

ZÁPADOČESKÁ UNIVERZITA V PLZNI
FAKULTA ELEKTROTECHNICKÁ
KATEDRA ELEKTROENERGETIKY A EKOLOGIE

DIPLOMOVÁ PRÁCE

**Dielektrická absorpce a její aplikace
v diagnostice elektrických zařízení**

ZÁPADOČESKÁ UNIVERZITA V PLZNI

Fakulta elektrotechnická

Akademický rok: 2014/2015

ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

(PROJEKTU, UMĚLECKÉHO DÍLA, UMĚLECKÉHO VÝKONU)

Jméno a příjmení: **Bc. Miloš MARTINOVSKÝ**
Osobní číslo: **E13N0026K**
Studijní program: **N2644 Aplikovaná elektrotechnika**
Studijní obor: **Aplikovaná elektrotechnika**
Název tématu: **Dielektrická absorpce a její aplikace v diagnostice elektrických zařízení**
Zadávající katedra: **Katedra elektroenergetiky a ekologie**

Z á s a d y p r o v y p r a c o v á n í :

1. Prostudujte a popište proces dielektrické absorpce.
2. Stanovte metody vhodné pro sledování procesu dielektrické absorpce.
3. Určete vhodný diagnostický systém pro hodnocení procesu dielektrické absorpce.
4. Určete parametry vhodné pro hodnocení izolantů zjištěné z dielektrické absorpce.

Rozsah grafických prací: **podle doporučení vedoucího**

Rozsah pracovní zprávy: **30 - 40 stran**


Forma zpracování diplomové práce: **tištěná/elektronická**

Seznam odborné literatury:

1. **Mentlík, V: Dielektrické prvky a systémy, BEN Praha 2006**
2. **Mentlík, V: Diagnostika elektrických zařízení, BEN Praha 2008**

Vedoucí diplomové práce: **Prof. Ing. Václav Mentlík, CSc.**
Katedra technologií a měření

Datum zadání diplomové práce: **15. října 2014**
Termín odevzdání diplomové práce: **11. května 2015**


Doc. Ing. Jiří Hammerbauer, Ph.D.
děkan




Doc. Ing. Karel Noháč, Ph.D.
vedoucí katedry

V Plzni dne 15. října 2014

Abstrakt

Tato diplomová práce je zaměřena na popsání jevu dielektrické absorpce a možnosti využití dějů odehrávajících se ve vnějších obvodech dielektrika pro účely diagnostiky elektrických zařízení. Zabývá se vlastnostmi elektroizolačních materiálů, zejména elektrickou vodivostí a dielektrickými ztrátami a popisuje polarizační procesy probíhající v dielektriku po jeho vložení do vnějšího elektrického pole. V práci jsou uvedeny diagnostické metody pro posouzení a porovnání izolačního stavu dielektrika a na závěr je provedena analýza naměřených hodnot.

Klíčová slova

Dielektrikum, izolant, elektrická vodivost, dielektrické ztráty, ztrátový činitel, ztrátový výkon, měrné dielektrické ztráty, polarizace dielektrika, deformační polarizace, relaxační polarizace, migrační polarizace, dielektrická absorpce, nabíjecí proud, dobíjecí proud, vodivostní proud, absorpční proud, vnitřní rezistivita, vnitřní odpor, polarizační index.

Abstrakt

This diploma thesis is focused on describing the phenomenon of dielectric absorption and possible use of processes taking place in the outer circuits of dielectrics for diagnostics of electrical equipment. It deals with the properties of electrical insulating materials, especially electrical conductivity, dielectric losses and polarization. Describes the processes occurring in the dielectric when it is inserted into the external electric field. The thesis presents diagnostic methods for assessing and comparing the insulating dielectric condition and at the conclusion is an analysis of the measured values.

Key words

Dielectric insulator, electrical conductivity, dielectric loss, loss factor, power loss density, dielectric loss, dielectric polarization, deformation polarization, relaxation polarization, migration polarization, dielectric absorption, charge current, recharge current, leakage current, absorption current, resistivity, internal resistance, polarization index.

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem tuto diplomovou práci vypracoval samostatně, s použitím odborné literatury a pramenů uvedených v seznamu, který je součástí této diplomové práce.

Dále prohlašuji, že veškerý software, použitý při řešení této diplomové práce, je legální.

.....
podpis

V Plzni dne 30. 4. 2015

Miloš Martinovský

Obsah

Seznam symbolů a zkratek	9
Úvod	10
1 Materiály pro elektrotechnické účely	11
1.1 Elektrická vodivost	12
1.1.1 Plynná dielektrika	13
1.1.2 Kapalná dielektrika	15
1.1.3 Pevná dielektrika	17
1.2 Dielektrické ztráty	20
1.2.1 Ztrátový činitel	21
1.2.2 Ztrátový výkon	23
1.2.3 Měrné dielektrické ztráty	25
2 Polarizace	27
2.1 Deformační polarizace	28
2.1.1 Elektronová deformační polarizace	28
2.1.2 Iontová deformační polarizace	28
2.1.3 Pružná dipólová polarizace	29
2.2 Relaxační polarizace	29
2.2.1 Iontová relaxační polarizace	30
2.2.2 Dipólová relaxační polarizace	31
2.3 Migrační polarizace	32
2.3.1 Prostorový náboj	32
2.3.2 Nehomogenní dielektrikum	34
2.4 Polarizace bez působení vnějšího pole	38
3 Dielektrická absorpce	40
3.1 Nabíjení dielektrika	42
3.1.1 Nabití geometrické kapacity	42
3.1.2 Vliv rychlých polarizací	43
3.1.3 Vliv pomalých polarizací	43
3.1.4 Ustálení	45
3.2 Vybíjení dielektrika	45
4 Využití pro diagnostiku	47
4.1 Elektrody a vzorky	47

4.2	Diagnostické metody.....	49
4.2.1	Voltampérová metoda.....	49
4.2.2	Wheatstonův můstek.....	51
4.2.3	Kompenzační metoda.....	52
4.3	Hledané parametry.....	53
4.3.1	Vnitřní rezistivita.....	53
4.3.2	Povrchová rezistivita.....	54
4.3.3	Izolační odpor.....	54
4.3.4	Polarizační index.....	55
4.3.5	Koeficient dielektrické absorpce.....	57
4.3.6	Redukovaný absorpční proud.....	58
4.4	Přenosné měřicí přístroje.....	59
5	Analýza naměřených dat.....	66
5.1	Příprava vzorků.....	66
5.2	Měřicí vybavení.....	67
5.2.1	Elektrodotový systém.....	67
5.2.2	Elektrometr.....	69
5.3	Měření.....	70
5.4	Naměřené hodnoty.....	70
5.5	Vypočtené hodnoty.....	71
5.5.1	Mínutový polarizační index.....	71
5.5.2	Desetiminutový polarizační index.....	72
5.5.3	Vnitřní odpor.....	72
5.5.4	Vnitřní rezistivita.....	72
5.6	Vyhodnocení měření.....	73
6	Závěr.....	75
7	Literatura.....	77
8	Přílohy.....	79

Seznam symbolů a zkratk

C	Elektrická kapacita [F]
C_0	Geometrická elektrická kapacita [F]
E	Intenzita elektrického pole [$V \cdot m^{-1}$]
i_0	Nabíjecí proud [A]
i_a	Absorpční proud [A]
$I_{a\epsilon}$	Činná složka I_a [A]
I_{aj}	Jalová složka I_a [A]
i_{ared}	Redukovaný absorpční proud [A]
i_d	Dobíjecí proud [A]
I_p	Povrchový proud [A]
I_p	Proud odpovídající bezeztrátové polarizacím
i_r	Resorpční proud [A]
i_v	Vodivostní proud [A]
k	Boltzmanova konstanta ($1,381 \cdot 10^{-23} J \cdot K^{-1}$)
p_{i1}	Minutový polarizační index [-]
p_{i10}	Desetiminutový polarizační index [-]
P_z	Ztrátový výkon [W]
p_z	Měrné dielektrické ztráty [$W \cdot m^{-3}$]
Q	Elektrický náboj [C]
R_i	Izolační odpor [Ω]
R_p	Povrchový elektrický odpor [Ω]
R_v	Vnitřní elektrický odpor [Ω]
T	Termodynamická teplota [K]
$tg\delta$	Ztrátový činitel [-]
U	Elektrické napětí [V]
W	Potenciálová bariéra [$kJ \cdot mol^{-1}$]
γ	Konduktivita [$S \cdot m^{-1}$]
ϵ	Permitivita [$F \cdot m^{-1}$]
ϵ_0	Permitivita vakua ($8,854 \cdot 10^{-12} F \cdot m^{-1}$)
η	Dynamická viskozita [$N \cdot s \cdot m^{-2}$]
ρ	Rezistivita [$\Omega \cdot m$]
ρ_p	Povrchová rezistivita [Ω]
ρ_v	Vnitřní rezistivita [$\Omega \cdot m$]
τ	Relaxační doba [s]

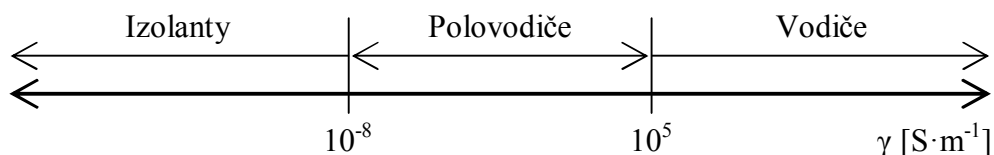
Úvod

Vzhledem k stále stoupajícím nárokům na spolehlivost výrobních celků je kladen důraz i na spolehlivost a bezpečnost i všech jeho podsystémů. Takovým podsystémem může být v případě elektrického zařízení izolační systém, který, stejně jako všechny ostatní součásti, je namáhán okolními vlivy. V zájmu zajištění bezporuchového chodu zařízení je možné aplikovat diagnostické metody, které dokážou odhalit zhoršující se stav izolačního systému způsobený degradací materiálu, či jeho zvlhnutím nebo znečištěním.

Tato diplomová práce se zabývá možnostmi diagnostikování narušení a poškození izolace na základě jevu dielektrické absorpce, která je úzce svázána s polarizačními procesy odehrávajícími se v dielektriku. Úvod práce je věnovaný teoretickému rozboru problematiky a popisu chování dielektrika v elektrickém poli. V další části je proveden rozbor dějů probíhajících v dielektriku během jeho nabíjení a jsou uvedeny postupy a veličiny, které lze ze získaných charakteristik využít pro posouzení stavu izolace. V závěru práce je proveden rozbor naměřených dat tří elektroizolačních materiálů.

1 Materiály pro elektrotechnické účely

Veškeré materiály, používané pro elektrotechnické účely, lze rozdělit do tří základních kategorií: vodiče, polovodiče a izolanty. Toto rozdělení úzce souvisí se stavbou samotného materiálu, především s koncentrací volných nosičů elektrického náboje v jejich struktuře. Jak už jejich název napovídá, volné nosiče se mohou volně pohybovat materiálem a látky s jejich vysokou koncentrací jsou elektricky vodivé. Koncentrace volných nosičů náboje je tedy úměrná měrné elektrické vodivosti – konduktivitě γ [$\text{S}\cdot\text{m}^{-1}$]. Na následujícím diagramu jsou znázorněny hraniční hodnoty konduktivity pro všechny tři typy materiálů:



Obr. 1.1 Rozdělení materiálů podle konduktivity

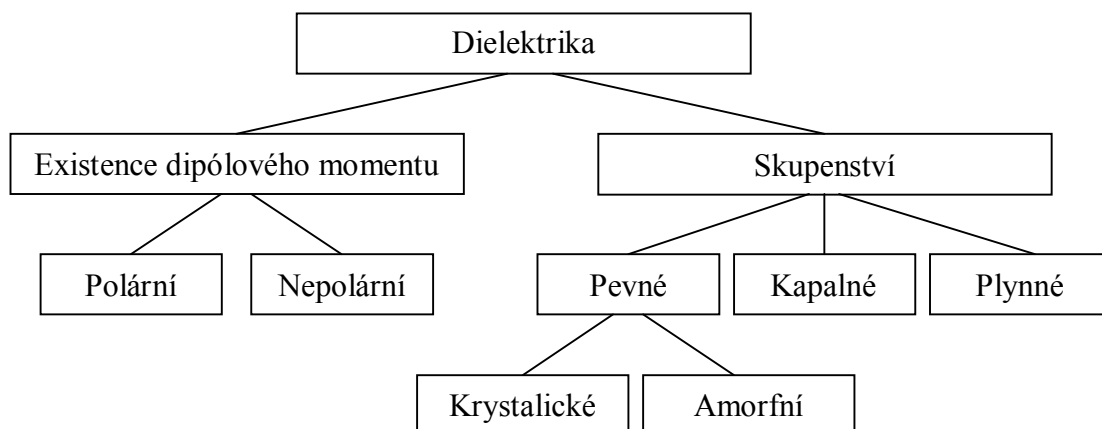
Oproti tomu se mohou v materiálech vyskytovat ještě vázané nosiče elektrického náboje, které jsou ukotveny ve svých rovnovážných polohách, což způsobuje, že jejich pohyb je do značné míry omezený.

Látky, označované jako vodiče, se vyznačují vysokou koncentrací volných nosičů elektrického náboje a jejich měrná elektrická vodivost je tedy vysoká. Jako příklad lze uvést například cín ($5,9 \cdot 10^6 \text{ S}\cdot\text{m}^{-1}$), měď ($5,6 \cdot 10^7 \text{ S}\cdot\text{m}^{-1}$), či stříbro ($6,3 \cdot 10^7 \text{ S}\cdot\text{m}^{-1}$).

Na druhé straně tohoto spektra leží izolanty s mizivým množstvím volných nosičů elektrického náboje ve své struktuře. Pokud bychom uvažovali ideální izolant, bylo by možné mluvit o nulové koncentraci volných nosičů, nicméně reálné izolanty obsahují i volné nosiče. Konduktivita velmi dobrých izolantů bývá menší než $10^{-12} \text{ S}\cdot\text{m}^{-1}$. V elektrotechnice se tyto materiály používají k oddělení dvou míst s rozdílným elektrickým potenciálem a tím pádem k zabránění průchodu elektrického proudu mezi těmito místy.

Pro izolanty by se dal použít i obecnější výraz dielektrikum. Pojem dielektrikum se používá pro označení nevodičů, nikoliv však nezbytně izolantů. Dielektrika tvoří množinu látek, která se jeví jako elektricky neutrální a jejichž podmnožinou jsou i izolanty. Každý izolant lze tedy označit jako dielektrikum, ovšem ne každé dielektrikum lze pokládat za izolant.

Zatímco izolant má za úkol od sebe elektricky oddělit dvě místa s rozdílným elektrickým potenciálem a zabránit tak průchodu elektrického proudu, dielektrikum je možné považovat za látku spíše aktivní. Ve struktuře dielektrik jasně převládají vázané nosiče elektrického náboje nad volnými nosiči. Za dielektrikum lze tedy rovněž označit takovou látku, která má schopnost vytvářet vlastní vnitřní elektrické pole. Tato vlastnost se projevuje zejména po vložení do vnějšího elektrického pole, kdy dochází k posunu těchto vázaných nosičů, ovšem pouze na malé vzdálenosti. Na dielektrikum pak lze nahlížet jako na polarizované prostředí, přičemž právě koncentrace a druh nosiče elektrického náboje výrazně ovlivňuje jeho chování ve vnějším elektrickém poli. Dielektrika můžeme rozdělovat na základě několika kritérií. Podle skupenství se dělí na plynná kapalná a pevná, přičemž pevná dielektrika lze podle struktury dále dělit na krystalické a amorfí. Všechna skupenství se dělí podle existence elementárního dipólového momentu na polární a nepolární.



Obr. 1.2 Rozdělení dielektrik – převzato z [1]

1.1 Elektrická vodivost

Při výběru konkrétního materiálu pro elektrotechnické účely je nutné mít na zřeteli, že každý izolant obsahuje určité množství příměsí a nečistot a tak nelze vyloučit ani existenci volných nosičů elektrického náboje v jeho struktuře. Každý materiál, izolanty nevyjímaje, má tedy jistou elektrickou vodivost. V praxi se pro diagnostické účely při posuzování elektrické vodivosti dielektrik používá již zmiňovaná měrná elektrická vodivost – konduktivita γ [$\text{S}\cdot\text{m}^{-1}$] a měrný elektrický odpor – rezistivita ρ [$\Omega\cdot\text{m}$].

