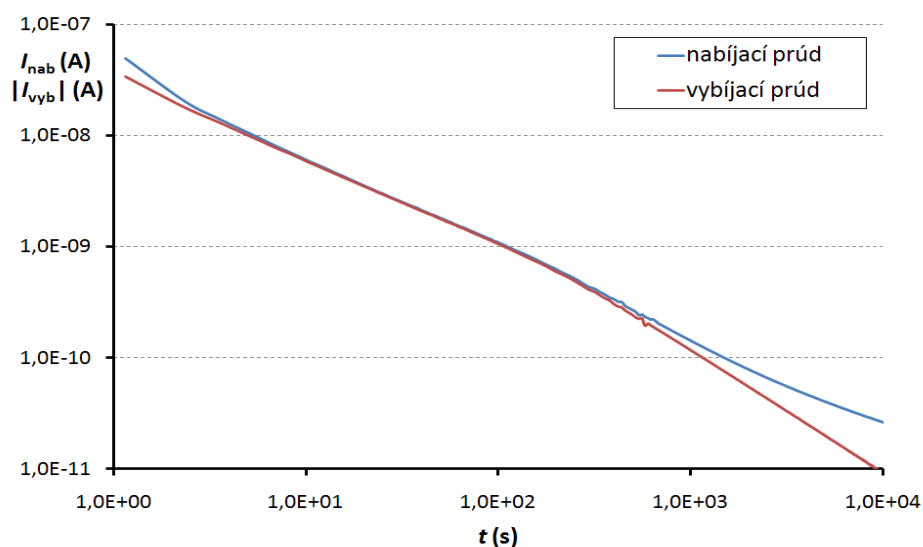
Namerané hodnoty nabíjacieho a vybíjacieho prúdu boli spracované do grafickej závislosti $I_{nab} = f(t)$ resp. $|I_{vyb}| = f(t)$ v logaritmicko – logaritmickom súradnicovom systéme. Uvedené závislosti sú vyjadrené na obr. 13, obr. 14, obr. 15



Obr. 13 Časová závislosť nabíjacieho a vybíjacieho prúdu pre materiál Isonom NMN v pôvodnom stave pri napätí 1 000 V



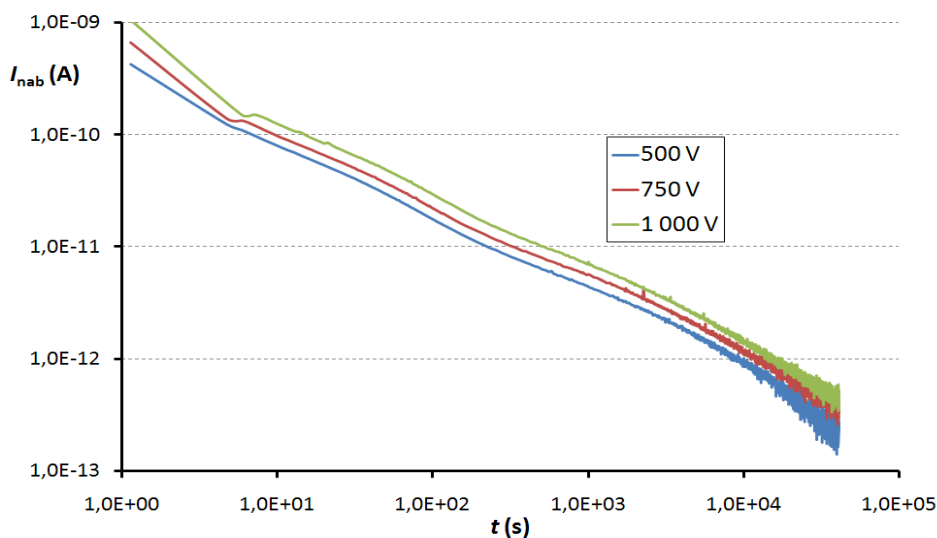
Obr. 14 Časová závislosť nabíjacieho a vybíjacieho prúdu pre materiál Isonom NKN v pôvodnom stave pri napätí 1 000 V



Obr. 15 Časová závislosť nabíjacieho a vybíjacieho prúdu pre materiál Isonom NKN v starnutom stave pri napätí 1 000 V

V rámci experimentu bola overená lineárnosť dielektrických systémov. Z uvedeného dôvodu bol experiment realizovaný pri troch úrovniach jednosmerného napätia a to pri 500, 750 a pri 1 000 V. Porovnanie všetkých troch úrovní jednosmerného napätia je znázornený na

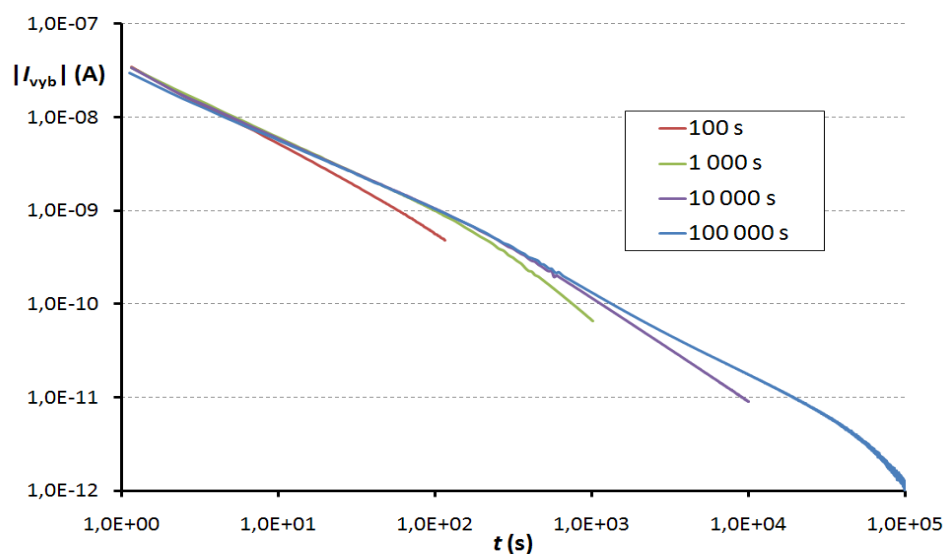
obr. 16



Obr. 16 Časová závislosť nabíjacieho prúdu pri rôznych jednosmerných napätiach

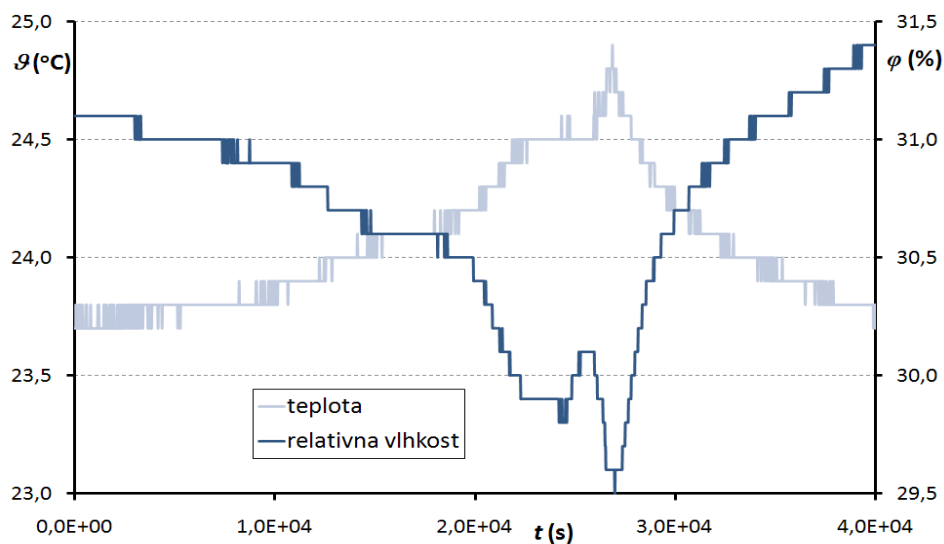
K zisteniu vzájomného vplyvu časovej závislosti vybíjacieho prúdu na dobe nabíjania, bol experiment realizovaný pri rôznych dobách nabíjania a to pri 100, 1 000,