1.1.1 Plynná dielektrika

Ze všech skupenství je u plynných dielektrik vzájemné působení molekul nejslabší, a to až do takové míry, že je ho možné téměř zanedbat. Tento fakt je dán stavbou plynů. Jsou složeny zejména z neutrálních molekul, mezi kterými jsou mnohonásobně větší mezimolekulární vzdálenosti, než je velikost samotné molekuly. Stavba plynu, spolu s nízkou koncentrací volného elektrického náboje, způsobuje, že za běžných podmínek, tedy ve slabém elektrickém poli a za nízkých teplot, jsou velmi dobrými izolanty.

K přenosu elektrického proudu v plynech dochází pohybem kladných a záporných částic vlivem elektrického pole. Případné volné nosiče vznikají tak, že se elektrony pohybující se po svých drahách kolem jádra, vzdálí od jádra natolik, až mezi nimi přestanou působit vzájemné vazební síly. Aby k uvolnění mohlo dojít, musí na částice působit některý z ionizačních faktorů, kterým může být elektrické pole, případně radioaktivní či kosmické záření. Pokud dojde k absorbování dostatečného množství této ionizační energie, elektrony se mohou uvolnit a nastává ionizace plynu. Vzhledem k průběhu a vzniku ionizační energie je možné rozlišovat tři hlavní druhy ionizace:

- a) Prvním z nich je nárazová ionizace, kdy se neutrální částice ionizuje během srážky s elektronem nebo iontem, který byl urychlen elektrickým polem, působením teploty, nebo radioaktivním zářením.
- b) Dalším typem je fotoionizace, během které neutrální částice pohltí foton. V tomto případě jsou ionizačními faktory gama záření, popřípadě Rentgenové či kosmické záření.
- c) Posledním typem je povrchová ionizace, při níž dochází k uvolňování elektronů z povrchu elektrod.

V plynech je možné rozlišovat dva typy vodivosti: samostatnou a nesamostatnou. Pokud na plyn působí slabé elektrické pole, může k ionizaci dojít pouze vlivem působení ionizačních faktorů. V takovém případě, kdy vytvářejí elektrickou vodivost částice vzniklé účinkováním vnějších vlivů, nazýváme vodivost nesamostatnou. Překročí-li intenzita elektrického pole určitou hodnotu, dochází k nárazové ionizaci a potom se jedná o samostatnou vodivost plynů.

Stejně jako mohou volné nosiče elektrického náboje vznikat, mohou i zanikat a stejně jako při jejich vzniku se tak může dít několika způsoby:

- a) První způsob předpokládá, že je možné přenášet náboj mezi elektrodou a nábojem. V takovém případě může dojít k zániku volných nosičů jejich neutralizací dopadem na elektrodu s opačnou polaritou, kde dojde k odevzdání, popřípadě přijetí náboje. Tím se z volných nosičů stávají neutrální atomy a jako takové se opět mohou vzdálit od elektrody.
- b) Druhým způsobem zániku volného nosiče elektrického náboje je jeho rekombinace s jiným nosičem náboje opačné polarizace. Po srážce vzniká opět neutrální atom nebo molekula. K rekombinaci dochází souběžně s procesem ionizace a schopnost nosičů rekombinovat je v přímé úměře s koncentrací iontových párů v plynu.

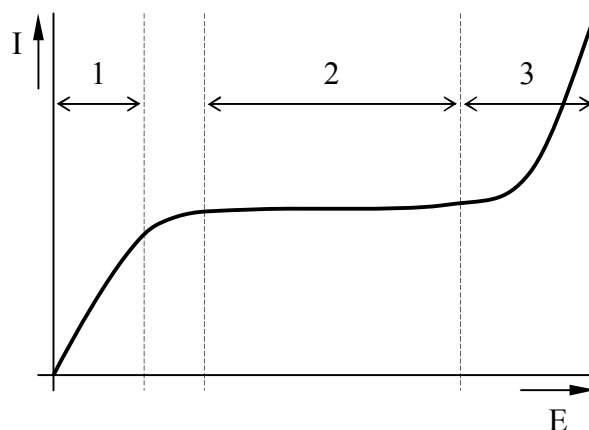
Kromě koncentrace volných nosičů elektrického náboje ovlivňuje elektrickou vodivost plynů i jejich pohyblivost. Částice se v plynu pohybují neustálým tepelným pohybem, během kterého mezi nimi dochází k srážkám. Pokud je plyn vystaven působení elektrického pole, superponuje se na tepelný pohyb částic ještě zrychlení ve směru elektrického pole, což pravděpodobnost srážek zvyšuje. Při srážce s neutrální částicí odevzdá uvolněný nosič elektrického náboje svou kinetickou energii, která dosáhne nejvyšší hodnoty v okamžiku právě před srážkou.

Pro popsání vodivosti plyných izolantů je možné použít voltampérovou charakteristiku (obr. 1.3), která definuje závislost elektrického proudu na intenzitě elektrického pole. Budeme-li uvažovat deskový kondenzátor s plyným dielektrikem, který zapojíme do obvodu se zdrojem stejnosměrného napětí a toto napětí budeme postupně zvyšovat, je možné pozorovat určité změny.

Při nižších hodnotách napětí je počet vzniklých nosičů náboje v rovnováze s počtem nosičů zaniklých rekombinací, či neutralizací na elektrodách. Je to dáno tím, že při nízkých hodnotách intenzity elektrického pole získají volné nosiče malou rychlost a pravděpodobnost jejich rekombinace je tak velká. Tato část voltampérové charakteristiky se nazývá oblast platnosti Ohmova zákona (úsek 1 na obr. 1.3).

Při zvyšování napětí získávají volné nosiče elektrického náboje vyšší rychlost, díky níž jsou schopny urazit vzdálenost mezi elektrodami za kratší čas, než jaký je potřebný pro rekombinaci. Tím pravděpodobnost rekombinace klesá a stoupá naopak počet volných nosičů, které se neutralizují na elektrodách. Tato část voltampérové charakteristiky se nazývá oblast nasyceného proudu a vyznačuje se tím, že v této oblasti není proud procházející dielektrikem závislý na přiloženém napětí (úsek 2 na obr. 1.3).

Bude-li se i nadále napětí zvyšovat a intenzita elektrického pole dosáhne kritické hodnoty ($E_k = 1 \text{ kV} \cdot \text{mm}^{-1}$) začne docházet k nárazové ionizaci [1]. Dielektrikum ztratí svoje elektroizolační vlastnosti a proudová hustota se začne exponenciálně zvyšovat. Tato část voltampérové charakteristiky se nazývá oblast nárazové ionizace, nebo také oblast samostatné vodivosti (úsek 3 na obr. 1.3).



Obr. 1.3 Voltampérová charakteristika plynných dielektrik - zdroj [1]

1.1.2 Kapalná dielektrika

Vodivost kapalných dielektrik velmi závisí na jejich struktuře. Obecně lze jako kapalně dielektrikum využít látku s malým dipólovým momentem, jejíž molekuly jsou vázány kovalentními vazbami. V porovnání s plyny mají kapalná dielektrika daleko menší mezimolekulární vzdálenosti. Mezimolekulární síly, i přes svůj krátký dosah, tak mohou působit na okolní částice. Pohyb molekul je tedy omezen a naopak se oproti plynům zvyšuje jejich koncentrace a to až do takové míry, že dochází ke vzniku určitých nestálých uspořádání, která se nazývají klastry. Tato uspořádání se ovšem mění v čase a zejména vlivem tepelného pohybu částic dochází k přerušování mezimolekulárních vazeb, které se opětovně vytvoří mezi jinými molekulami. Tato uspořádání, jejich struktura a skladba, včetně příměsí a případných nečistot, má vliv na elektrickou vodivost kapalných dielektrik. Obsah příměsí (ať už chtěných, či nežádoucích) vede na rozdělení kapalin na technicky čisté a extrémně čisté.

Extrémně čisté kapalně izolanty jsou důkladně rafinované a odplyněné látky, jejichž konduktivita se pohybuje v rozmezí $\gamma = 10^{-14} \div 10^{-15} \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$ [1]. Jejich velmi nízká konduktivita je způsobena přítomností volných nosičů náboje, které mohou vznikat:

- a) vlivem záření dochází k ionizaci neutrálních částic

- b) tepelným vybuzením elektronů na vyšší energetickou hladinu (excitací)
- c) štěpením molekul (disociací) samotné kapaliny nebo jejích příměsí
- d) v případě silných elektrických polí může docházet k jejich emisi z katody

Vlivem vyšší koncentrace volných nosičů elektrického náboje se konduktivita technicky čistých kapalných izolantů pohybuje v rozmezí $\gamma = 10^{-11} \div 10^{-12} \text{ S}\cdot\text{m}^{-1}$ a lze rozlišovat dva druhy vodivosti:

- a) Prvním druhem je elektroforetická vodivost, která je charakteristická tím, že nositeli nábojů jsou zde skupiny molekul (koloidní částice). Vlivem působení vnějšího elektrického pole jsou tyto koloidní částice uvedeny do pohybu. Tento jev se nazývá elektroforéza.
- b) Druhým typem elektrické vodivosti kapalných izolantů je iontová vodivost, kterou lze ještě rozdělit na vlastní a nevlastní. V případě vlastní iontové vodivosti se jedná o disociaci molekul vlastní kapaliny. Vlivem této disociace vznikají ionty, jejichž pohyb v objemu látky způsobuje vodivost. Nevlastní iontová vodivost je dána přítomností příměsí v technicky čistých izolantech. Tyto příměsi mohou opět disociovat a vznikají nové částice, které se pohybují v objemu kapaliny a způsobují vodivost.

Závislost proudu, procházejícího extrémně čistým kapalným izolantem, na intenzitě elektrického pole, tedy jeho voltampérová charakteristika, je obdobná jako u plyných dielektrik. Opět je zde při nižších intenzitách elektrického pole oblast platnosti Ohmova zákona, která se zvyšující se intenzitou přechází do oblasti nasycení. Po překročení hodnoty kritické intenzity elektrického pole opět dochází k exponenciálnímu nárůstu proudové hustoty. Naproti tomu voltampérová charakteristika technicky čistého kapalného izolantu postrádá oblast nasyceného proudu a tak se zvyšující se intenzitou přechází charakteristika z oblasti platnosti Ohmova zákona do oblasti nasycení.

Kromě závislosti na intenzitě elektrického pole je konduktivita kapalných izolantů závislá i na teplotě, což je dáno teplotní závislostí pohyblivosti volných nosičů elektrického náboje. Vzhledem k tomu, že na teplotě je závislá i dynamická viskozita kapalin, lze sledovat i vztah mezi konduktivitou a viskozitou. Tento vztah popisuje Waldenovo pravidlo, které pokládá součin konduktivity a dynamické viskozity za konstantu nezávislou na teplotě [1]:

$$\gamma \cdot \eta = \frac{n \cdot q^2}{l} = konst. \quad (1.1)$$

kde γ je konduktivita [$S \cdot m^{-1}$]

η je dynamická viskozita [$N \cdot s \cdot m^{-2}$]

n je koncentrace volných nosičů náboje [m^{-3}]

q je náboj nosiče [C]

l je vzdálenost molekul – úměrná velikosti molekuly [m]

Platnost Waldenova pravidla je ovšem podmíněna platností některých zjednodušujících předpokladů:

- a) vazby mezi molekulami i ionty jsou stejně silné
- b) velikosti molekul a iontů jsou stejné
- c) nárůst konduktivity a pokles viskozity s teplotou má stejný charakter
- d) uvažujeme nepolární kapaliny s nízkým obsahem nečistot nebo příměsí
- e) stupeň disociace molekul je nezávislý na teplotě
- f) uplatňuje se pouze vlastní vodivost

1.1.3 Pevná dielektrika

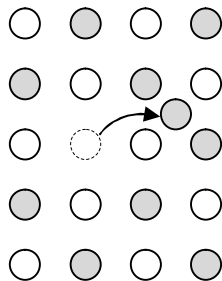
Ze všech tří skupenství mají pevná dielektrika nejsložitější strukturu, která také činí zkoumání jejich vodivosti značně složitým. Nicméně při působení slabého elektrického pole a za normálních teplot je jejich konduktivita nízká. Uplatňuje se zde především iontová elektrická vodivost, která je častější a elektronová vodivost, která ovšem přichází v úvahu až při vyšších intenzitách elektrického pole. Pro popis elektrické vodivosti pevných dielektrik je nutné vyjít nejen z podobných zjednodušujících předpokladů, jako v případě kapalných dielektrik, ale také brát v úvahu typ konkrétní látky.

Prvním typem jsou iontové krystalické látky, tvořené kladnými a zápornými ionty, uspořádaných v mřížkové struktuře. Vznik elektrické vodivosti může být způsoben výměnou kladných a záporných iontů, což je ovšem velmi náročné z energetického hlediska. Ionty přesto mají možnost získat energii k pohybu krystalem. Děje se tak při jejich tepelných kmitech, během kterých mohou získat dostatečné množství energie k opuštění svého místa a pak vznikají bodové poruchy.

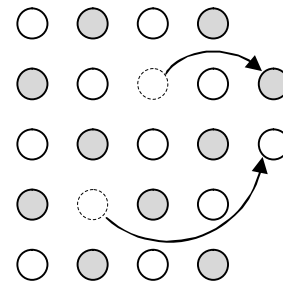
- a) Při vzniku Frenkleyovy poruchy (obr. 1.4) ionty přeskakují do meziuzlového prostoru (intersticiální polohy), čímž vznikne volné místo ve struktuře (vakance)

a meziuzlový (intersticiální) iont. I v těchto meziuzlových polohách ionty kmitají svým tepelným pohybem a tak při získání dostatečného množství energie může přeskočit do nové meziuzlové polohy. K přechodu mezi intersticiálními polohami potřebují ionty mnohem méně energie, jsou tedy pohyblivější a mohou se účastnit přenosu náboje látkou.

- b) Schottkyho porucha (obr. 1.5) vzniká v případě, kdy se ze svých původních pozic v krystalické mřížce přesune kladný i záporný iont na povrch krystalu. Po jejich přesunu zůstanou v mřížce vakance, do kterých se mohou přesouvat sousední ionty, po nichž zůstává opět volné místo ve struktuře. Pohyb těchto vakancí pak způsobuje elektrickou vodivost.



Obr. 1.4 Frenkleyova porucha – zdroj [3]



Obr. 1.5 Schottkyho porucha – zdroj [3]

Vzhledem k tomu, že pevné látky mají velmi krátké dráhy volných nosičů elektrického náboje, je teplotní závislost iontových krystalických látek dána pouze změnou koncentrace nosičů náboje. Závislost konduktivity na teplotě není ovšem stejného typu v celém rozsahu teplot. Při nižších teplotách je vodivost způsobena zejména pohybem volných a slabě vázaných částic příměsí, ale při zvyšování teploty dochází i k uvolňování iontů z vlastní krystalové mřížky.

Závislost elektrické vodivosti iontových krystalických látek na intenzitě elektrického pole není v celém rozsahu stejná. Zatímco ve slabších elektrických polích platí Ohmův zákon, při působení silného elektrického pole přestává platit. Tuto závislost lze vyjádřit vztahem [1]:

$$\gamma = \gamma_0 \cdot e^{\frac{1}{k \cdot T} \sqrt{\frac{q^3 \cdot E}{\pi \cdot \epsilon}}} \quad (1.2)$$

kde γ_0 je elektrická vodivost v oblasti platnosti Ohmova zákona [$\text{S} \cdot \text{m}^{-1}$]

k je Boltzmanova konstanta $k = 1,381 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$

- T je termodynamická konstanta [K]
 q je elektrický náboj [C]
 E je intenzita elektrického pole [$\text{V} \cdot \text{m}^{-1}$]
 ε je permitivita daného dielektrika [$\text{F} \cdot \text{m}^{-1}$]

Druhým typem látek pro pevná dielektrika jsou anorganické amorfnní látky, jejichž konduktivita závisí zejména na složení a struktuře materiálu. Účelové přidávání příměsí, zejména pak oxidů kovů, ovlivňuje nejen jejich mechanické, ale také elektrické vlastnosti a umožňuje vyrobit látku s předem určenou hodnotou měrného odporu. Vlivem vnějšího elektrického pole dochází k pohybu slabě vázaných iontů, k jehož popisu je možné použít opět model dvojité potenciálové jámy. Závislost konduktivity na intenzitě elektrického pole opět není v celém rozsahu stejná. Ve slabých elektrických polích lze uplatnit Ohmův zákon, ale při působení silnějších elektrických polí přestává platit, což je možné vyjádřit vztahem [1]:

$$\gamma = a \cdot e^{b \cdot E} \quad (1.3)$$

kde a, b jsou materiálové konstanty

E je intenzita elektrického pole [$\text{V} \cdot \text{m}^{-1}$]

Dalším souborem látek používaných k výrobě pevných dielektrik jsou organické amorfnní látky. U těchto látek se předpokládá, iontový charakter elektrické vodivosti a její závislost na čistotě a polárnosti látky. U polárních látek se na vodivosti podílejí jednak disociované molekuly vlastního izolantu, ale také příměsí či nečistoty disociující na ionty. U nepolárních látek mohou jako nosiče elektrického náboje fungovat pouze disociované ionty příměsí a nečistot, proto je jejich elektrická vodivost také menší než v případě látek polárních.

U pevných izolantů je nutné, kromě vnitřní elektrické vodivosti, brát v úvahu i povrchovou elektrickou vodivost. Ta je velmi silně ovlivněna okolní relativní vlhkostí, která se následně absorbuje v dielektriku. Případné molekuly nečistot na povrchu izolace pak vlivem této vlhkosti disociují a mohou se tak uvolňovat nosiče elektrického náboje. Takto uvolněné náboje se mohou pohybovat po povrchu izolantu. Pokud je tedy izolant vystaven působení elektrického pole, po jeho povrchu může protékat proud. Měrnou povrchovou vodivost γ_p [S] lze pak určit [1]:

$$\gamma_p = \frac{I_p}{l_e \cdot E} = \frac{I_p \cdot d}{l_e \cdot U} \quad (1.4)$$

kde I_p je povrchový proud vztažený na jednotku délky elektrody [A]

E je intenzita elektrického pole [$V \cdot m^{-1}$]

l_e je délka elektrod na povrchu izolantu [m]

U je napětí na elektrodách [V]

d je vzdálenost elektrod [m]

Z povrchové vodivosti γ_p je pak možné odvodit povrchovou rezistivitu ρ_p [Ω], která číselně odpovídá odporu materiálu o čtvercových rozměrech, mezi jehož protilehlými stranami protéká proud [1]:

$$\rho_p = \frac{1}{\gamma_p} = \frac{l_e \cdot U}{I_p \cdot d} = R_p \cdot \frac{l_e}{d} \quad (1.5)$$

kde R_p je měrný povrchový odpor [Ω]

Měrný povrchový elektrický odpor R_p je tedy veličinou, kterou lze použít při hodnocení povrchové vodivosti.

1.2 Dielektrické ztráty

Ve struktuře každého izolantu dochází při vložení do vnějšího elektrického pole k přeměně elektrické energie na tepelnou energii. Vlivem takto přeměněné energie dochází k zahřívání izolantu, což je pro elektroizolační systémy nežádoucí a je tedy nutné vzniklé teplo odvádět do okolí. Pokud by se tak neučinilo, docházelo by ke zvyšování ztrát a tím pádem i ke zvyšování teploty izolantu, což by vedlo k jeho přehřívání a mohlo by vést i k jeho zničení. Tento jev se nazývá dielektrické ztráty a obsahuje několik faktorů, které by se daly rozdělit do tří hlavních skupin – na ztráty vodivostní, ztráty polarizační a ztráty ionizační.

Příčinou vodivostních ztrát je pohyb volných i vázaných nosičů elektrického náboje, jehož důsledkem je vznik vodivostního proudu, který prochází nejen samotným dielektrikem, ale i po jeho povrchu.

Na ztrátách polarizačních se podílejí zejména relaxační polarizace a migrační polarizace. Následkem polarizačních jevů je opoždování vázaných nosičů elektrického náboje za změnami vnějšího elektrického pole vlivem snahy tohoto pole překonat a usměrnit chaotický pohyb částic. Migrační polarizace mají pro změnu za následek vznik prostorového náboje vlivem vrstvení, popřípadě existencí nečistot, či případných nehomogenit ve struktuře materiálu. Samotné ztráty energie jsou následkem pohybu prostorového náboje. Informaci o celkovém příspěvku polarizací k celkovým dielektrickým ztrátám lze získat ze závislosti vektoru polarizace na intenzitě elektrického pole, kdy plocha ohraničená křivkou $P=f(E)$ je úměrná velikosti ztracené energie. V případě pružných polarizací je závislost lineární a ztráty nevznikají, pokud ale v materiálu probíhají i relaxační polarizační děje, jedná se o závislost ve tvaru elipsy a v případě feroelektrických látek o tvar hysterezní smyčky.

Ionizační ztráty se projevují zejména v pevných a kapalných materiálech s určitým obsahem plynu ve svém objemu. Tento plyn se může vyskytovat v dutinkách popřípadě bublinkách, ve kterých vlivem elektrického pole dojde ke vzniku částečných výbojů, doprovázených opět přeměnou energie na teplo.

K dielektrickým ztrátám dochází jak při stejnosměrném, tak i při střídavém napětí. Ovšem ztráty ve střídavém elektrickém poli dosahují mnohem větších hodnot, než ztráty ve stejnosměrném elektrickém poli. Zatímco u stejnosměrného napětí dochází ke vzniku Joulových ztrát, které jsou úměrné velikosti procházejícího vodivostního proudu a izolačního odporu dielektrika, v případě střídavého napětí dochází kromě vodivostních ztrát i ke ztrátám polarizačním a ionizačním.

1.2.1 Ztrátový činitel

Při popisu dielektrických ztrát ve střídavém elektrickém poli jsou důležité kinetické vlastnosti nosičů elektrického náboje, zejména jejich setrvačnost, která je i důvodem fázového zpoždění vektoru elektrické indukce za vektorem intenzity elektrického pole. Budeme-li uvažovat sinusový průběh napětí, lze oba vektory vyjádřit následovně [1]:

$$\vec{E}(t) = \vec{E}_m \cdot e^{j\omega t} \quad (1.6)$$

$$\vec{D}(t) = \vec{D}_m \cdot e^{j(\omega t - \delta)} \quad (1.7)$$

kde \vec{E}_m je amplituda vektoru intenzity elektrického pole

\vec{D}_m je amplituda vektoru elektrického indukce

δ je úhel zpoždění

Vztah mezi vektorem intenzity elektrického pole a vektorem elektrické indukce pak podle [1] vyžaduje použití frekvenčně závislé komplexní relativní permitivity $\varepsilon^*(j\omega)$:

$$\vec{D}_m \cdot e^{j(\omega t - \delta)} = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon^*(j\omega) \cdot \vec{E}_m \cdot e^{j\omega t} \quad (1.8)$$

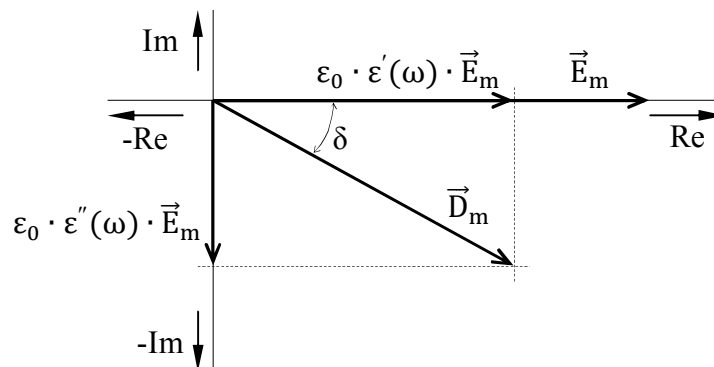
$$\varepsilon^*(j\omega) = \varepsilon'(\omega) - j \cdot \varepsilon''(\omega) \quad (1.9)$$

odkud po dosazení a úpravách plyne:

$$\vec{D}_m \cdot e^{-j\delta} = [\varepsilon_0 \cdot \varepsilon'(\omega) - j \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon''(\omega)] \cdot \vec{E}_m \quad (1.10)$$

kde $\varepsilon'(\omega)$ je frekvenčně závislá reálná část komplexní permitivity – odpovídá vlastní relativní permitivitě

$\varepsilon''(\omega)$ je frekvenčně závislá imaginární část komplexní permitivity – odpovídá ztrátám v dielektriku vlivem střídavého pole



Obr. 1.6 Grafické znázornění komplexní relativní permitivity – převzato z [1]

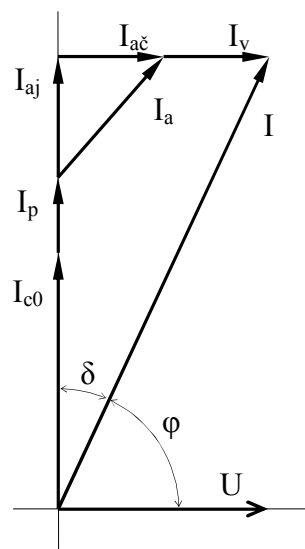
Ztrátový čísel, charakterizující dielektrické ztráty ve střídavém elektrickém poli, je definován jako poměr imaginární a reálné části komplexní permitivity [1]:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon''(\omega) \cdot \vec{E}_m}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon'(\omega) \cdot \vec{E}_m} = \frac{\varepsilon''(\omega)}{\varepsilon'(\omega)} \quad (1.11)$$

Hodnotu ztrátového čísel $\operatorname{tg} \delta$ je možné použít pro jednoduché porovnání izolačních materiálů – u kvalitních izolantů je $\operatorname{tg} \delta < 10^{-3}$.

1.2.2 Ztrátový výkon

Kromě ztrátového činitele $\operatorname{tg}\delta$ lze vyjádřit dielektrické ztráty ve střídavém elektrickém poli i pomocí ztrátového výkonu P_z . Za předpokladu, že přiložené napětí i proud protékající dielektrikem má sinusový charakter a že v dielektriku neprobíhají žádné nelineární děje, je možné uvažovat konstantní relativní permitivitu. Zatímco v ideálním bezztrátovém dielektriku by byl fázový posun mezi napětím a proudem $\varphi=90^\circ$, v reálném dielektriku dochází ke zmenšení o ztrátový úhel a $\varphi=90^\circ-\delta$. Zmenšení fázového úhlu φ je způsobeno jednak obsahem určitého množství nosičů elektrického náboje ve struktuře každého materiálu, díky nimž má dielektrikum nenulovou vodivost, dále pak vlivem pomalých ztrátových polarizací [1]. Stav vystihuje fázorový diagram na obr. 1.7.



Obr. 1.7 Fázorový diagram dielektrika – převzato z [1]

kde I_{c0} je proud, kterým se nabije geometrická kapacita dielektrika

I_p je proud odpovídající bezztrátové polarizacím

I_a je absorpční proud reprezentující ztrátové polarizace

I_{aj} je jalová složka I_a – odpovídá hodnotě kapacity, o kterou se vlivem absorpčního proudu zvětšila geometrická kapacita

$I_{ač}$ je činná složka I_a – odpovídá velikosti energie, k jejíž ztrátě došlo vlivem absorpčního proudu

I_v je vodivostní proud

Na dielektrických ztrátách v reálném dielektriku se tedy podílí činná složka absorpčního proudu $I_{a\check{c}}$ a vodivostní proud I_v [1]:

$$I_{a\check{c}} + I_v = tg\delta \cdot (I_{C0} + I_p + I_{aj}) \quad (1.12)$$

Ztrátový výkon lze vyjádřit vztahem:

$$P_Z = U \cdot tg\delta \cdot (I_{C0} + I_p + I_{aj}) \quad (1.13)$$

Pokud budeme uvažovat dielektrikum, jehož kapacita je rovna součtu geometrické kapacity C_0 a kapacity navýšené vlivem absorpčních jevů C_p , je možné vztah pro ztrátový výkon formulovat následovně [1]:

$$P_Z = \omega \cdot C \cdot U^2 \cdot tg\delta \quad (1.14)$$

K vyjádření dielektrických ztrát, vzniklých vlivem střídavého elektrického pole, je možné použít ekvivalentní náhradní obvody, které jsou tvořené sériovým nebo paralelním zapojením kondenzátoru a odporu. Tyto obvody ovšem dokážou pouze modelovat chování dielektrika s ohledem na jeho vnější obvody. Pro malé hodnoty ztrátového činitele $tg\delta$ není velký rozdíl mezi sériovým a paralelním obvodem, ale u dielektrik s velkými dielektrickými ztrátami se rozdíl už projeví.

Paralelní náhradní obvody se s výhodou používají k simulování reálných dielektrik, u nich je předpoklad elektrické vodivosti ve velkém frekvenčním rozsahu. Velikost ztrátového činitele $tg\delta$ pak klesá s rostoucí frekvencí podle vztahu [1]:

$$tg\delta_p = \frac{1}{\omega \cdot C_p \cdot R_p} \quad (1.15)$$

Po dosazení vztahu 1.15 do vztahu 1.14 vyplývá, že v případě paralelního náhradního obvodu není ztrátový výkon závislý na frekvenci [1]:

$$P_{Zp} = \omega \cdot C_p \cdot U^2 \cdot tg\delta_p = \frac{U^2}{R_p} \quad (1.16)$$

Sériový náhradní obvod se využívá pro simulování kondenzátorů, jejichž dielektrikum má zanedbatelné ztráty oproti ztrátám vzniklých odporem přívodů a elektrod. Velikost ztrátového činitele $tg\delta$ pak lineárně roste se zvyšující se frekvencí [1]:

$$tg\delta_s = \omega \cdot C_s \cdot R_s \quad (1.17)$$

Po dosazení vztahu 1.17 do vztahu 1.14 vyplývá, že v případě sériového náhradního obvodu roste ztrátový výkon s druhou mocninou frekvence [1]:

$$P_{Zs} = \omega \cdot C_s \cdot U^2 \cdot \operatorname{tg} \delta_s = \omega^2 \cdot C_s^2 \cdot R_s \cdot U^2 \quad (1.18)$$

1.2.3 Měrné dielektrické ztráty

Měrné dielektrické ztráty jsou dalším parametrem, který je možno použít k posouzení izolantů z pohledu dielektrických ztrát. Tento parametr je definován jako poměr ztrátového výkonu P_z k jednotce objemu:

$$p_z = \frac{P_z}{V} \quad (1.19)$$

Uvažujeme-li deskový kondenzátor ve stejnosměrném elektrickém poli, potom můžeme poměrné dielektrické ztráty vyjádřit [1]:

$$p_{Zss} = \frac{P_{Zss}}{V} = \frac{U^2}{R_v} \cdot \frac{1}{d \cdot S} = \frac{E^2 \cdot d^2}{\rho_v \cdot \frac{d}{S} \cdot d \cdot S} = \gamma_v \cdot E^2 \quad (1.20)$$

kde U je napětí na elektrodách kondenzátoru [V]

R_v je vnitřní elektrický odpor dielektrika kondenzátoru [Ω]

d je tloušťka dielektrika [m]

S je plocha elektrod kondenzátoru [m^2]

E je intenzita elektrického pole [$\text{V} \cdot \text{m}^{-1}$]

ρ_v je vnitřní rezistivita dielektrika [$\Omega \cdot \text{m}$]

γ_v je vnitřní konduktivita dielektrika [$\text{S} \cdot \text{m}^{-1}$]

Ve stejnosměrném elektrickém poli jsou tedy ztráty v dielektriku závislé pouze na vnitřní konduktivitě a kvadrátu intenzity elektrického pole. Pokud budeme uvažovat ten samý kondenzátor ve střídavém elektrickém poli s harmonickým průběhem napětí, budou poměrné dielektrické ztráty s využitím vztahu 1.14 vyjádřeny jako:

$$p_{Zstř} = \frac{P_{Zstř}}{V} = \frac{\omega \cdot C \cdot U^2 \cdot \operatorname{tg} \delta}{d \cdot S} \quad (1.21)$$

Po dosazení a úpravě vztahu:

$$p_{zstř} = \frac{\omega \cdot \varepsilon' \cdot \varepsilon_0 \cdot \frac{S}{d} \cdot E^2 \cdot d^2 \cdot tg\delta}{d \cdot S} = \omega \cdot \varepsilon' \cdot \varepsilon_0 \cdot tg\delta \cdot E^2 \quad (1.22)$$

kde ε' je frekvenčně závislá reálná část komplexní permitivity – odpovídá vlastní relativní permitivitě [$F \cdot m^{-1}$]

ε_0 je permitivita vakua [$F \cdot m^{-1}$]

Ve střídavém elektrickém poli závisí ztráty v dielektriku kromě ztrátového činitele $tg\delta$ také na frekvenci, intenzitě elektrického pole a relativní permitivitě. Ze vztahu 1.22 vyplývá, že při konkrétní aplikaci je nutné klást důraz na nízké hodnoty ztrátového činitele zejména při vysokých hodnotách frekvence či intenzity elektrického pole. Rovněž je nutné brát v úvahu hodnoty relativní permitivity a pro izolační systémy volit takové materiály, aby nedocházelo k zvyšování dielektrických ztrát.