10 000 a pri 100 000 s. Grafické závislosti sú uvedené pre konkrétne príklady nabíjacieho času na obr. 17



Obr. 17 Časová závislosť vybijacieho prúdu na rôznych dobách nabíjania

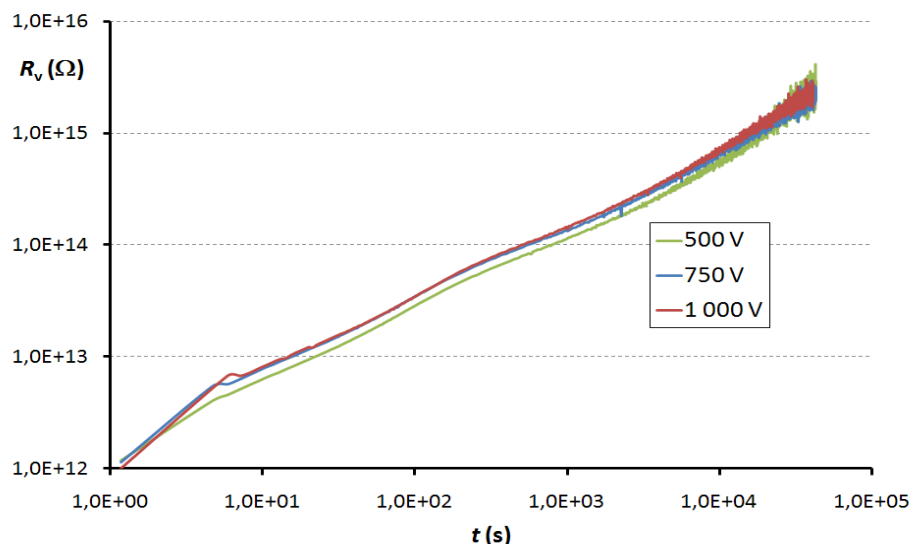
V priebehu celého experimentu bola snaha o zaistenie konštantných atmosférických podmienok (teploty a relatívnej vlhkosti). Grafický záznam časového vývoja relatívnej vlhkosti a teploty jedného meraného cyklu je zobrazený na obr. 18



Obr. 18 Záznam časového priebehu relatívnej vlhkosti a teploty pri experimentálnom meraní.

6.4 Vyhodnotenie experimentu

Pri meraní nabíjajúcich prúdov u rôznych jednosmerných napätiach v rozsahu 500 – 1 000 V, sa potvrdzuje lineárnosť dielektrických systémov a platnosť Ohmovho zákona. Pri týchto napätiach sa ešte nevytvára skreslenie nabíjacieho a vybíjacieho prúdu priestorovým nábojom. Táto platnosť je graficky potvrdená na obr. 19.



Obr. 19 Časová závislosť rezistivity pri rôznych jednosmerných napätiach.

Vplyv nabíjacej doby na priebeh vybíjacieho prúdu potvrdil, že pre presné stanovenie dielektrických vlastností je potrebné zmerať vybíjací prúd pre dostatočnú dlhú dobu nabíjania. Pre dobu trvania merania sa potvrdilo pravidlo, ktoré hovorí, že skúmaná vzorka materiálu by mala byť nabíjaná najmenej o dekádu dlhšieho času, než je doba merania vybíjacieho prúdu, ktorý je úmerný funkcii dielektrickej odozvy. Uvedená skutočnosť je graficky zobrazená na obr. 17.

Merané hodnoty nabíjacieho a vybíjacieho prúdu prechádzajúce dielektrickým materiálom boli použité k výpočtu jednosmernej konduktivity podľa vzťahu

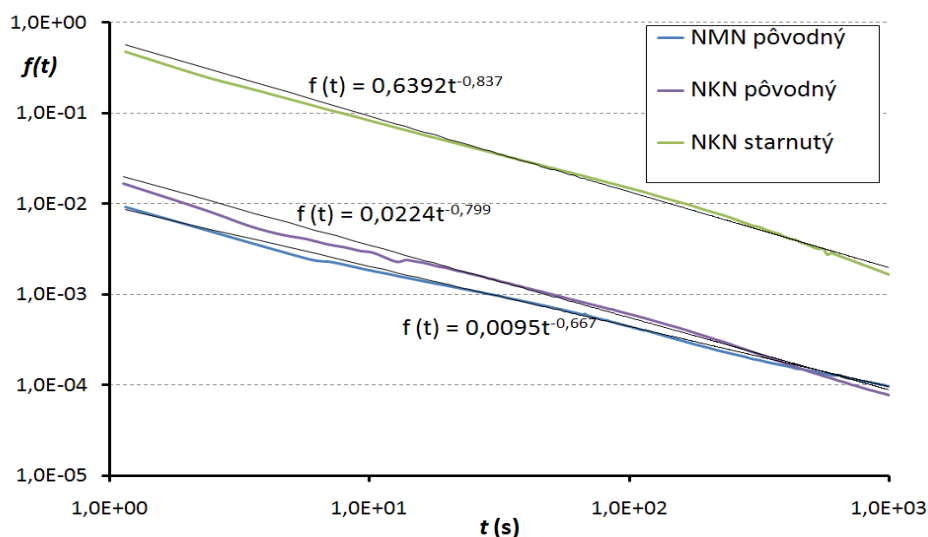
$$\sigma_o \approx \frac{\epsilon_o}{C_o U} [I_{\text{nab}}(t) + I_{\text{vyb}}(t)] \quad (75)$$

Uvedená rovnica je rovnaká ako vzťah (48) a je opätovne uvedená s dôvodu väčšej názornosti.

Z rozmerov elektródového systému a hrúbky vzorky bola vypočítaná geometrická kapacita ekvivalentného vákuového kondenzátora podľa vzťahu

$$C_o = \varepsilon_o \frac{S_{ef}}{h} = \varepsilon_o \pi \frac{(d_m + c)^2}{4h} . \quad (76)$$

K stanoveniu priebehu funkcie dielektrickej odozvy $f(t)$ bol využitý vzťah (69). Grafické znázornenie funkcie dielektrickej odozvy, a jej aproximácie Curie-von Schweidlerovým modelom pri všetkých troch vzorkách, je uvedený na obr. 20. Na základe aplikovaného pravidla o dobe nabíjania je časová závislosť funkcie dielektrickej odozvy v časovom intervale o časovú dekádu menej, ako bola doba nabíjania.



Obr. 20 Závislosť funkcie dielektrickej odozvy na čase a jej mocninový tvar

Pre výpočet komplexnej susceptibility $\chi(\omega)$ využijeme parametre n a A , ktoré boli získané z Curie-von Schweidlerovho modelu, zo vzťahu (70). Pre výpočet komplexnej susceptibility bolo potrebné ešte určiť hodnotu gamu funkcie Γ z uvedeného výrazu $(1 - n)$, ktorá sa získala pomocou programu Matlab, kde n je parameter, ktorý bol získaný z Curie-von Schweidlerovho modelu.