2 Polarizace

Děje probíhající v dielektriku po jeho vložení do elektrického pole se nazývají polarizace. Průběh samotné polarizace je závislý na struktuře konkrétního dielektrika, především na přítomnosti a druhu nosičů elektrického náboje. V případě vázaných nosičů náboje hovoříme o deformačních a relaxačních polarizacích, u volných nosičů pak o migrační polarizaci. Zvláštní skupinou jsou pak polarizační děje, ke kterým dochází i bez vnějšího elektrického pole. Struktura a stavba dielektrika je příčinou toho, že v látce probíhá vždy několik polarizačních dějů zároveň. Výsledkem je pak vzájemná superpozice jednotlivých dějů [1].

Polarizační děje je možné rozdělit podle několika kritérií a tím základním je, zda k polarizaci dielektrika dojde působením vnějšího elektrického pole, či bez něj. V případě polarizací vzniklých působením elektrického pole dále rozhoduje, zda ve struktuře převládají volné nebo vázané nosiče elektrického náboje a v případě vázaných nosičů i velikost vazebních sil. Tato diplomová práce se zabývá mechanismy způsobenými polarizacemi při působení vnějšího elektrického pole, proto bude kladen důraz především na tyto polarizační děje.

I) S působením vnějšího elektrického pole

a) Silně vázané nosiče elektrického náboje (deformační)

- Elektronová deformační
- Iontová deformační
- Dipólová deformační

b) Slabě vázané nosiče elektrického náboje (relaxační)

- Iontová relaxační
- Dipólová relaxační

c) Volné nosiče elektrického náboje

- Migrační

II) Bez působení vnějšího elektrického pole

- Spontánní
- Piezoelektrická
- Pyroelektrická

2.1 Deformační polarizace

K deformačním polarizacím dochází vlivem vnějšího elektrického pole, pokud jsou ve struktuře látky obsaženy silně vázané nosiče elektrického náboje. Takové nosiče jsou pak drženy ve svých rovnovážných polohách, takže vlivem elektrického pole dochází pouze k jejich minimálnímu posunu. Tímto způsobem dochází ovšem k posunu velkého množství nosičů elektrického náboje, proto může být celková změna relativní permitivity značná. Deformační polarizace jsou velmi rychlé děje, což je opět dáno silnou vazbou nosičů elektrického náboje a doba trvání deformačních polarizací se pohybuje v rozmezí 10^{-16} až 10^{-12} s. Během krátkého časového intervalu u nich dochází jak k ustálení polarizace, tak i k opětovnému navrácení do rovnovážných poloh. Silná vazba nosičů dále způsobuje, že jejich pohyb, zapříčiněný elektrickým polem, není závislý na jejich tepelném pohybu ani tlaku. Pevnost vazby je také důvodem toho, že deformační polarizace jsou bezetrátové [1].

2.1.1 Elektronová deformační polarizace

Princip elektronové polarizace je možné vysvětlit na modelu atomu s kladně nabitým jádrem a záporně nabitým obalem. Bez přítomnosti vnějšího elektrického pole jsou těžiště obou nábojů shodná, atom není polarizovaný a nemá dipólový moment. Pokud budeme ale uvažovat, že se atom nachází ve vnějším elektrickém poli, budou na kladné jádro i záporný obal působit elektrostatické síly v opačném směru. Tím dojde k deformaci obalu, posunutí těžiště kladného a záporného náboje a atom získá dipólový moment. Velikost posunutí těžiště není nijak velká, protože se zde uplatňují silné vazební síly elektronů s jádrem a proto také dochází k velmi rychlému ustálení polarizace v čase 10^{-16} až 10^{-13} s. Vzhledem k tomu, že elektronová polarizace probíhá přímo uvnitř atomů, nemá na ni vliv tepelný pohyb atomů. Elektronová polarizace je tedy tepelně nezávislá, je bezetrátová a dochází k ní ve všech látkách a skupenstvích

2.1.2 Iontová deformační polarizace

U iontové deformační polarizace je zásadní chování iontů ve struktuře iontových krystalů. Důležitým předpokladem této polarizace je výskyt permanentních dipólových momentů, které i bez působení vnějšího elektrického pole mají svůj směr a velikost. Vlivem elektrického pole dojde k posunu silně vázaných iontů, čímž se změní i vzájemné vzdálenosti mezi částicemi, které tvořily permanentní dipólový moment. Změnou těchto

vzdáleností dochází tedy i ke změně velikosti a směru dipólových momentů. Iontová deformační polarizace je opět díky silným vazbám iontů v krystalické mřížce velmi rychlá, časy ustálení se pohybují v intervalu 10^{-13} až 10^{-12} s. Rychlost změn je důvodem, proč je tato polarizace frekvenčně nezávislá a stejně jako všechny deformační polarizace je i iontová bezeztrátová.

2.1.3 Pružná dipólová polarizace

Pružná dipólová polarizace je obdobou iontové polarizace. I zde předpokládáme existenci permanentních dipólových momentů bez působení vnějšího elektrického pole s počátečním směrem a velikostí. Tato polarizace probíhá v pevných látkách s pružnými, ale zároveň dostatečně pevnými vazbami mezi molekulami. Vlivem vnějšího elektrického pole dochází ke změně velikosti a směru dipólových momentů, ale díky pevnosti pružných vazeb jsou tyto změny vzájemných posuvů malé. Vzájemné vazební síly molekul lze považovat za silné až do takové míry, že je možné zanedbat i jejich tepelný pohyb, proto je tato polarizace teplotně nezávislá. Také časy ustálení polarizace se v důsledku pevných vazeb, podobně jako v předchozím případě, pohybují v intervalu 10^{-13} až 10^{-12} s.

2.2 Relaxační polarizace

Na rozdíl od deformačních polarizací jsou relaxační polarizace pomalejší a k polarizaci dielektrika dochází s určitým zpožděním až po přiložení vnějšího elektrického pole. Kromě delší doby polarizace se v případě relaxačních polarizací fungují i rozdílné mechanismy, jejichž společnou vlastností jsou určité relaxační pochody. Tento typ polarizací se uplatňuje v látkách s obsahem slabě vázaných nosičů elektrického náboje, což mohou být například molekuly kapalných nebo plyných dielektrik. V případě pevných dielektrik se mohou volné nosiče náboje vyskytovat v blízkosti míst, kde se ve struktuře látky nacházejí případné vady. Při popisu relaxačních polarizací již není možné zanedbávat vliv tepelného pohybu nosičů elektrického náboje, díky kterému slabě vázané částice mohou zaujímat různé polohy. Během každé takové změny musí ovšem překonávat jisté potenciálové bariéry a to bez vnějšího elektrického pole nedokážou, proto je jejich tepelný pohyb chaotický a zaujmutí všech poloh částice má stejnou pravděpodobnost. Teprve přiložením elektrického pole dojde k natočení částic do výhodnějších poloh a v jednotce objemu látky vznikne nerovnoměrné rozložení náboje, tedy dipólový moment. Pro relaxační polarizace je charakteristická doba ustálení celého polarizačního procesu, která

se nazývá relaxační doba τ . Částice tedy potřebují určitý čas – relaxační dobu jak k tomu, aby se vlivem působení elektrického pole přesunuly do nových poloh, tak i k návratu do svých původních poloh. Kromě toho, že jsou relaxační polarizace teplotně závislé, jsou i ztrátové.

2.2.1 Iontová relaxační polarizace

K popisu iontové relaxační polarizace se používá model dvojité potenciálové jámy. Tento model pracuje se zjednodušením skutečnosti, že nosiče elektrického náboje mohou v objemu látky zaujímat dvě možné polohy, které jsou si energeticky rovné. Výchozí poloha i nová poloha částice leží na stejné energetické hladině a mezi nimi se nachází jistá potenciálová bariéra, kterou částice překonávají pouze svým tepelným pohybem. Pokud na látku nepůsobí vnější elektrické pole, jsou přechody oběma směry stejně pravděpodobné, látka se jeví jako elektricky neutrální a k polarizaci nedochází. Pravděpodobnost přechodu částic mezi oběma polohami se zvětšuje s rostoucí teplotou a klesající velikostí potenciálové bariéry. Pravděpodobnost přechodu mezi jednotlivými polohami [1]:

$$P(A \rightarrow B) \approx P(B \rightarrow A) \approx e^{-\frac{W}{k \cdot T}} \quad (2.1)$$

Kde A je první poloha částice bez působení vnějšího elektrického pole

B je druhá poloha částice bez působení vnějšího elektrického pole

W je velikost potenciálové bariéry [$\text{kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$]

T je termodynamická teplota [K]

k je Boltzmanova konstanta ($1,381 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$)

Pokud se ovšem látka vloží do elektrického pole, dojde k vzájemnému posunu obou poloh. Každá z poloh se bude nyní nacházet na rozdílné energetické hladině, ale energetická hladina bariéry se nezmění. V tomto případě se předpokládá, že změna energetických hladin ΔW bude pro obě polohy stejná, ale první poloha se o tuto hodnotu navýší, zatímco druhá se sníží. Částice tedy překonávají rozdílnou potenciálovou bariéru při přechodu z první polohy do druhé než je tomu naopak a jeden směr musí být tedy energeticky výhodnější než druhý. Stejně tak bude i vyšší pravděpodobnost přechodu částice v energeticky výhodnějším směru než ve směru opačném. Tyto pravděpodobnosti je možné zapsat následovně [1]:

$$P(A_1 \rightarrow B_1) = e^{-\frac{W-\Delta W}{k \cdot T}} \quad (2.2)$$

$$P(B_1 \rightarrow A_1) = e^{-\frac{W+\Delta W}{k \cdot T}} \quad (2.3)$$

Kde A_1 je první poloha částice s působením vnějšího elektrického pole
 B_1 je druhá poloha částice s působením vnějšího elektrického pole
 ΔW je velikost změny energetických hladin obou poloh [$\text{kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$]

V případě iontové relaxační polarizace již není možné zanedbávat čas procesu polarizace ani depolarizace, proto je možné říci, že je frekvenčně závislá. Doba ustálení polarizačních procesů je charakterizovaná relaxační dobou τ . Velký vliv má také teplotní závislost, kdy s rostoucí teplotou schopnost polarizace klesá. Tato teplotní závislost je způsobena převládajícím účinkem tepelného pohybu slabě vázaných částic nad vlivem elektrického pole.

2.2.2 Dipólová relaxační polarizace

K dipólové relaxační polarizaci dochází v polárních látkách se slabě vázanými, nebo volnými, dipólovými momenty. Slabé vazební síly umožňují natáčení těchto dipólových momentů ve směru působení vnějšího elektrického pole. Stejně jako v předchozím případě iontové relaxační polarizace, lze i zde použít obdobu modelu dvojité potenciálové jámy. Místo dvou poloh, které mohl nosič elektrického náboje zaujmout, zde ovšem uvažujeme dvě orientace elementárního dipólového momentu, přičemž energetická bariéra je v tomto případě reprezentována energií nutnou k natočení dipólového momentu o 180° . Pokud tedy na látku nepůsobí žádné elektrické pole, budou všechny směry natočení dipólového momentu stejně pravděpodobné a látka se bude jevit jako elektricky neutrální. Pokud ji ovšem vystavíme působení elektrického pole, stanou se energeticky výhodnější takové polohy dipólů, které jsou shodné s orientací elektrického pole. Během postupného ustálení pak získá většina dipólů energeticky výhodnější polohy, čímž dojde k polarizaci dielektrika.

Dipólová relaxační polarizace je silně teplotně závislá, protože vlastní tepelný pohyb částic brání natáčení dipólových momentů ve směru siločar působícího elektrického pole. Teplotní závislost ovšem není lineární, ale její průběh je možné rozdělit na dvě části. Zpočátku se se zvyšující teplotou zmenšují vazební síly částic, čímž dochází k zlepšování

podmínek pro polarizaci. Po dosažení určité teploty ale částice získají dostatečné množství energie potřebné k jejich tepelnému pohybu, který působí proti vnějšímu elektrickému poli a účinky polarizace se opět zmenšují.

2.3 Migrační polarizace

Migrační polarizace tvoří třetí podskupinu polarizací, ke kterým dochází v látkách po přiložení vnějšího elektrického pole. Tato polarizace se uplatňuje především v materiálech s vysokým obsahem volných nosičů elektrického náboje. V těchto látkách se současně musí vyskytovat i určité makroskopické nehomogenity, jako je například nečistota, prasklina či bublinka. Kromě strukturálních vad, které vznikají během výroby materiálu, mohou vznikat vady i během provozu dielektrického systému a mohou tak být příznakem degradace materiálu. Za nehomogenitu lze také považovat i rozhraní více dielektrických systémů, jakým může být například i vrstvená izolace elektrického vodiče, proto je tato polarizace také někdy nazývána jako mezivrstevová.

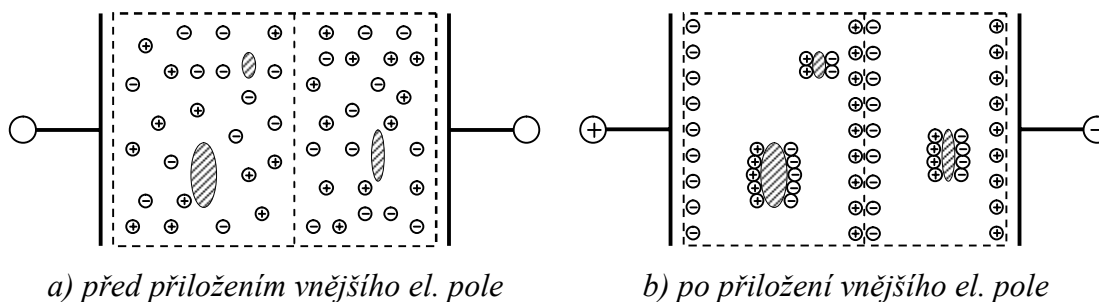
Bez přítomnosti vnějšího elektrického pole jsou volné nosiče elektrického náboje rozprostřeny náhodně v objemu dielektrika, pohybují se pouze svým tepelným pohybem a dielektrikum se navenek chová jako elektricky neutrální. Po přiložení vnějšího elektrického pole dochází k pohybu (migraci) volných nosičů náboje objemem dielektrika – záporné nosiče jsou přitahovány ke kladné elektrodě, kladné nosiče pak k záporné elektrodě. Kromě hromadění nosičů náboje na opačně polarizovaných elektrodách, dochází během tohoto pohybu i k jejich seskupování na zmíněných nehomogenitách, což má za následek změnu prostorové hustoty elektrického náboje. Tím se vytváří takzvaný prostorový náboj, díky němuž se látka navenek jeví jako polarizovaná.

V porovnání s předchozími polarizacemi je migrační nejpomalejší, přičemž doba trvání migrační polarizace se pohybuje v rozmezí 10^{-5} až 10^4 s a vždy u ní dochází ke ztrátě energie.

2.3.1 Prostorový náboj

Vznik prostorového náboje vlivem migrační polarizace je znázorněn na obr. 2.1. Na modelu řezu dvouvrstvého dielektrika jsou naznačeny určité nehomogenity, v tomto případě reprezentované vzduchovými bučkami. Před přiložením vnějšího elektrického pole (obr. 2.1a) jsou volné nosiče náboje rozmístěny rovnoměrně po celém objemu obou vrstev, nezávisle na jejich polaritě. Ke změně dojde, pokud toto dielektrikum vložíme do

vnějšího elektrického pole (obr. 2.1b). Dochází k posunu nosičů elektrického náboje k elektrodám s opačnou polaritou, kam také doputují, pokud jim v cestě nebrání překážka ve formě bublinky, popřípadě rozhraní dielektrik. Novým rozložením nosičů vzniká prostorový náboj v oblasti kontaktu elektrod s dielektrikem, dále v oblasti rozhraní jednotlivých dielektrik a v okolí zmíněných nehomogenit.



Obr 2.1 Nehomogenní dielektrikum – zdroj [1]

Aby prostorový náboj v dielektriku vznikl, je v jeho objemu nezbytná přítomnost dostatečného množství volných nosičů elektrického náboje. Ty jsou do materiálu vpravovány zejména vstřikováním z přiložených elektrod. V závislosti na schopnosti elektrody emitovat elektrony a jejich následné rychlosti pohybu v dielektriku, lze vzniklý prostorový náboj rozdělit na dva typy: hetero-náboj a homo-náboj [1].

Hetero-náboj vznikne v případě, pokud je schopnost katody emitovat (vstřikovat) elektrony výrazně nižší, než jejich rychlost pohybu dielektrikem. Elektrony opouštějí prostor v blízkosti katody, čímž dojde k úbytku záporného náboje a vzniká náboj kladný. Tyto elektrony doputují až do blízkosti anody, kde se vytvoří naopak náboj záporný. A právě z přítomnosti prostorového náboje opačné polarity, než jakou má vlastní katoda, vznikl jeho název hetero-náboj. Vzniklý kladný prostorový náboj v blízkosti katody zvyšuje intenzitu elektrického pole na katodě, čímž se zvýší i její schopnost vstřikování elektronů a následně vede i k postupnému zmenšení hetero-náboje a následnému ustálení.

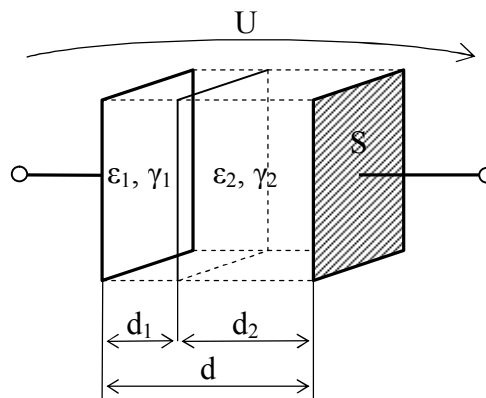
Ke vzniku homo-náboje dojde za opačných podmínek, než které vedly ke vzniku hetero-náboje. V tomto případě je schopnost katody vstřikovat elektrony výrazně vyšší, než rychlost pohybu elektronů dielektrikem. Elektrony nestíhají opustit prostor v blízkosti katody, dochází k jejich hromadění a ke vzniku záporného prostorového náboje. Vytvořený prostorový náboj má tedy polaritu shodnou s katodou, proto je označován jako homo-náboj. Stejně jako v předchozím případě, i zde dojde vlivem existence prostorového náboje

k ovlivnění intenzity elektrického pole, tentokrát se jeho účinky ale zmenší, což se projeví postupným snižováním emisí elektronů a ustálení.

Prostorový náboj výrazně deformuje průběh intenzity elektrického pole napříč materiálem, což má za následek ovlivnění vodivosti materiálu. Dalším negativním důsledkem vzniklého prostorového náboje je i vliv na elektrickou pevnost materiálu. Nahromaděním prostorového náboje může dojít k průrazu i v místech, kde hodnota intenzity elektrického pole nedosahuje největších hodnot, například v blízkosti elektrod.

2.3.2 Nehomogenní dielektrikum

K podrobnějšímu zkoumání a popisu chování dielektrika, ve kterém probíhá migrační polarizace, se používá Maxwell-Wagnerův model vrstveného dielektrika. Tento model vychází z rovinného dvouvrstvého kondenzátoru, přičemž každá z vrstev je popsána vlastní tloušťkou d_1 a d_2 , konduktivitou γ_1 a γ_2 a také relativní permitivitou ϵ_1 a ϵ_2 . Vztahy mezi jednotlivými parametry obou vrstev jsou: $d_1 \neq d_2$, $\gamma_1 \neq \gamma_2$ a $\epsilon_1 \neq \epsilon_2$. Plocha elektrod uvažovaného kondenzátoru je S .



Obr. 2.2 Dvouvrstvý deskový kondenzátor

Dále se pro aplikaci Maxwell-Wagnerova modelu předpokládají následující zjednodušení:

- Permitivita ani konduktivita není závislá na intenzitě elektrického pole
- Permitivita ani konduktivita není závislá na čase působení elektrického pole
- Síločáry elektrického pole jsou kolmé k elektrodám i k rozhraní vrstev
- Na rozhraní vrstev není nahromaděn náboj před přiložením napětí

Po přiložení napětí na elektrody dvouvrstvého kondenzátoru je možné brát napětí na jednotlivých vrstvách:

$$U_1 = d_1 \cdot E_1 \quad (2.4)$$

$$U_2 = d_2 \cdot E_2 \quad (2.5)$$

Přičemž platí:

$$U = U_1 + U_2 = d_1 \cdot E_1 + d_2 \cdot E_2 \quad (2.6)$$

Bezprostředně po přiložení napětí lze předpokládat, že elektrická indukce bude v obou vrstvách stejná:

$$D = \varepsilon_1 \cdot E_1 = \varepsilon_2 \cdot E_2 \quad (2.7)$$

Z rovnosti elektrické indukce pak lze vyjádřit intenzitu elektrického pole v obou vrstvách jako:

$$E_1 = \frac{\varepsilon_2 \cdot E_2}{\varepsilon_1} \quad (2.8)$$

$$E_2 = \frac{\varepsilon_1 \cdot E_1}{\varepsilon_2} \quad (2.9)$$

Postupným dosazením do vzorce 2.8 a 2.9 lze vyjádřit intenzitu elektrického pole v čase $t=0$ ve vrstvách:

$$E_1 = \frac{\varepsilon_2 \cdot U}{d_1 \cdot \varepsilon_2 + d_2 \cdot \varepsilon_1} \quad (2.10)$$

$$E_2 = \frac{\varepsilon_1 \cdot U}{d_1 \cdot \varepsilon_2 + d_2 \cdot \varepsilon_1} \quad (2.11)$$

Ze vztahů je patrné, že po přiložení napětí v čase $t=0$ jsou intenzity elektrického pole obou vrstev závislé pouze na jejich permitivitě. Po odeznění nabíjecího proudu se v důsledku polarizace dielektrika začne na elektrodách kondenzátoru hromadit elektrický náboj. Další náboj vzniká kumulováním na rozhraní jednotlivých vrstev dielektrik a počáteční rozložení intenzit se začne měnit [1].

Počáteční podmínka rovnosti hodnot elektrické indukce tedy přestává platit. V čase $t>0$ lze předpokládat, že bude rovna proudová hustota v obou vrstvách:

$$J = \gamma_1 \cdot E_1 = \gamma_2 \cdot E_2 \quad (2.12)$$

Postupným dosazením opět do vzorce 2.8 a 2.9 lze nyní vyjádřit intenzitu elektrického pole ve vrstvách následovně:

$$E_1 = \frac{\gamma_2 \cdot U}{d_1 \cdot \gamma_2 + d_2 \cdot \gamma_1} \quad (2.13)$$

$$E_2 = \frac{\gamma_1 \cdot U}{d_1 \cdot \gamma_2 + d_2 \cdot \gamma_1} \quad (2.14)$$

Z nově vyjádřených vztahů vyplývá, že v čase $t > 0$, po ustálení nabíjení dielektrika, jsou intenzity elektrického pole obou vrstev závislé pouze na jejich konduktivitě.

Intenzita elektrického pole je tedy během nabíjení dielektrika časově závislá, proto lze proudovou hustotu vyjádřit následovně:

$$J = \gamma_1 \cdot E_1 + \varepsilon_1 \cdot \frac{dE_1}{dt} = \gamma_2 \cdot E_2 + \varepsilon_2 \cdot \frac{dE_2}{dt} \quad (2.15)$$

Stále platí rovnice:

$$U = U_1 + U_2 = d_1 \cdot E_1 + d_2 \cdot E_2 \quad (2.16)$$

Je tedy možné vyjádřit:

$$E_2 = \frac{U - d_1 \cdot E_1}{d_2} \quad (2.17)$$

Dosazením:

$$\gamma_1 \cdot E_1 + \varepsilon_1 \cdot \frac{dE_1}{dt} = \gamma_2 \cdot \frac{U - d_1 \cdot E_1}{d_2} + \varepsilon_2 \cdot \left(-\frac{d_1}{d_2} \cdot \frac{dE_1}{dt} \right) \quad (2.18)$$

A další úpravou:

$$\frac{dE_1}{dt} + \frac{d_1 \cdot \gamma_2 + d_2 \cdot \gamma_1}{d_1 \cdot \varepsilon_2 + d_2 \cdot \varepsilon_1} \cdot E_1 = \frac{\gamma_2}{d_1 \cdot \varepsilon_2 + d_2 \cdot \varepsilon_1} \cdot U \quad (2.19)$$

Po vyjádření časové konstanty přechodového děje τ , která se také nazývá relaxační doba nabíjení technického dielektrika [1]:

$$\frac{d_1 \cdot \gamma_2 + d_2 \cdot \gamma_1}{d_1 \cdot \varepsilon_2 + d_2 \cdot \varepsilon_1} = \frac{1}{\tau} \quad (2.20)$$

$$\frac{dE_1}{dt} + \frac{1}{\tau} \cdot E_1 = \frac{\gamma_2}{d_1 \cdot \varepsilon_2 + d_2 \cdot \varepsilon_1} \cdot U \quad (2.21)$$

Integrací vztahu podle času t je možné vyjádřit intenzitu elektrického pole v dané vrstvě [1]:

$$E_1 = \frac{\gamma_2}{d_1 \cdot \gamma_2 + d_2 \cdot \gamma_1} \cdot U + C_1 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (2.22)$$

Integrační konstanta C_1 se následně určí z počátečních podmínek v čase $t=0$, kdy platí vztahy 2.10 a 2.11. Po jejich dosazení:

$$C_1 = \left(\frac{\varepsilon_2}{d_1 \cdot \varepsilon_2 + d_2 \cdot \varepsilon_1} - \frac{\gamma_2}{d_1 \cdot \gamma_2 + d_2 \cdot \gamma_1} \right) \cdot U \quad (2.23)$$

Časový průběh intenzity elektrického pole v první vrstvě dielektrika $E_1(t)$ po dosazení integrační konstanty:

$$E_1 = U \cdot \left[\frac{\gamma_2}{d_1 \cdot \gamma_2 + d_2 \cdot \gamma_1} + \left(\frac{\varepsilon_2}{d_1 \cdot \varepsilon_2 + d_2 \cdot \varepsilon_1} - \frac{\gamma_2}{d_1 \cdot \gamma_2 + d_2 \cdot \gamma_1} \right) \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \right] \quad (2.24)$$

Stejným způsobem lze odvodit i časový průběh intenzity elektrického pole ve druhé vrstvě dielektrika $E_2(t)$:

$$E_2 = U \cdot \left[\frac{\gamma_1}{d_1 \cdot \gamma_2 + d_2 \cdot \gamma_1} + \left(\frac{\varepsilon_1}{d_1 \cdot \varepsilon_2 + d_2 \cdot \varepsilon_1} - \frac{\gamma_1}{d_1 \cdot \gamma_2 + d_2 \cdot \gamma_1} \right) \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \right] \quad (2.25)$$

Pro úplný popis chování nehomogenního dielektrika v elektrickém poli je také nezbytné popsat průběh proudu procházejícího kondenzátorem. Pro ten lze psát:

$$i = J \cdot S \quad (2.26)$$

S použitím vzorce 2.15 je tedy:

$$i = J \cdot S = \left(\gamma_1 \cdot E_1 + \varepsilon_1 \cdot \frac{dE_1}{dt} \right) \cdot S = \left(\gamma_2 \cdot E_2 + \varepsilon_2 \cdot \frac{dE_2}{dt} \right) \cdot S \quad (2.27)$$

Po dosazení odvozené intenzity elektrického pole v jedné z vrstev je možné po úpravě napsat vztah pro proud:

$$i = \frac{\gamma_1 \cdot \gamma_2 \cdot U \cdot S}{d_1 \cdot \gamma_2 + d_2 \cdot \gamma_1} + \frac{(\gamma_2 \cdot \varepsilon_1 - \gamma_1 \cdot \varepsilon_2)^2 \cdot d_1 \cdot \gamma_2 \cdot U \cdot S}{(d_1 \cdot \varepsilon_2 + d_2 \cdot \varepsilon_1)^2 \cdot (d_1 \cdot \gamma_2 + d_2 \cdot \gamma_1)} \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (2.28)$$

Proud protékající dielektrikem se skládá ze dvou složek – z proudu odpovídající ustálené hodnotě, která se nazývá vodivostní proud i_v (někdy označován jako prosakující proud z anglického *leakage current*) a z přechodné složky, která je závislá na čase a nazývá se absorpční proud i_a [1, 5].

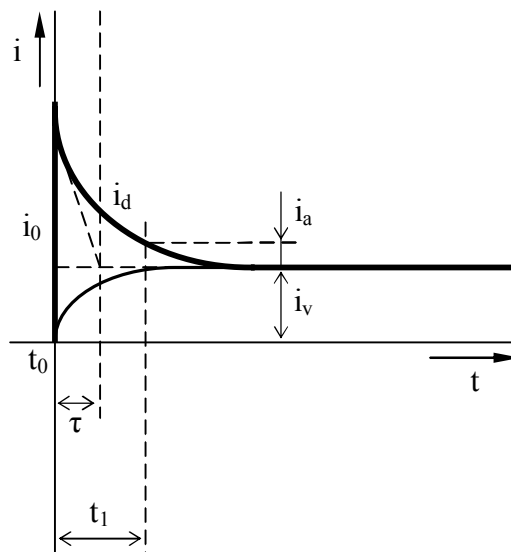
Jednotlivé složky proudu se tedy s přihlédnutím ke vztahům 2.24 a 2.25 dají vyjádřit následovně:

$$i_v = \frac{\gamma_1 \cdot \gamma_2 \cdot U \cdot S}{d_1 \cdot \gamma_2 + d_2 \cdot \gamma_1} \quad (2.29)$$

$$i_a = \frac{(\gamma_2 \cdot \varepsilon_1 - \gamma_1 \cdot \varepsilon_2)^2 \cdot d_1 \cdot \gamma_2 \cdot U \cdot S}{(d_1 \cdot \varepsilon_2 + d_2 \cdot \varepsilon_1)^2 \cdot (d_1 \cdot \gamma_2 + d_2 \cdot \gamma_1)} \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (2.30)$$

Celkový proud se pak označuje jako dobíjecí i_d a je součtem vodivostního i_v a absorpčního proudu i_a [1, 5]. Průběh dobíjecího proudu je naznačen na obr. 2.3.

$$i_d = i_v + i_a \quad (2.31)$$



Obr. 2.3 Průběh dobíjecího proudu a jeho složek – zdroj [1]

2.4 Polarizace bez působení vnějšího pole

Kromě polarizačních jevů, ke kterým dochází vlivem vnějšího elektrického pole na materiál, může ve zvláštních případech docházet k polarizování dielektrika i bez působení elektrického pole. Vznik těchto polarizačních jevů je podmíněn zejména vlastnostmi

konkrétního materiálu. Přestože tato diplomová práce není zaměřena na tento druh polarizačních jevů, pro úplnost budou zmíněny také.

Prvním typem polarizace, jejíž vznik nevyžaduje působení vnějšího elektrického pole je spontánní polarizace u látek, které se nazývají elektrety. Jsou to materiály, které dokážou díky patřičnému tepelnému zpracování, během něhož na dielektrikum působí současně elektrické pole nebo světelné záření, vytvořit ve svém okolí elektrické pole. I po odeznění úvodních polarizačních vlivů, tedy tepla a elektrického pole či světla, jsou elektrety schopny udržet polarizovaný stav. Podle typu sekundárního polarizačního činitele se elektrety dále dělí na elektroelektrety a fotoelektrety [1, 3].

Druhým typem materiálu, jenž je schopen se polarizovat bez vnějšího elektrického pole, jsou piezoelektrika. Struktura těchto látek postrádá střed symetrie, proto je možné, aby se vlivem působení mechanické síly zpolarizovaly. U piezoelektrických krystalů se projevuje i opačný piezoelektrický efekt, během kterého dochází k jejich mechanické deformaci vlivem působícího elektrického pole.