Hodnota komplexnej susceptibility $\chi(\omega)$ sa vypočíta podľa vzťahu (72). Uhlová frekvencia v rovnici susceptibility je premenná hodnota. Pri tomto výpočte bola použitá Hamonová frekvencia, vyjadrená vzťahom

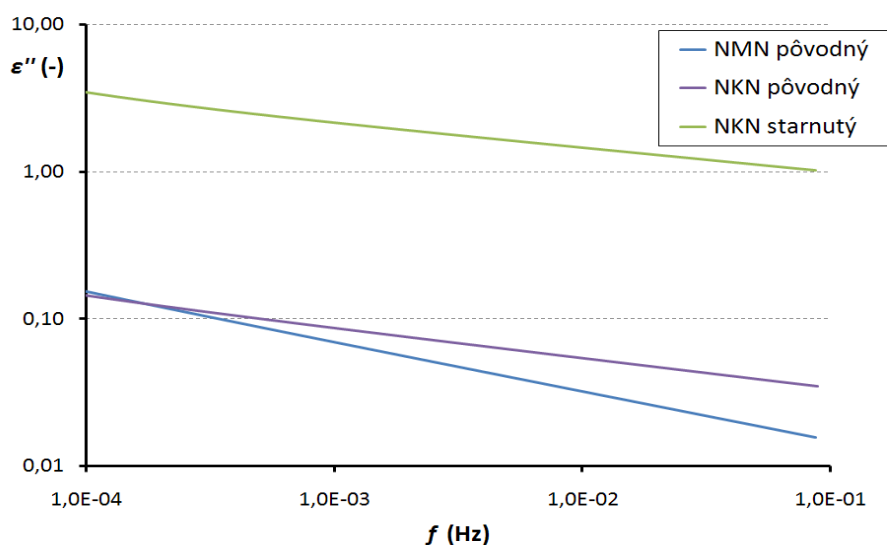
$$f = \frac{0,1}{t} . \quad (77)$$

Táto frekvencia je použitá z toho dôvodu, aby boli možné lepšieho vzájomného porovnania Fourierovej transformácie a Hamonovej aproximácie.

Tab. 5 Veličiny pre výpočet stratového čísla pomocou Fourierovej transformácie a Hamonovej aproximácie

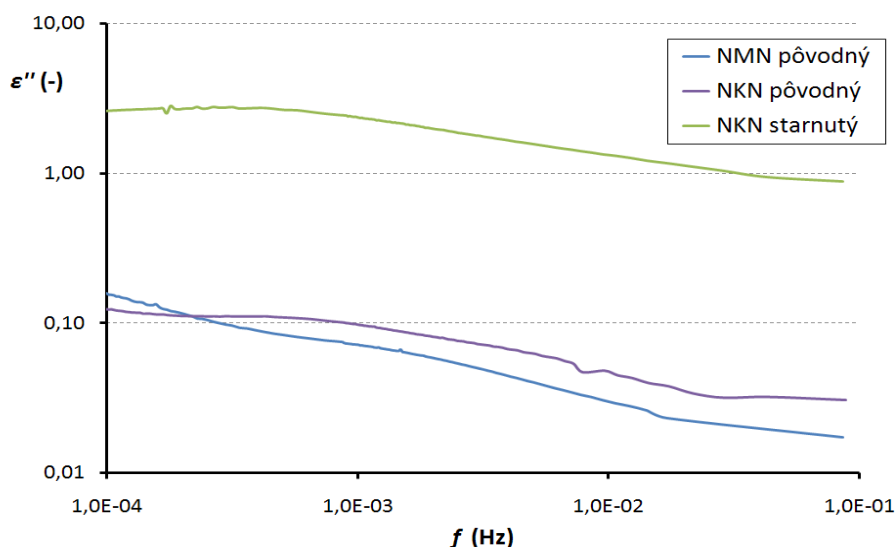
	Isonom NMN - pôvodný	Isonom NKN - pôvodný	Isonom NKN - starnutý
$I_{nab} - I_{vyb} $ (A)	2,0000E-13	3,5000E-13	1,7000E-11
h (m)	3,4000E-04	2,8000E-04	2,8700E-04
d_m (m)	5,0800E-02	5,0800E-02	5,0800E-02
c (m)	3,2000E-03	3,2000E-03	3,2000E-03
S_{ef} (m ²)	2,2902E-03	2,2902E-03	2,2902E-03
C_o (F)	5,9640E-11	7,2420E-11	7,0654E-11
U (V)	1,0000E+03	1,0000E+03	1,0000E+03
σ_o (Sm ⁻¹)	2,9691E-17	4,2791E-17	2,1304E-15
n (-)	6,6700E-01	7,9900E-01	8,3700E-01
A (s)	9,5000E-03	2,1900E-02	6,3920E-01
Γ (1-n)	2,6817E+00	4,5667E+00	5,6985E+00

Stratové číslo sa pomocou Fourierovej transformácie získa podľa vzťahu (53). Grafická závislosť stratového čísla na frekvencii pri všetkých troch vzorkách a pri podmienkach experimentu (napätie 1 000 V, doba nabíjania 10 000 s), je zobrazená na obr. 21



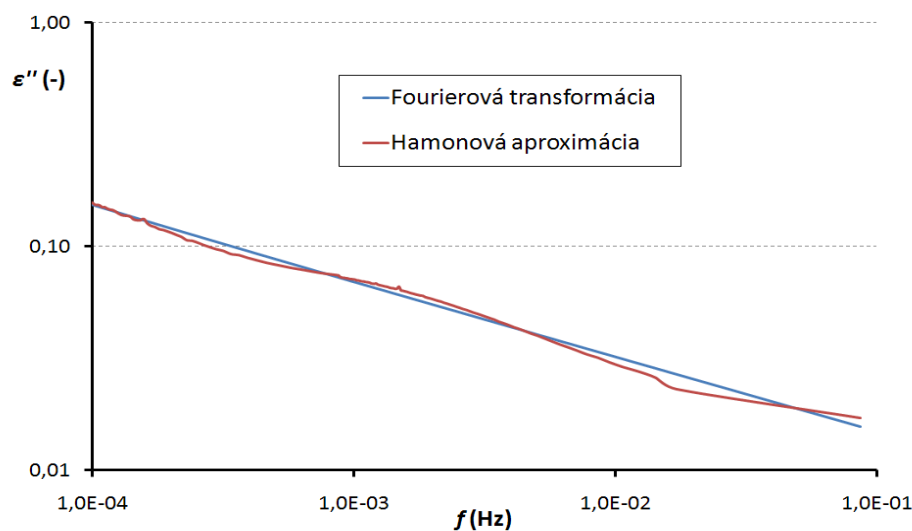
Obr. 21 Frekvenčná závislosť stratového čísla vypočítaná pomocou Fourierovej transformácie z vybíjacieho prúdu

Postup pre stratové číslo pomocou Hamonovej aproximácie je založené na podobnom princípe ako Fourierová transformácia. Jej podstata je založená na vzťahu (31). Výhoda použitia Hamonovej aproximácie spočíva v menšej matematickej náročnosti a tým aj na vyššej rýchlosti výpočtu. Grafická závislosť stratového čísla na frekvencii pri všetkých troch vzorkách a pri podmienkach experimentu (napätie 1 000 V, doba nabíjania 10 000 s), je zobrazená na obr. 22

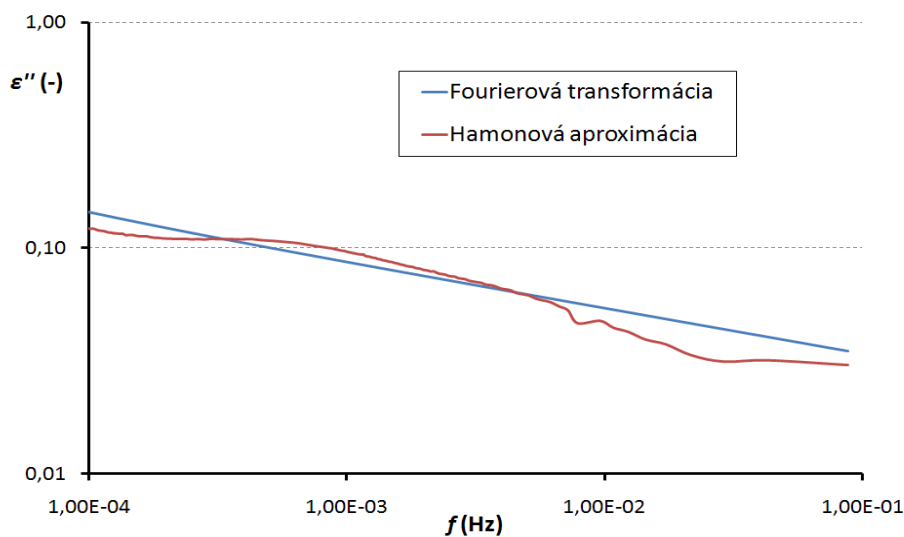


Obr. 22 Frekvenčná závislosť stratového čísla vypočítaná pomocou Hamonovej aproximácie

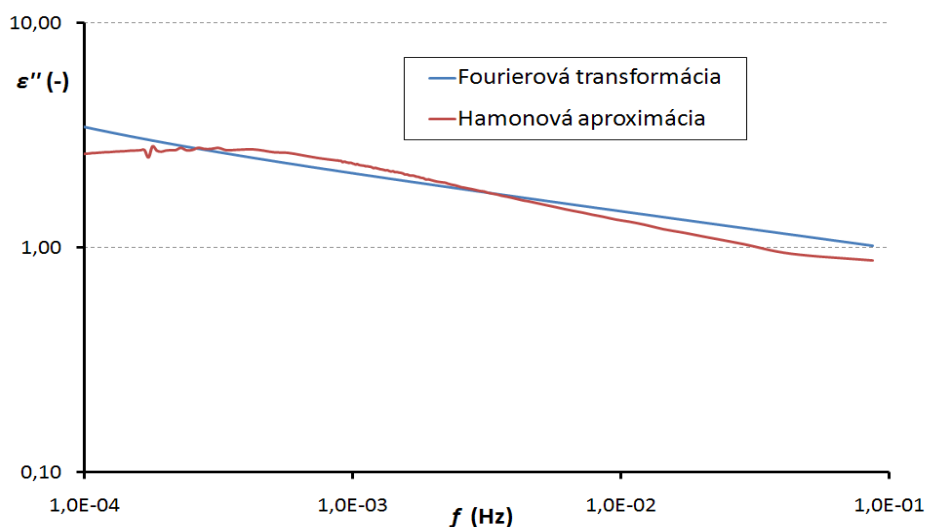
Vzájomné porovnanie výsledkov získané pomocou metód Fourierovej transformácie a Hamonovej aproximácie sú uvedené pre všetky vzorky materiálov na obr. 23, obr. 24, obr. 25. Na grafických závislostiach sú zobrazené frekvenčné závislosti stratového čísla pri podmienkach experimentu (napätie 1 000 V, doba nabíjania 10 000 s)



Obr. 23 Frekvenčná závislosť stratového čísla pre pôvodný materiál Isonom NMN

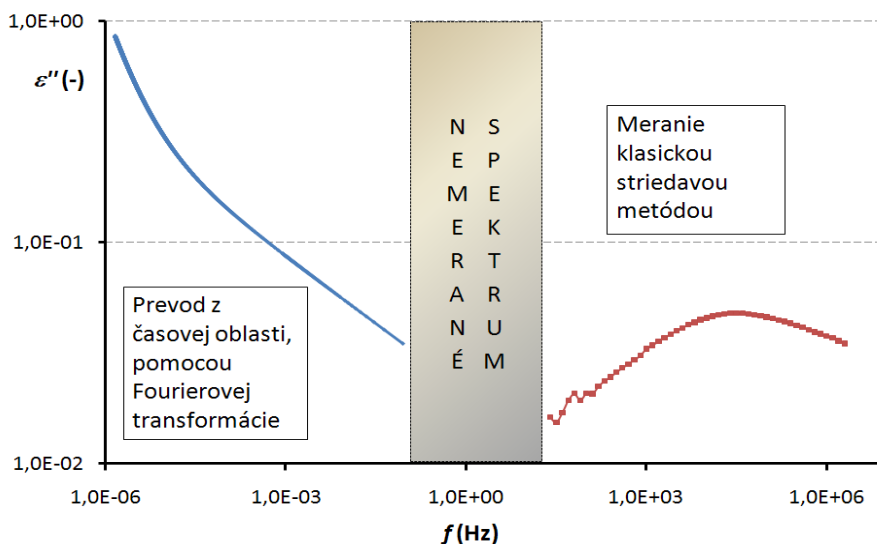


Obr. 24 Frekvenčná závislosť stratového čísla pre pôvodný materiál Isonom NKN

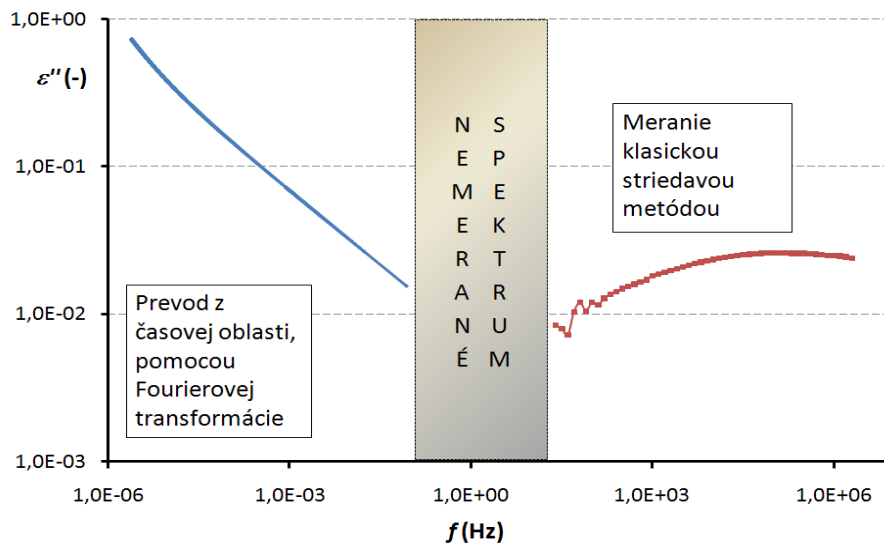


Obr. 25 Frekvenčná závislosť stratového čísla pre stárnutý materiál Isonom NKN

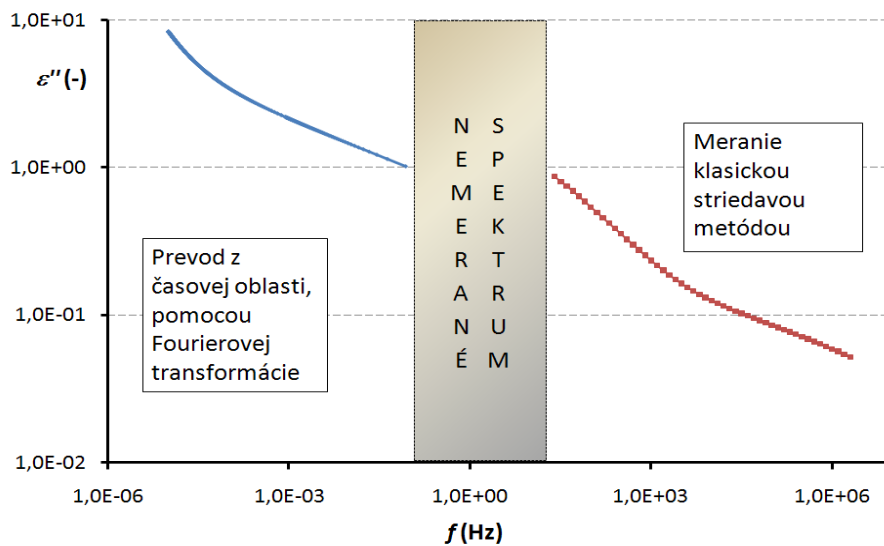
S využitím matematických transformácií vybíjajúcich prúdov v časovej oblasti pomocou Fourierovej transformácie a Hamonovej aproximácie, boli získané priebehy stratového čísla v nízkofrekvenčnej oblasti. Takto získané frekvenčné priebehy imaginárnej zložky komplexnej permitivity boli rozšírené o frekvenčný rozsah dielektrického spektra ($\epsilon'' = f(f)$), ktoré nebolo možné pokryť klasickými striedavými elektrickými metódami. Grafické závislosti sú znázornené na obr. 26 až na obr. 28



Obr. 26 Rozšírený rozsah frekvenčnej závislosti stratového čísla pre pôvodný materiál Isonom NKN



Obr. 27 Rozšírený rozsah frekvenčnej závislosti strátového čísla pre pôvodný materiál Isonom NMN



Obr. 28 Rozšírený rozsah frekvenčnej závislosti strátového čísla pre stárnutý materiál Isonom NKN

7 ZÁVER

Po preštudovaní teoretickej časti vybratých matematických metód, Fourierová transformácia a Hamonová aproximácia, boli v práci vytvorené podrobné postupy k prevodu z časovej do frekvenčnej oblasti. Pri vytváraní postupov bola snaha zabezpečiť všetky podmienky a pravidlá prevodov a matematických metód pre získanie vhodných a zjednodušených vzťahov pre praktické využitie.