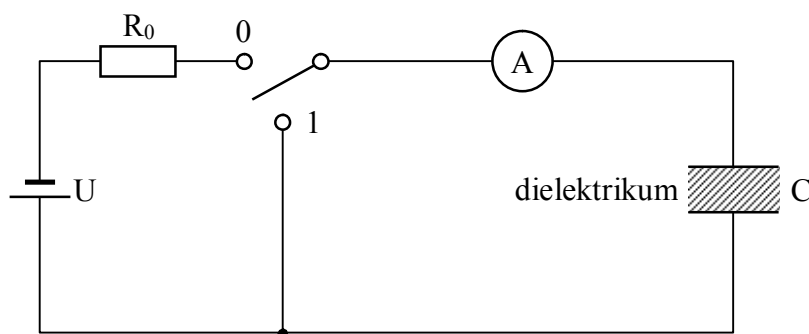
Posledním typem pyroelektrická polarizace v látkách nazývaných pyroelektrika. Opět zde hraje důležitou roli struktura materiálu, díky níž se vlivem působení teploty vytváří na povrchu dielektrika elektrický náboj. Zvláštní podskupinou pyroelektrik jsou feroelektrika, jejichž struktura má podobu oddělených, spontánně polarizovaných domén. Každá z domén je polarizovaná separátně, přičemž směry vektorů polarizace každé z domén jsou náhodné. Přiložením vnějšího elektrického pole dojde k souhlasné orientaci vektorů polarizace ve směru působícího pole a tím k jeho zesílení uvnitř feroelektrika.

3 Dielektrická absorpce

Je-li dielektrikum vystaveno působení stejnosměrného elektrického pole, je možno sledovat jak v dielektriku, tak i v jeho vnějších obvodech, určité nestacionární děje. Důvodem těchto dějů je dielektrická relaxace, tedy zpoždění odezvy dielektrika na vliv vnějšího elektrického pole. Následkem dielektrické relaxace je neschopnost dielektrika sledovat skokové změny přiloženého napětí a k jeho nabití nedochází ihned, ale až po uplynutí určitého času. Stejně nestacionární děje mají za následek, že se dielektrikum bude chovat podobně i při vybíjení. Tento jev se nazývá dielektrická absorpce.

Pro vysvětlení těchto dějů je nutné si uvědomit, že každý elektroizolační materiál ve své struktuře obsahuje jak vázané nosiče elektrického náboje, tak i určité množství volných nosičů elektrického náboje. Po vložení materiálu do elektrického pole se začnou vázané i volné nosiče pohybovat, nicméně v jejich pohybu je rozdíl, což se projeví rozdílným způsobem i na vlastnostech samotného materiálu. Zatímco se pohyb volných nosičů náboje projevuje ve vnějších obvodech jako elektrická vodivost, vlivem pohybu vázaných nábojů dochází k hromadění elektrického náboje na elektrodách dielektrika.

Schematicky lze každý elektroizolační materiál vložený do stejnosměrného elektrického pole naznačit jako dielektrikum kondenzátoru v obvodu stejnosměrného napětí (viz. obr. 3.1). Obvod je vybaven přepínačem, kterým je možno v jedné poloze (0) připojit zdroj napětí na kondenzátor a v druhé poloze (1) naopak napětí odpojit a zároveň kondenzátor zkratuje.



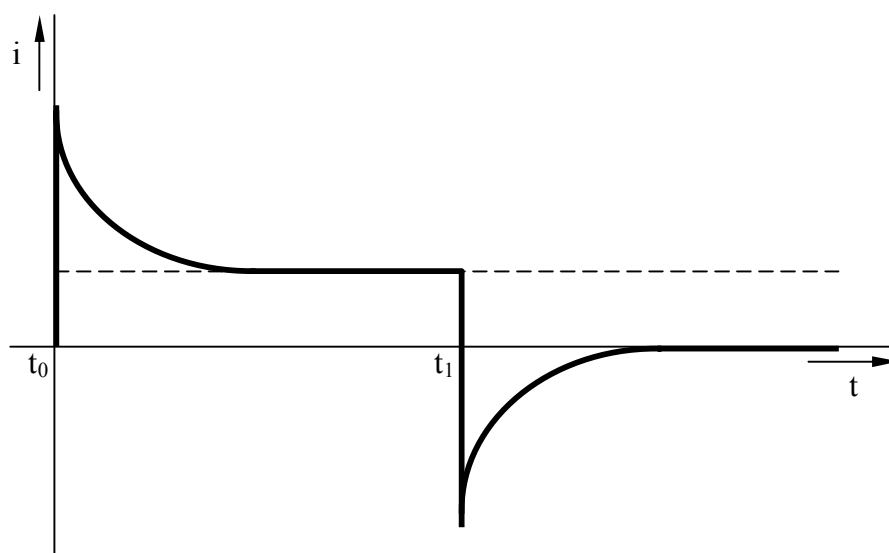
Obr. 3.1 Dielektrikum jako součást elektrického obvodu – zdroj [5]

Před tím, než je připojeno napětí, dochází uvnitř struktury materiálu dielektrika pouze k tepelnému pohybu částic. Po připojení stejnosměrného napětí (poloha přepínače 0) se začnou vázané nosiče elektrického náboje vychylovat z jejich rovnovážných poloh a

volné nosiče náboje se začnou pohybovat materiálem od jedné elektrody k druhé. Tento pohyb se superponuje k tepelnému pohybu částic – pohyb kladných nábojů ve směru elektrického pole, pohyb záporných nábojů proti směru elektrického pole. Vychýlení vázaných nosičů náboje z rovnovážné polohy se ve vnějších obvodech projeví jako časově proměnná složka nabíjecího proudu, který má v okamžiku připojení velkou hodnotu a postupně se časem snižuje. Naproti tomu pohyb volných nosičů náboje se ve vnějších obvodech projeví jako časově neproměnná složka nabíjecího proudu.

Po odpojení napětí a současném zkratování elektrod kondenzátoru (poloha přepínače 1) dochází k zániku elektrického pole. Vázané nosiče náboje se vrací do svých rovnovážných poloh, z nichž byly vychýleny, což se ve vnějších obvodech projeví jako časově proměnná složka vybíjecího proudu. Volné nosiče elektrického náboje se do svých původních poloh nevrací, ale pokračují v tepelném pohybu v místě, kam se přemístili až do okamžiku před odpojením napětí. To má za následek, že se přítomnost volných nosičů po odpojení napětí nijak neprojeví na vybíjecím proudu kondenzátoru a lze tedy říci, že vybíjecí proud má pouze časově proměnnou složku [5].

Průběh proudu, který prochází dielektrikem po připojení napětí a po jeho zkratování, je naznačen na obr. 3.2.



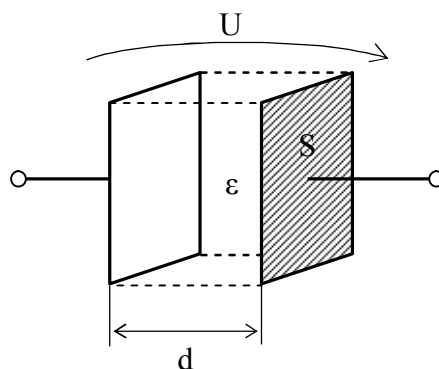
Obr. 3.2 Průběh proudu dielektrikem – zdroj [5]

3.1 Nabíjení dielektrika

Po vložení dielektrika do vnějšího elektrického pole dochází k nárůstu náboje na elektrodách kondenzátoru a změně proudu v jeho vnějších obvodech v závislosti na čase. Tyto děje probíhají v několika fázích.

3.1.1 Nabíjení geometrické kapacity

V první fázi dochází k nabití na hodnotu náboje Q_0 , jenž odpovídá geometrické kapacitě C_0 [1]. Tu si lze představit jako kapacitu deskového kondenzátoru (obr. 3.3), jehož dielektrikum je vakuum.



Obr. 3.3 Model deskového kondenzátoru

Kapacitu C_0 je možné vyjádřit vztahem:

$$C_0 = \epsilon_0 \cdot \frac{S}{d} \quad (3.1)$$

kde S je plocha elektrod deskového kondenzátoru [m^2]

d je vzdálenost elektrod [m]

ϵ_0 je permitivita vakua $8,854 \cdot 10^{-12} \text{ F} \cdot \text{m}^{-1}$

Dosadíme-li do vzorce pro výpočet velikosti náboje:

$$Q_0 = C_0 \cdot U \quad (3.2)$$

kde U je velikost přiloženého napětí [V]

Získáme vztah:

$$Q_0 = \varepsilon_0 \cdot \frac{S}{d} \cdot U \quad (3.3)$$

3.1.2 Vliv rychlých polarizací

Ve druhé fázi naroste velikost náboje o hodnotu Q_d . Nárůst tohoto náboje je velmi rychlý – čas nárůstu se pohybuje mezi 10^{-16} až 10^{-12} s, což je dáno vlivem rychlých deformačních polarizací [1].

Během první a druhé fáze také dochází k výraznému nárůstu proudu ve vnějším obvodu kondenzátoru. Tento proud je úměrný nabíjení zmiňované geometrické kapacity a rychlým deformačním polarizacím a jeho velikost je závislá na odporu zdroje a přívodů R_0 a velikostí přiloženého napětí U . Protože během těchto dvou fází dochází k rychlému nabíjení kondenzátoru, nazývá se tento proud nabíjecí proud i_0 .

3.1.3 Vliv pomalých polarizací

Ve třetí fázi se uplatňují pomalejší typy polarizací, zejména relaxační, vlivem kterých již není nárůst náboje na elektrodách tak strmý. V této oblasti začíná být patrná časová závislost přitékajícího náboje $Q_r(t)$, který se postupně ustálí na hodnotě Q_s . Průběh nárůstu náboje lze popsat rovnicí [1]:

$$Q_r(t) = Q_s \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \quad (3.4)$$

Kde Q_s je velikost náboje $Q_r(t)$ v ustáleném stavu

t je čas ustálení náboje na hodnotu Q_s - blíží se nekonečnu

τ je relaxační doba - časová konstanta

Takzvanou absorpční kapacitu C_p , která je daná přírůstkem kapacity sledovaného kondenzátoru vlivem relaxačních polarizací, vyjadřuje vztah:

$$C_p = \frac{Q_s}{U} \quad (3.5)$$

Současně po odeznění nabíjecího proudu i_0 obvodem protéká dobíjecí proud i_d , který má dvě složky [1]:

$$i_a(t) = i_a(t) + i_v(t) \quad (3.6)$$

Kde $i_a(t)$ je absorpční proud

$i_v(t)$ je vodivostní proud

Okamžitá hodnota absorpčního proudu $i_a(t)$ je dána součtem jednotlivých polarizačních proudů a důvodem jeho vzniku jsou:

- a) Polarizace vázaných nosičů náboje vlivem elektrického pole
- b) Nahromadění volných nosičů v hraničních oblastech nehomogenit
- c) Vytvoření prostorového náboje v blízkosti elektrod

Absorpční proud postupně klesá k nule, přičemž rychlost jeho poklesu je dána strukturou a stavem konkrétní látky. Vzájemný vztah mezi nábojem $Q_r(t)$ a absorpčním proudem je možné vyjádřit následovně [1]:

$$Q_r(t) = \int_0^t i_a dt = Q_s \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \quad (3.7)$$

Druhou složkou dobíjecího proudu je vodivostní proud $i_v(t)$, který se postupně ustálí na hodnotě, k níž se blíží i hodnota dobíjecího proudu.

Pokud bychom zavedli zjednodušující předpoklad, že v daném dielektriku probíhá pouze jediný typ relaxační polarizace, bylo by možné uvažovat i jedinou relaxační dobu τ . Toto zjednodušení by pak vedlo k exponenciálnímu průběhu absorpčního proudu $i_a(t)$ a bylo by možné psát:

$$i_a(t) = U \cdot G \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (3.8)$$

kde G je vodivost dielektrika včetně jeho vnějších obvodů v čase $t = 0$.

V praxi se ovšem velmi často používají dielektrika sestavená z více složek s různou strukturou a uplatňují se v nich i různé relaxační polarizace. Absorpční proud pak nemá přesně exponenciální průběh a klesá pomaleji. V tomto případě lze uplatnit tzv. Curiovu funkci a integrální součet jednotlivých absorpčních proudů nahradit vztahem [1]:

$$i_a(t) = U \cdot G \cdot t^{-n} \quad (3.9)$$

kde n je experimentálně zjištěná konstanta.

3.1.4 Ustálení

Ve čtvrté fázi už je elektrický náboj ustálen na hodnotě Q_s a dielektrikem protéká pouze vodivostní proud $i_v(t)$ [1].

3.2 Vybíjení dielektrika

Podobná situace, jako při nabíjení dielektrika, nastává i při jeho vybíjení. Odpojíme-li zdroj napětí a současně vyzkratujeme elektrody, dojde opět k přechodovému ději, který se projeví poklesem velikosti náboje dielektrika a změnou proudu na jeho vnějších obvodech. Vzhledem k mechanismům, vedoucím k poklesu elektrického náboje, lze opět průběh časově proměnného proudu rozdělit na dvě složky:

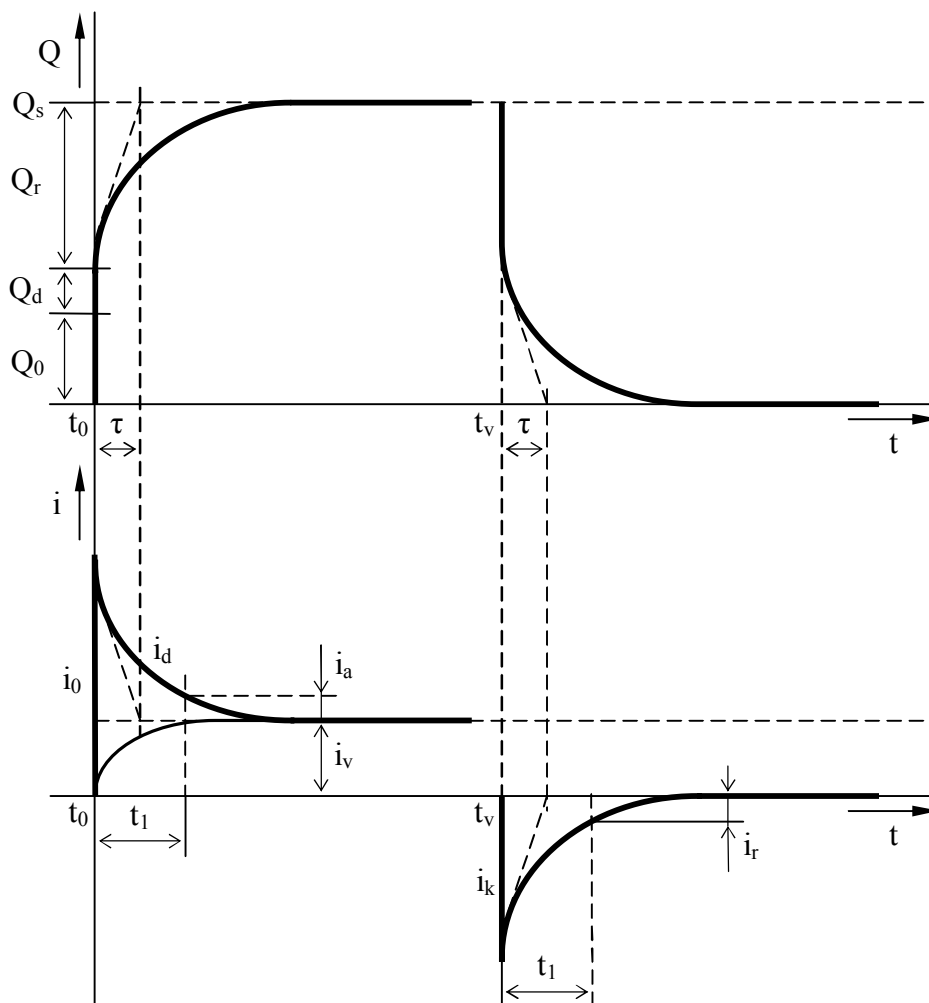
- a) vybíjecí proud $i_k(t)$, který bezprostředně po odpojení napětí rychle odeznívá
- b) resorpční proud $i_r(t)$, který se po odeznění i_k blíží k nule

Přestože zde dochází k vybíjení stejného náboje, který byl dielektriku dodán během nabíjení, mezi oběma ději platí následující vztah:

$$i_a(t_1) \neq -i_r(t_v + t_1) \quad (3.10)$$

Tato nerovnost je způsobena svodem uvnitř dielektrického systému, vlivem kterého dochází k odčerpání určité části elektrického náboje z dielektrika. Dalším důvodem této nerovnosti je již zmíněný fakt, že se volné nosiče náboje uvnitř materiálu nevrací do svých původních poloh, proto má vybíjecí proud pouze časově proměnnou složku [5].