Už pri vytváraní postupov bolo potvrdené, že Fourierová transformácia je najznámejšia a najpoužívanejšia metóda pri prevode z časovej do frekvenčnej oblasti a tvorí základ pri vytváraní iných aproximácií, ako je to aj v prípade Hamonovej aproximácie. Pričom Fourierová transformácia je náročnejšia a zložitejšia pre výpočet a pre vytvorenie vhodných vzťahov ako v prípade Hamonovej aproximácie, ktorá pre svoj výpočet potrebuje len jeden vzorec. Obsahuje viac prevodov, viac hodnôt, viac výpočtov a tým je jej rýchlosť výpočtu obmedzená.

Na základe praktického aplikovania a vzájomného porovnania daných metód sa potvrdzuje, že Fourierová transformácia, aj keď je zložitejšia a zdĺhavejšia, vyjadruje presnejšie výsledky na vybraných izolačných vzorkách ako Hamonová aproximácia.

Praktická aplikácia metód bola realizovaná na výsledkoch merania na vybraných dielektrických materiáloch v podobe drážkovej izolácie Isonom. Meranie prebiehalo pri troch rôznych jednosmerných napätiach (500, 750 a 1 000 V) a pri rôznych dobách nabíjania v rozsahu 100 až 100 000 s. Pri čom boli sledované atmosférické podmienky merania (teplota a relatívna vlhkosť). Z týchto podmienok sa overilo, že najvhodnejšie je merať vybrané vzorky pri vyšších napätiach, čo spôsobuje vyššie prúdy a pri dlhšej dobe nabíjania, aby pri prevode mohlo byť aplikované pravidlo o dobe nabíjania.

V experimentálnej časti bola zabezpečená aj podmienka pre prevod pomocou Hamonovej aproximácie, kde je udané, že parameter n musí byť v rozsahu 0,3 do 1,2. V našom prípade bol v rozsahu od 0,65 do 0,85. V experimentálnej časti boli použité dve vzorky s podmienkami okolia a jedna vzorka pri podmienkach stárnutia (zmena vlhkosti, teploty, napätia), čo ovplyvnilo resorpčné charakteristiky prúdov. Vyznačuje sa vyššími prúdmi a tým následne vyšším stratovým číslom vo frekvenčnej oblasti.

LITERATÚRA

- [1] Bařtipán, J.: *Filtrace snímků ve frekvenční oblasti, Rychlá fourierova transformace* (semestrální práce z předmětu KIV/ZVIJ), ZCU v Plzni
- [2] Ďurman V., Olach O.: Porovnanie niektorých metód transformácie dielektrických veličín z časovej do frekvenčnej oblasti. *Elektroizolačná kábelová technika* (EKT), Bratislava, 1999, roč. 52, s 67 - 72
- [3] Farahani, M., Borsi, H., Gockenbach, E.: Calculation and Measurement of Dielectric Response Function in Insulation Systems of High Voltage Rotating Machines. In *7th International Conference on Properties and Applications of Dielectric Materials ICPADM 2003*, Nagoya Japan, 2003
- [4] Farahani, M., Borsi, H., Gockenbach, E.: Dielectric spectroscopy in Time and Frequency Domain on Insulation System of High Voltage Rotating Machines. In *8th IEEE International Conference on Solid Dielectrics (ICSD)*. Toulouse, France, 2004.
- [5] Helgeson, A.: *Analysis of Dielectric Response Measurement Methods and Dielectric Properties of Resin-Rich Insulation During Processing*. Kungl Tekniska Högskolan, ISSN 1100-1593, Apr. 28, 2000.
- [6] ISOVOLTA ELEKTROISOLIERSTOFFE. Wiener Neudorf, Austria. Technische informatik ISONOM NKN 2039
- [7] ISOVOLTA ELEKTROISOLIERSTOFFE. Wiener Neudorf, Austria. Technische informatik ISONOM NMN 0881
- [8] Jiráček, J., Auřrata, R., Liedermann, K., Rozsíválová, Z., Sedlaříková, M.: *Materiály a technická dokumentace, Část materiály v elektrotechnice*. Skriptum FEKT VUT Brno, 2003
- [9] Jiráček, J.: *Struktúra a vlastnosti materialov*, Laboratorné cvičenie . Skriptum FEKT VUT Brno. 2007.
- [10] Kazelle, J.: *Elektrotechnické materiály a výrobné procesy*. VUT Brno. 2004.
- [11] Keithley Instruments, Inc.: Model 6517A Electrometer User's Manual, May 2003
- [12] Keithley Instruments, Inc.: Model 8009 Resistivity Test Fixture Instruction Manual, December 1996
- [13] Odehnal, M.: *Dielektrická spektra kompozitního slídového material při dlouhodobém teplotním namáhaním*. (Diplomová práce). FEKT VUT Brno, 2006.

- [14] Palai-Dany, T.: Možnosti využití elektrometru Keithley 617 v dielektrické relaxační Spektroskopii. *Sborník příspěvků Mezinárodní konference Diagnostika 07*, Nečtiny 11 – 13 září 2007, Ed. Mentlík V., Fakulta Elektrotechnická, ZČU v Plzni
- [15] Sakamoto, W.K.; Kanda, D.H.F.; de Assis Andrade, F.; Das-Gupta, D.K.: Dielectric relaxation of vegetable-based polyurethane. *Journal of Materials Science*, Vol. 38, Nr. 7, April 2003, pp. 1465-1470.
- [16] Shayegani A.A., Gockenbach E., Borsi H., Mohseni H.: Investigation on the transformation of time domain spectroscopy data to frequency domain data for impregnated pressboard to reduce measurement time. *Electrical Engineering*, Springer Berlin / Heidelberg, Vol. 89, Nr. 1, October, 2006. ISSN 0948-7921.
- [17] Shayegani A.A., Gockenbach E., Borsi H., Mohseni H.: Transformation of Time Domain Spectroscopy Data to Frequency Domain Data for Impregnated Pressboard. *In IEEE Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena (CEIDP)*. 17 – 20. October 2004, p.162 - 165
- [18] Smith, S. W.: *The Scientist and Engineer's Guide to Digital Signal Processing*. Chapter 8 – 12, <http://www.dspguide.com/pdfbook.htm>
- [19] Stráník, R., Liedermann, K.: Dielectric spectra of oligohydroxybutadiene. *Sborník práci konference a soutěže Student EEICT 2003*, Brno 24. Dubna 2003, FEKT, VUT Brno
- [20] Volf, M.: *Dielektrická absorpce v drážkové izolaci při dlouhodobém teplotním namáháním*. (Bakalářská práce). FEKT VUT Brno, 2006.

ZOZNAM SYMBOLOV

A (-) a b (K)	materiálová konštanta
C (F)	kapacita
C_o (F)	geometrická kapacita
E ($V\ m^{-1}$)	intenzita elektrického pole
E_p ($V\ m^{-1}$)	elektrická pevnosť
I (A)	elektrický prúd
I_a (A)	absorpčný prúd
I_r (A)	resorpčný prúd
I_{vyb} (A)	vybíjací prúd
I_{nab} (A)	nabíjací prúd
P ($C\ m^{-2}$)	vektor polarizácie
P_z (W)	strátový výkon
Q (C)	elektrický náboj
R (Ω)	elektrický odpor
R_p (Ω)	povrchový odpor
R_v (Ω)	vnútorný odpor
T (K)	teplota
t (s)	čas
$tg\ \delta$ (-)	strátový činiteľ
U (V)	elektrické napätie
U_c (V)	krokové napätie
σ_o ($S\ m^{-1}$)	konduktivita
ε' (-)	relatívna permitivita
ε'' (-)	strátové číslo

ε^* (-)	komplexná permitivita
ε_∞ (-)	optická permitivita
μ_D (C m)	elektrický dipólový moment
χ^* (-)	komplexná susceptibilita
χ' (-)	reálna časť susceptibility
χ'' (-)	imaginárna časť susceptibility
ρ_v (Ω m)	vnútorná rezistivita
ρ_p (Ω)	povrchová rezistivita
A (s) a n (-)	parametre Curie-von Schweidelorovho modelu
S_{ef} (m ²)	efektívna plocha meracej elektródy trojelektrodového meraniceho systému
d_m (m)	priemer meracej elektródy
c (m)	šírka medzery medzi meracou a ochrannou elektrodou
h (m)	hrúbka vzorky
τ (s)	časové posunutie
ω (rad s ⁻¹)	uhlová frekvencia
f (Hz)	frekvencia

ZOZNAM PRÍLOH

Príloha A: Podmienky merania - napätie 500 V, dobá nabíjania 12 h (43 000 s)

Príloha A.1.: Časová závislosť nabíjacieho a vybíjacieho prúdu pre materiál Isonom NKN a NMN v pôvodnom stave

Príloha A.2.: Závislosť funkcie dielektrickej odozvy na čase pre pôvodné materiály Isonom NKN a NMN

Príloha A.3.: Frekvenčná závislosť stratového čísla pre pôvodné materiály Isonom NKN a NMN

Príloha B: Podmienky merania - napätie 750 V, dobá nabíjania 12 h (43 000 s)

Príloha B.1.: Časová závislosť nabíjacieho a vybíjacieho prúdu pre materiál Isonom NKN a NMN v pôvodnom stave

Príloha B.2.: Závislosť funkcie dielektrickej odozvy na čase pre pôvodné materiály Isonom NKN a NMN

Príloha B.3.: Frekvenčná závislosť stratového čísla pre pôvodné materiály Isonom NKN a NMN

Príloha C: Podmienky merania - napätie 750 V, dobá nabíjania 10 000 s

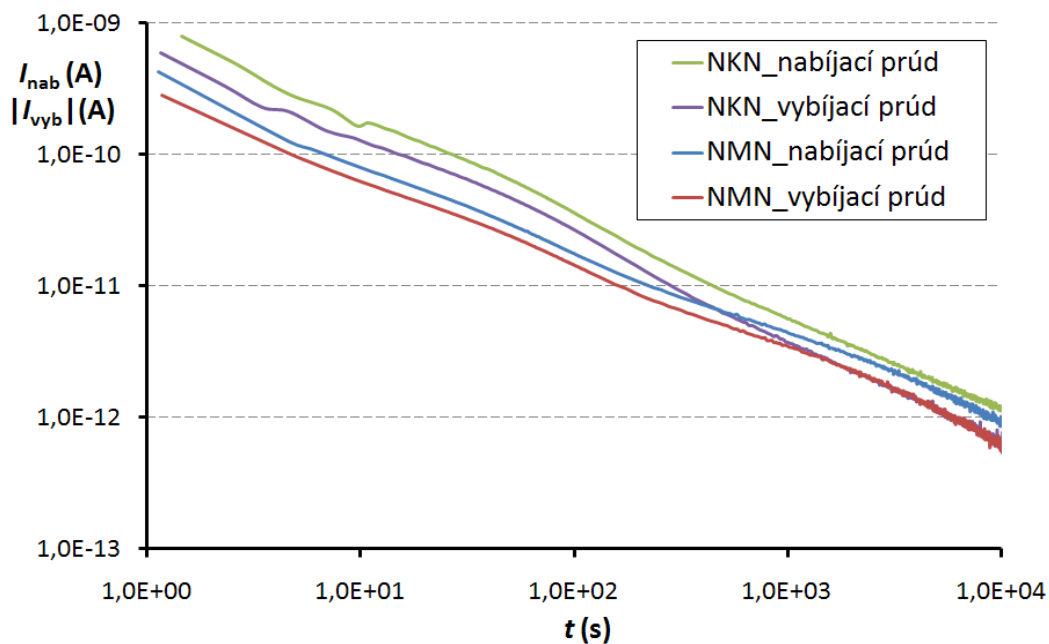
Príloha C.1.: Časová závislosť nabíjacieho a vybíjacieho prúdu pre materiál Isonom NKN v stárnutom stave

Príloha C.2.: Závislosť funkcie dielektrickej odozvy na čase pre stárnutý materiál Isonom NKN

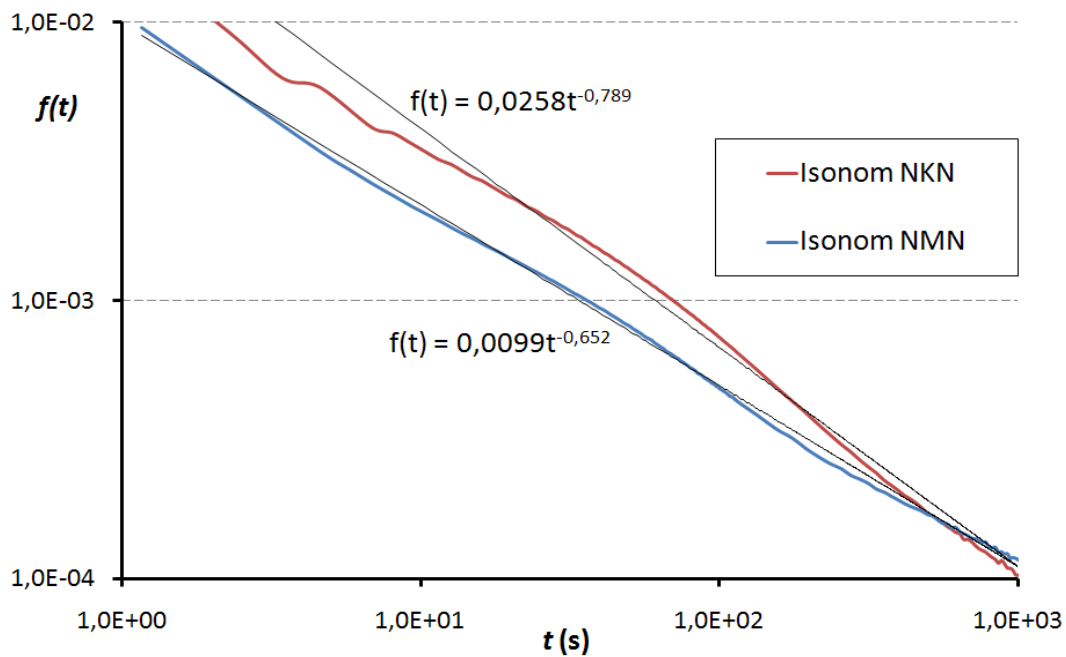
Príloha C.3.: Frekvenčná závislosť stratového čísla pre stárnutý materiál Isonom NKN

Príloha A: Podmienky merania - napätie 500 V, dobá nabíjania 12 h (43 000 s)