Jednotlivé fáze nabíjení i vybíjení dielektrika jsou znázorněny na obr. 3.4. V horní části grafu je možné sledovat časovou závislost průběhu elektrického náboje $Q(t)$, kdy v čase t_0 došlo k připojení elektrického napětí na elektrody kondenzátoru a v čase t_v došlo k odpojení napětí a současnému zkratování elektrod. V dolní části je pak průběh proudu $i(t)$. Oblast nabíjení začíná v čase t_0 , kdy dochází k nabití na hodnotu náboje Q_0 a končí v čase ustálení náboje dielektrika na hodnotě Q_s . Další mezní hodnotou je část t_v . Od tohoto bodu pokračují průběhy pro vybíjení dielektrika.



Obr. 3.4 Časová závislost elektrického náboje a proudu během nabíjení a vybíjení dielektrika – převzato z [1]

4 Využití pro diagnostiku

Absorpční a resorpční charakteristiky mají výpovědní hodnotu o průběhu polarizačních jevů ve zkoumaném dielektriku. Vzhledem k tomu, že polarizace určitým způsobem reflektuje změnu stavu a struktury každého dielektrika, je možné změny průběhu absorpčního a resorpčního proudu využít při diagnostice stavu izolace elektrických zařízení. Strmost časového průběhu absorpčního proudu je pro stav dielektrika charakteristická a této skutečnosti využívají i diagnostické metody, které tak dokážou identifikovat navlhnutí, znečištění, či přímo degradaci materiálu.

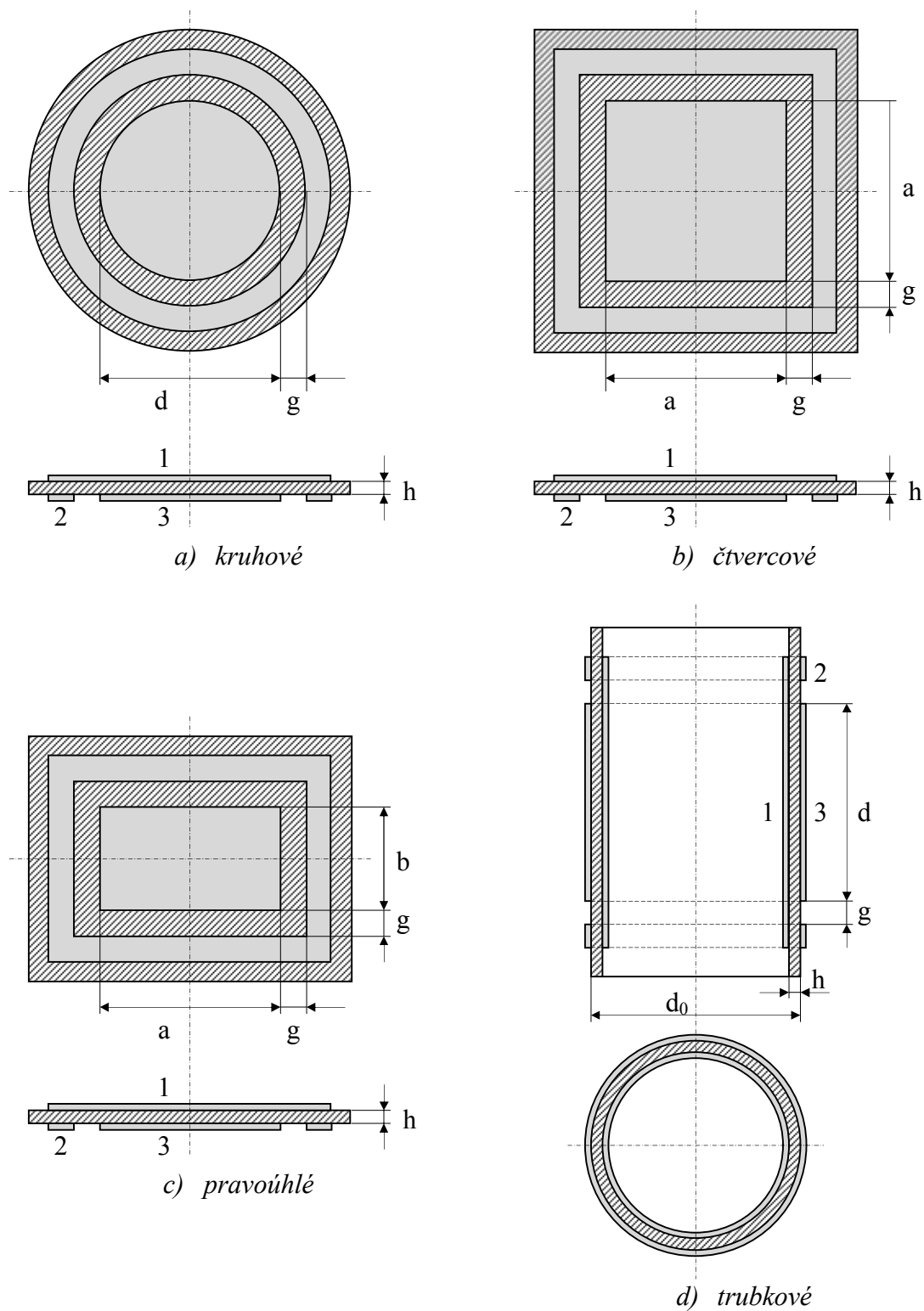
Z praktického hlediska se jedná zejména o stanovení veličin, jakými jsou izolační odpor, vnitřní rezistivita, povrchová rezistivita, popřípadě polarizační indexy. Dalšími parametry mohou být plochy pod absorpční a resorpční křivkou, či redukované resorpční křivky.

Při měření elektrického odporu izolantů je nutné rozlišovat vnitřní, povrchový a izolační odpor. Vnitřní odpor R_v odpovídá poměru stejnosměrného napětí na protilehlých elektrodách měřeného vzorku a proudu procházejícího pouze vnitřkem vzorku, povrchový odpor R_p se rovná poměru přiloženého napětí a proudu tekoucího pouze po povrchu vzorku mezi elektrodami. Izolační odpor R_i je pak definován jako poměr stejnosměrného napětí na elektrodách měřeného vzorku a celkového proudu, který mezi elektrodami prochází.

4.1 Elektrody a vzorky

Díky rozlišnostem v definici vnitřního a povrchového odporu je třeba měřit zvlášť proud tekoucí vnitřkem vzorku a po jeho povrchu, čehož je možné dosáhnout vhodným tvarem a uspořádáním elektrod. Při výpočtu je nutné tuto geometrii uspořádání zohledňovat, proto se pro vzorky volí jednoduché tvary, jako například čtvercové nebo kruhové destičky, případně trubky, nicméně je možné použít jakýkoliv tvar, který dovoluje vhodné umístění elektrod. Tvaru vzorků je také nutné přizpůsobit elektrody, které musí splňovat následující podmínky:

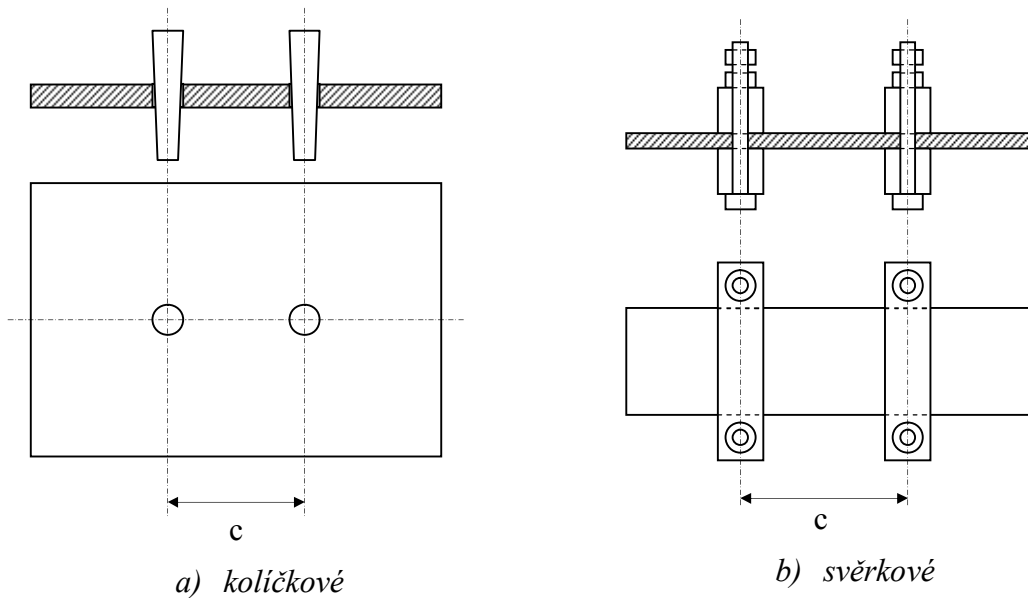
- a) Vysoká vodivost – používá se zejména stříbrný nátěr, vodivá guma, hliníková nebo cínová folie lepená přímo na vzorek
- b) Nesmí mít vliv na vlastnosti testovaného vzorku
- c) Odolnost vůči korozi



Obr. 4.1 Elektrody pro měření vnitřního a povrchového odporu

Ukázky nejčastěji užívaných tvarů vzorků pro měření vnitřního odporu R_v a povrchového odporu R_p , včetně elektrodového uspořádání jsou na obr. 4.1 – a) kruhové, b) čtvercové, c) pravoúhlé, d) trubkové.

V případě měření izolačního odporu R_i se používají elektrody kolíčkové (obr. 4.2a), svěrkové (obr. 4.2b), popřípadě páskové. Měření izolačního odporu je užíváno pro rychlé porovnání materiálů.



Obr. 4.2 Elektrody pro měření izolačního odporu – zdroj [1]

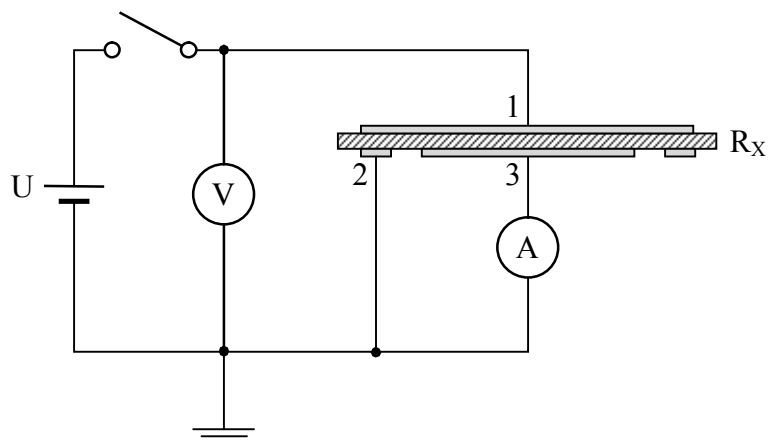
4.2 Diagnostické metody

Obecně je možné diagnostické metody měření odporu rozdělit na přímé a porovnávací, v závislosti na tom, zda dochází k přímému měření napětí a proudu, či zda je metoda založena na určení poměru známého a neznámého odporu.

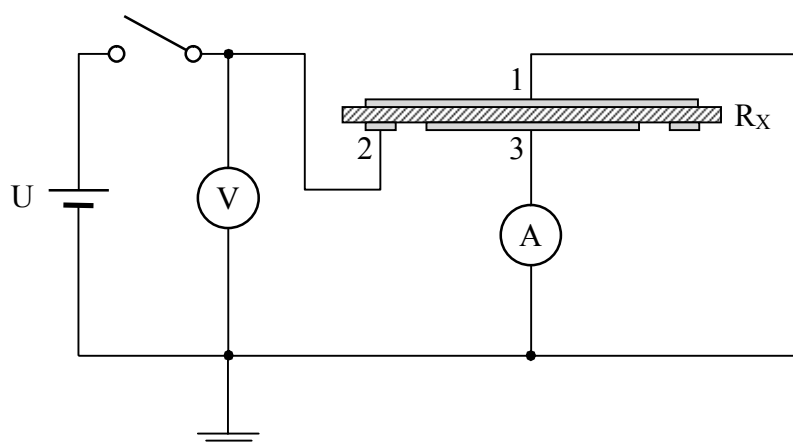
4.2.1 Voltampérová metoda

Voltampérová metoda je založena na přímém měření stejnosměrného napětí připojeného k neznámému prvku a současném odečítání proudu, který tímto prvkem prochází. Jedná se tedy o metodu přímou, z hlediska použití nejrychlejší a pravděpodobně nejpoužívanější. Varianty zapojení pro měření neznámého odporu touto metodou jsou na obr. 4.3a, b, c.

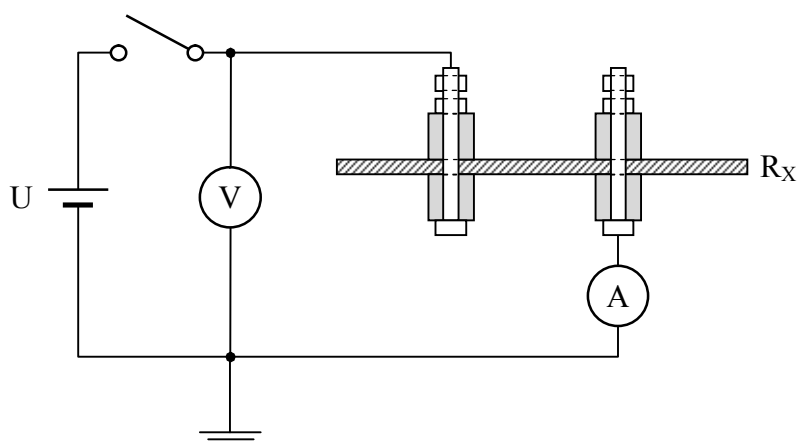
Na obr. 4.3a je naznačeno schéma zapojení pro měření vnitřního odporu R_v , s použitím kruhového deskového vzorku. V tomto případě elektroda 1 slouží jako napěťová (nechráněná), elektroda 2 slouží jako ochranná a elektroda 3 je v tomto případě měrná (chráněná).



a) Vnitřní odpor



b) Povrchový odpor



c) Izolační odpor

Obr. 4.3 Schéma zapojení pro měření voltampérovou metodou – zdroj [1]

Na obr. 4.3b je znázorněno zapojení pro měření povrchového odporu R_p opět s použitím kruhového deskového vzorku. Tentokrát ale elektroda 1 slouží jako ochranná, elektroda 2 jako napěťová (nechráněná) a elektroda 3 je v tomto případě měrná (chráněná).

Na obr. 4.3c je schéma zapojení pro měření izolačního odporu R_i pásového vzorku s použitím svorkových elektrod.

Pro určení neznámého odporu se průchozí proud obvykle začíná měřit až po odeznění nabíjecí složky proudu. V případě kvalitních elektroizolačních materiálů však může dosažení ustálené hodnoty proudu trvat i několik hodin, proto se v praxi při výpočtu odporu bere v úvahu hodnota proudu procházejícího měřeným objektem po uplynutí jedné minuty. Z naměřených hodnot pak lze vypočítat hodnotu neznámého odporu R_x podle vzorce:

$$R_x = \frac{U}{I} \quad (4.1)$$

Jedná se o nejjednodušší metodu určení neznámého odporu, na jejímž principu jsou založeny i mobilní měřicí přístroje pro diagnostiku.

4.2.2 Wheatstonův můstek

Měření pomocí Wheatstonova můstku patří mezi metody porovnávací, protože při ní dochází k porovnávání neznámého odporu měřeného objektu s referenčním odporem. Schéma zapojení pro měření neznámého odporu metodou Wheatstonova můstku je na obr. 4.4. Měřený objekt je připojen do jedné větve a známé odpory do zbývajících větví můstku.