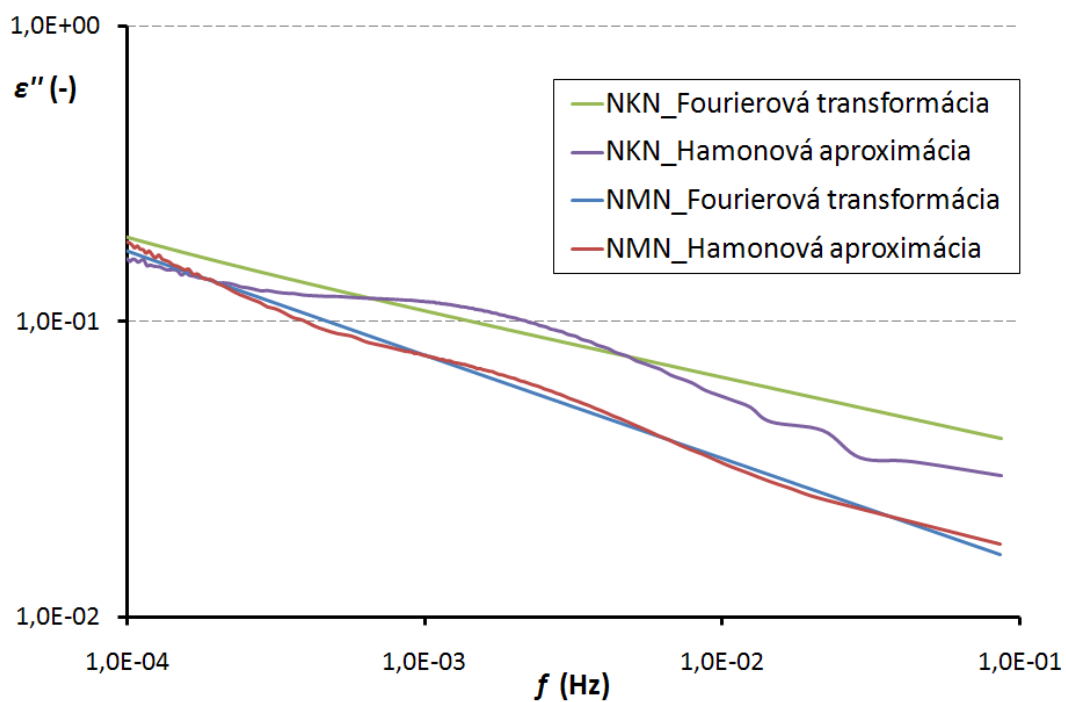
Príloha A.1.: Časová závislosť nabíjacieho a vybíjacieho prúdu pre materiál Isonom NKN a NMN v pôvodnom stave



Príloha A.2.: Závislosť funkcie dielektrickej odozvy na čase pre pôvodné materiály Isonom NKN a NMN

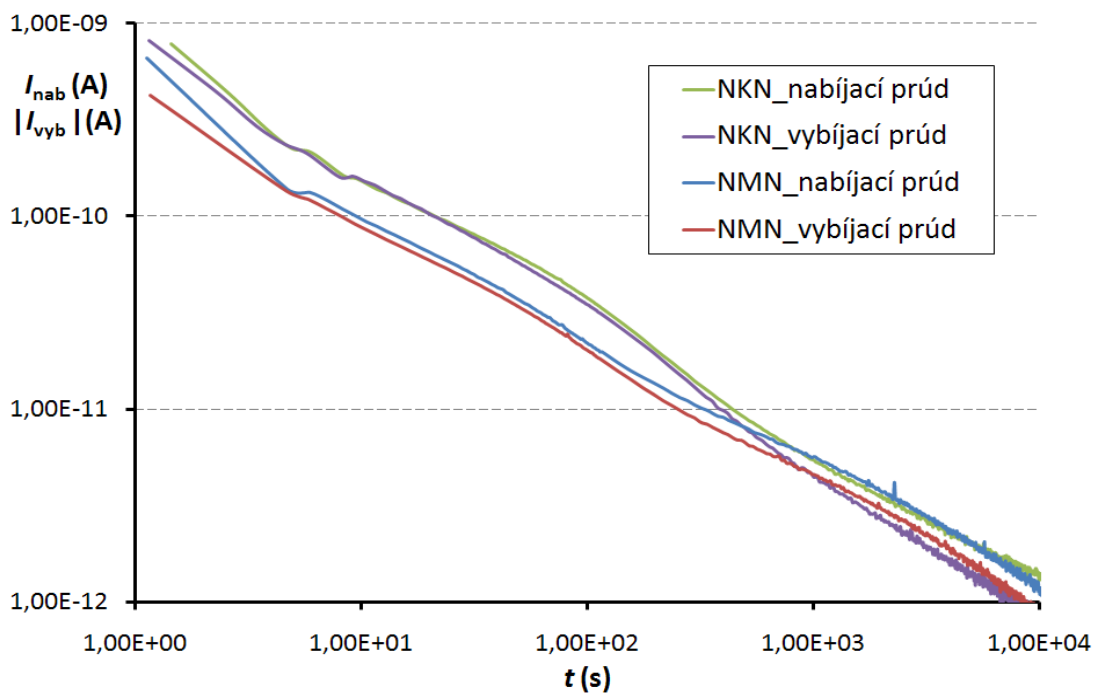


Príloha A.3.: Frekvenčná závislosť stratového čísla pre pôvodné materiály Isonom NKN a NMN

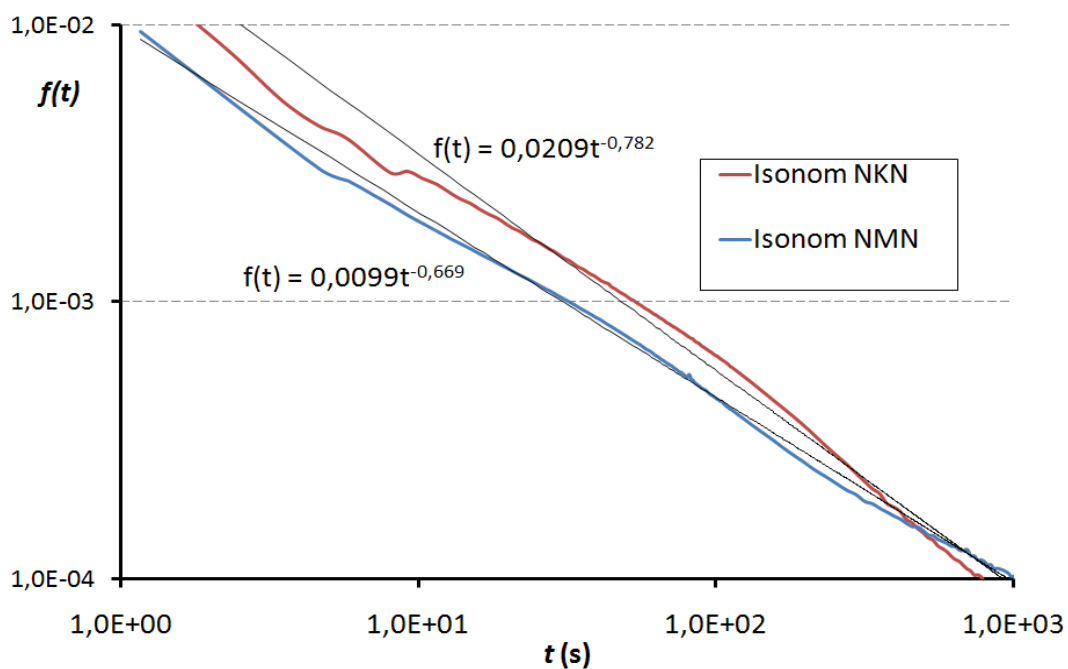


Príloha B: Podmienky merania - napätie 750 V, dobá nabíjania 12 h (43 000 s)

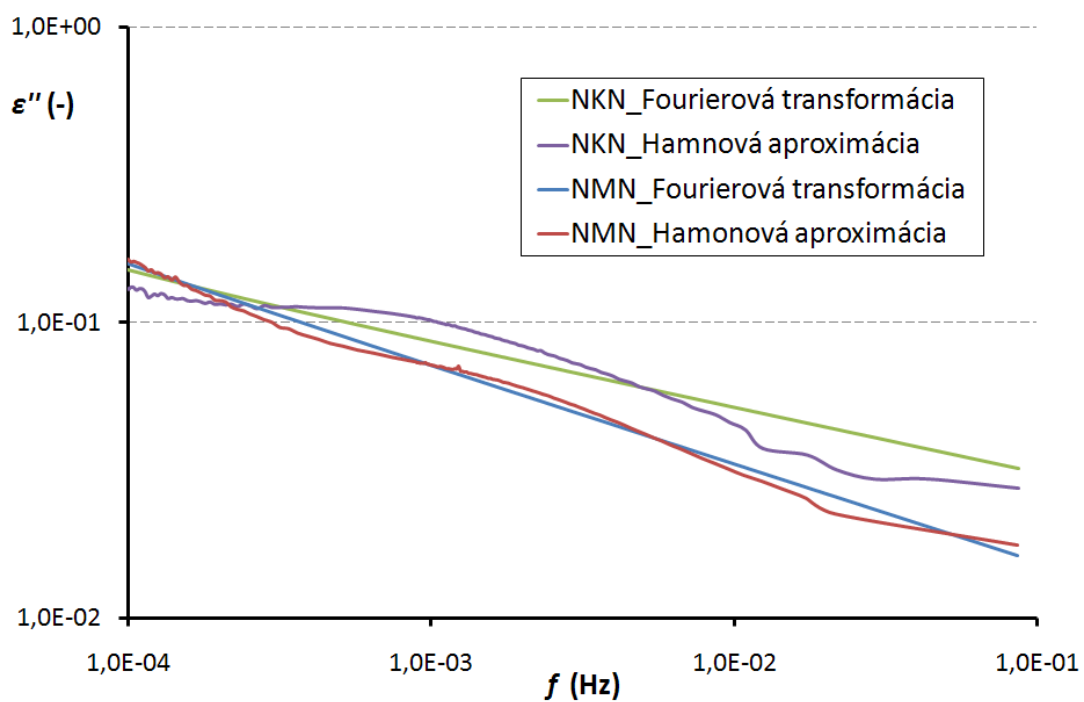
Príloha B.1.: Časová závislosť nabíjacieho a vybíjacieho prúdu pre materiál Isonom NKN a NMN v pôvodnom stave



Príloha B.2.: Závislosť funkcie dielektrickej odozvy na čase pre pôvodné materiály Isonom NKN a NMN

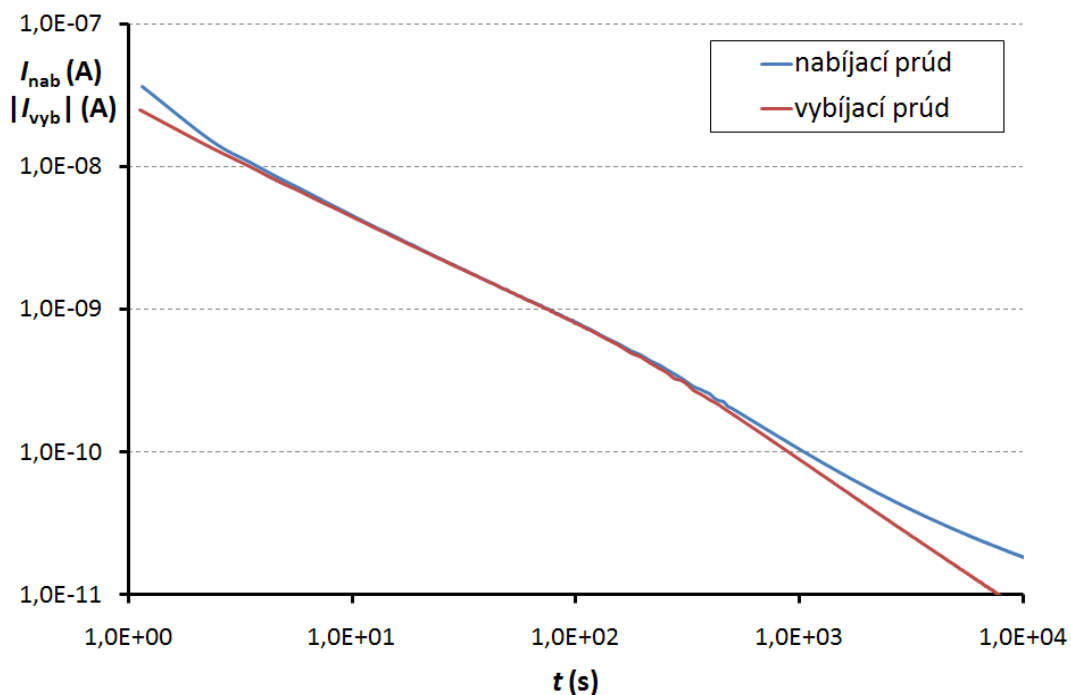


Príloha B.3.: Frekvenčná závislosť stratového čísla pre pôvodné materiály Isonom NKN a NMN

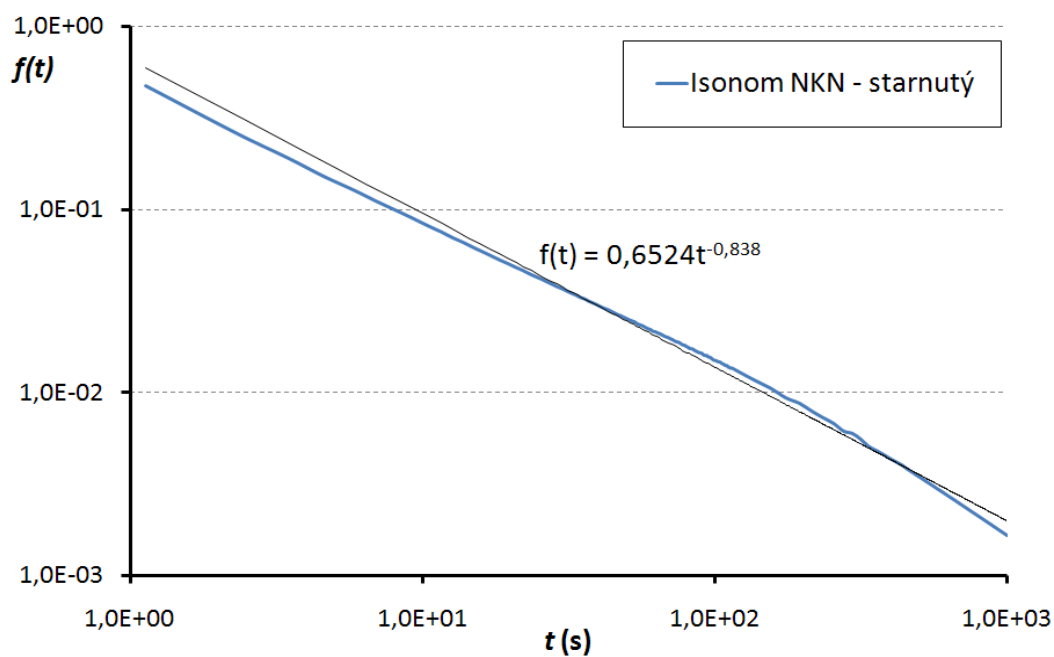


Príloha C: Podmienky merania - napätie 750 V, dobá nabíjania 10 000 s

Príloha C.1.: Časová závislosť nabíjacieho a vybíjacieho prúdu pre materiál Isonom NKN v stárnutom stave



Príloha C.2.: Závislosť funkcie dielektrickej odozvy na čase pre stárnutý materiál Isonom NKN



Príloha C.3.: Frekvenčná závislosť stratového čísla pre starnutý materiál Isonom NKN