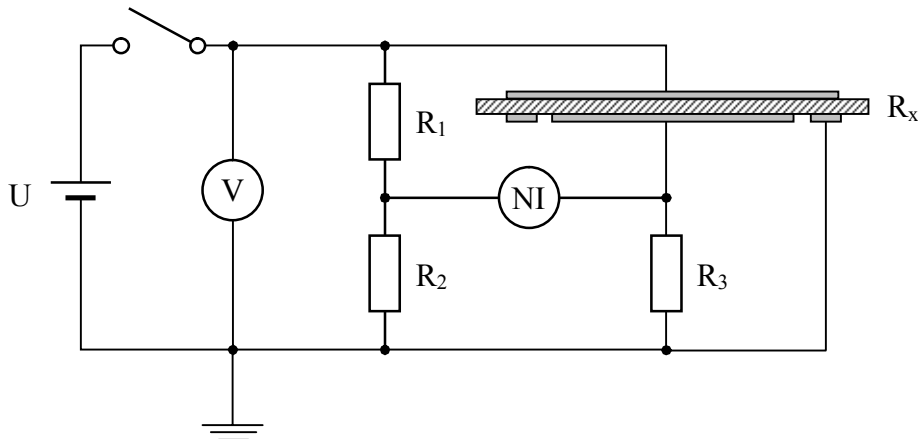
Referenční odpor R_1 je pak nastavován v krocích po dekádách, odpor R_2 slouží pro jemnější vyrovnání a odpor R_3 zůstává během měření neměnný. Pokud je můstek vyvážený, musí platit rovnost poměrů:

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{R_x}{R_3} \quad (4.2)$$

Neznámý odpor se pak vyjádří vztahem:

$$R_x = \frac{R_1 \cdot R_3}{R_2} \quad (4.3)$$

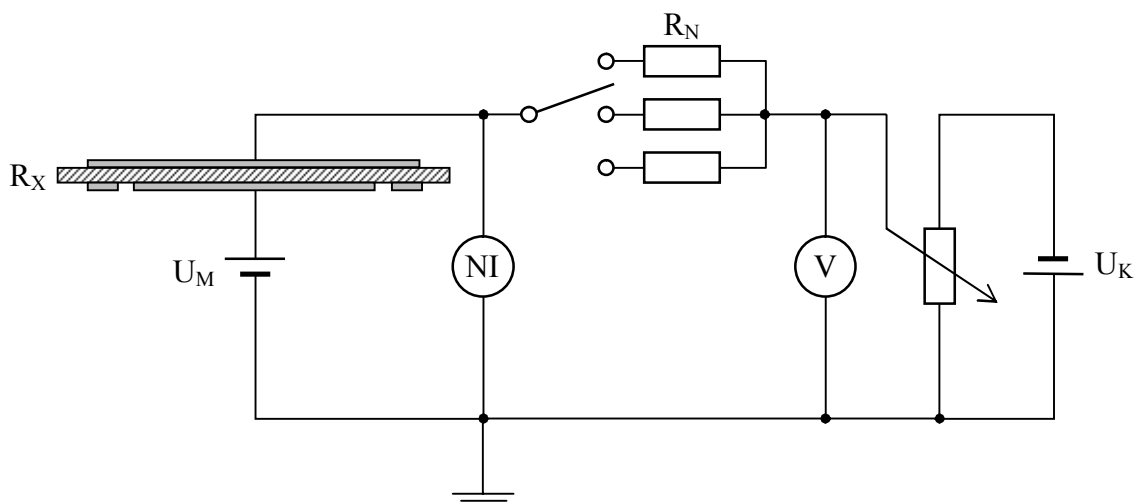
Metoda určení neznámého odporu pomocí Wheatstonova můstku se ovšem nehodí pro měření v případě, vzorkem prochází proud závislý na čase. Z tohoto důvodu není ani vhodná pro hodnocení izolanů vycházející z absorpčních a resorpčních charakteristik.



Obr. 4.4 Schéma zapojení Wheatstonova můstku pro měření vnitřního odporu – zdroj [1]

4.2.3 Kompenzační metoda

Dalším způsobem, jak měřit neznámý odpor, je kompenzační metoda. Je založena obvodu (obr. 4.5), který obsahuje dva zdroje napětí – měrný U_M a kompenzační U_K , díky čemuž lze i celý obvod rozdělit na měrnou a kompenzační část. Do měrné části obvodu je umístěn neznámý odpor R_X , do kompenzační pak odporový normál R_N .



Obr. 4.5 Schéma zapojení pro měření kompenzační metodou – zdroj [1]

Pomocí proměnného kompenzačního napětí U_K se kompenzuje úbytek napětí na známém R_N , přičemž při plném vykompenzování platí:

$$\frac{U_M}{R_X} = \frac{U_K}{R_N} \quad (4.4)$$

Neznámý odpor se pak vyjádří vztahem:

$$R_x = R_N \cdot \frac{U_M}{U_K} \quad (4.5)$$

4.3 Hledané parametry

4.3.1 Vnitřní rezistivita

Pro zjištění vnitřní rezistivity ρ_v [$\Omega \cdot \text{m}$] je možné použít například voltampérovou metodu v zapojení podle obr. 4.3a. Po připojení napětí se provede odečtení proudu po 15 sekundách, dále pak po 1, 2, 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90 a 100 minutách. Měření končí v okamžiku, kdy jsou dvě po sobě naměřené hodnoty shodné. Z takto ustálené hodnoty se vypočte vnitřní rezistivita ρ_v :

$$\rho_v = R_x \cdot \frac{A}{h} \quad (4.6)$$

V tomto vztahu A reprezentuje efektivní plochu měrné elektrody, které jsou pro jednotlivá elektrodová uspořádání uvedeny v tabulce 4.1.

Tab. 4.1 Výpočet efektivní plochy elektrod pro měření vnitřní rezistivity – zdroj [1]

Tvar elektrod	Efektivní plocha A [m^2]
Kruhové	$\frac{\pi \cdot (d + g)^2}{4}$
Čtvercové	$(a + g)^2$
Pravoúhlé	$(a + g) \cdot (a + g)$
Trubkové	$\pi \cdot (d_0 - h) \cdot (d + g)$

Pokud naopak po uplynutí 100 minut nedejde k ustálení proudu, udává se vnitřní rezistivita jako funkce času přiloženého napětí [1].

4.3.2 Povrchová rezistivita

Pro zjištění povrchové rezistivity ρ_p [$\Omega \cdot m$] je možné použít zapojení podle obr. 4.3b. Po připojení napětí se odečte hodnota proudu po 1 minutě, ze které se určí R_x . Tato hodnota se pak dosadí do vztahu:

$$\rho_p = R_x \cdot \frac{p}{g} \quad (4.7)$$

Veličina p reprezentuje efektivní obvod ochranné elektrody a vzorce pro její určení pro jednotlivá elektrodová uspořádání jsou uvedeny v tabulce 4.2.

Tab. 4.2 Výpočet efektivní plochy elektrod pro měření povrchové rezistivity – zdroj [1]

Tvar elektrod	Efektivní obvod p [m]
Kruhové	$\pi \cdot (d + g)$
Čtvercové	$4 \cdot (a + g)$
Pravoúhlé	$2 \cdot (a + b + 2 \cdot g)$
Trubkové	$2 \cdot \pi \cdot d_0$

4.3.3 Izolační odpor

Pokud je zapotřebí rychlé porovnání měřených vzorků, je možné pro diagnostiku využít izolační odpor R_i [Ω]. Opět ho lze měřit voltampérovou metodou podle zapojení na obr. 4.3c. V případě nutnosti je možné hodnoty naměřené na zkušební vzorku přepočítat na délku $l = 25$ mm (popřípadě 100 mm, viz. Tab. 4.3).

Tab. 4.3 Přepočet izolačního odporu na jednotnou délku

Tvar vzorku	Efektivní obvod p [m]
Tyč, trubka	$\frac{\pi \cdot d}{l \cdot R_x}$
Plochý	$\frac{c \cdot R_x}{l}$

4.3.4 Polarizační index

Dalším parametrem, který má o stavu zkoumaného izolantu velmi dobrou výpovědní hodnotu, je polarizační index. Jedná se o bezrozměrnou veličinu a v praxi je možné se setkat s užitím minutového a desetiminutového polarizačního indexu.

Minutový polarizační index p_{i1} je definován jako podíl hodnoty dobíjecího proudu i_d po 15 sekundách a po 60 sekundách po připojení napětí. Lze ho vyjádřit vztahem:

$$p_{i1} = \frac{i_d(15)}{i_d(60)} \quad (4.8)$$

Kde $i_d(15)$ je hodnota dobíjecího proudu v 15 s po připojení napětí

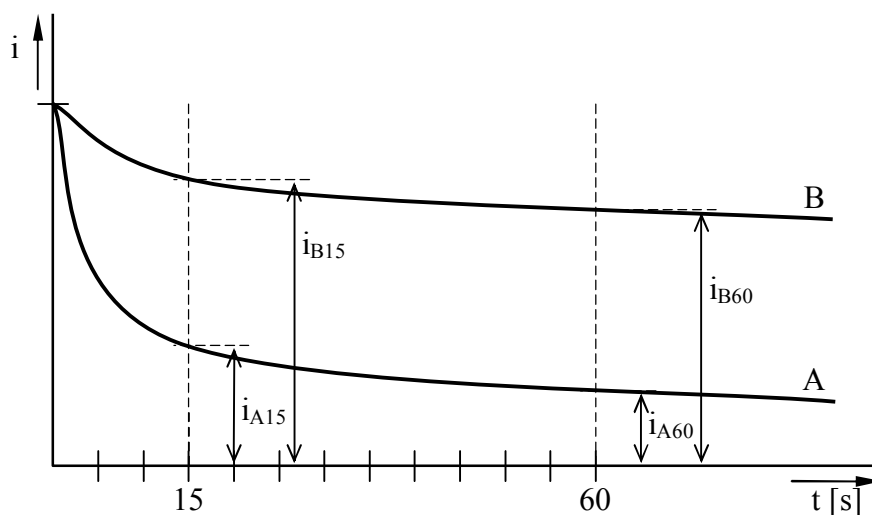
$i_d(60)$ je hodnota dobíjecího proudu v 60 s po připojení napětí

Vztah lze dále rozepsat podle vzorce 3.6:

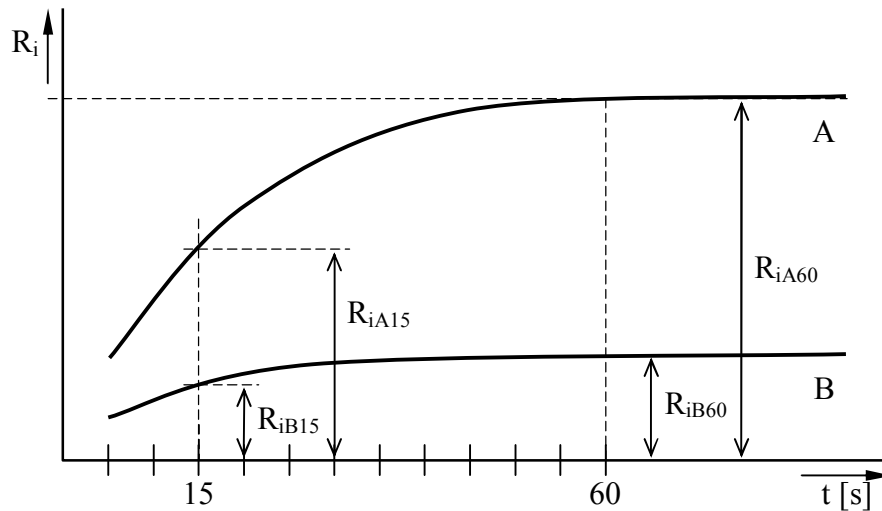
$$p_{i1} = \frac{i_a(15) + i_v(15)}{i_a(60) + i_v(60)} \quad (4.9)$$

Dále je možné polarizační index vyjádřit poměrem odpovídajících izolačních odporů R_i :

$$p_{i1} = \frac{R_i(60)}{R_i(15)} \quad (4.10)$$



Obr. 4.6 Závislost proudu na čase pro suchou (A) a navlhlou (B) izolaci – zdroj [1]



Obr. 4.7 Závislost izolačního odporu na čase pro suchou (A) a navlhlou (B) izolaci – zdroj [1]

Z obr. 4.6 je patrný význam polarizačního indexu na dvou rozdílných průbězích absorpčního proudu. Zatímco křivka *A* charakterizuje suchý, nijak poškozený materiál s malým množstvím volných nosičů elektrického náboje, křivka *B* odpovídá materiálu vlhkému, popřípadě poškozenému, s velkým množstvím volných nosičů elektrického náboje. Průběh hodnot izolačního odporu R_i pro stejné materiály je na obr. 4.7.

Ze vztahu pro výpočet polarizačního indexu a průběhů na obr. 4.6 a 4.7 je patrné, že u suchých a nepoškozených materiálů dosahuje polarizační index p_{i1} několikanásobně větších hodnot než u materiálů navlhklých, nebo poškozených. Je to dáno poměrem mezi vodivostním proudem i_v a absorpčním proudem i_a [1].

Pro materiály v dobrém izolačním stavu platí, že absorpční proud i_a je mnohonásobně větší než vodivostní proud i_v , proto i polarizační index p_{i1} je mnohonásobně větší než 1.

$$i_a \gg i_v \Rightarrow p_{i1} \gg 1 \quad (4.11)$$

Zatímco u narušené, zestárlé nebo vlhké izolace jsou hodnoty absorpčního proudu i_a a vodivostní proud i_v přibližně stejné, proto se velikost polarizačního indexu p_{i1} blíží hodnotě 1.

$$i_a \approx i_v \Rightarrow p_{i1} \rightarrow 1 \quad (4.12)$$

Kromě minutového polarizačního indexu p_{i1} se používá i desetiminutový polarizační index p_{i10} , který je jeho obdobou. Výsledná hodnota je pak poměrem dobíjecího proudu i_d v první a desáté minutě:

$$p_{i10} = \frac{i_d(60)}{i_d(600)} = \frac{R_i(600)}{R_i(60)} \quad (4.13)$$

Typické hodnoty polarizačního indexu p_{i10} , včetně rozlišení odpovídajícího stavu izolace, jsou uvedeny v následující tabulce:

Tab. 4.4 Rozsahy hodnot desetiminutového polarizačního indexu – zdroj [18]

p_{i10}	Stav izolace
< 1,5	Znečištěná, zestárlá, popřípadě provlhlá
1,5 ÷ 2,5	Možné znečištění, popřípadě navlhnutí
2,5 ÷ 4,0	Čistá a suchá
> 4,0	Velmi čistá a velmi suchá

Desetiminutový polarizační index se uplatňuje především při diagnostice elektrických strojů [1]. V takovém případě se používají specializované přenosné měřicí přístroje, které svedou dané zařízení diagnostikovat přímo na místě.

Důvodem zavádění polarizačního indexu při diagnostice je jeho nezávislost na rozměrech měřené izolační soustavy a také na teplotě. Vzhledem k tomu, že polarizační index je vždy poměrem dvou hodnot, předpokládá se, že nedojde ke změně teploty měřeného objektu mezi 15. sekundou a 1. minutou měření, popřípadě mezi 1. a 10. minutou. Zejména u elektrických strojů je nutné dbát při měření polarizačního indexu na to, aby byla izolace před zahájením měření vybitá. Vinutí se proto před zahájením diagnostiky propojuje s kostrou stroje, přičemž doporučená doba vybíjení je 1 hodina.

4.3.5 Koeficient dielektrické absorpce

Kromě polarizačního indexu je možné z hodnot nabíjecího proudu, popřípadě izolačního odporu, určit i koeficient dielektrické absorpce (u výrobců měřicí techniky označován zkratkou *DAR* - *Dielectric Absorption Ratio*). Jedná o poměr hodnot izolačních odporů R_i po nastavených časových intervalech, které v tomto případě bývají kratší než při zjišťování polarizačního indexu. Nejčastěji se hodnoty odečítají po 30 a 60 sekundách.

$$DAR = \frac{i_d(30)}{i_d(60)} = \frac{R_i(60)}{R_i(30)} \quad (4.14)$$

Změnou časových intervalů dochází samozřejmě i k rozdílným výsledkům oproti polarizačním indexům. Možné hodnoty koeficientu dielektrické absorpce jsou uvedeny v následující tabulce:

Tab. 4.5 Rozsahy hodnot koeficientu dielektrické absorpce – zdroj [18]

DAR	Stav izolace
< 1,25	Silně znečištěná, zestárlá, popřípadě provlhlá
1,25 ÷ 1,4	Čistá a suchá
> 1,4	Velmi čistá a velmi suchá

4.3.6 Redukovaný absorpční proud

Dalším parametrem vypovídajícím o stavu izolace může být i redukovaný absorpční proud. U výrobců měřicí techniky je možno se setkat i s pojmem koeficient vybíjení dielektrika *DD* (*Dielectric Discharge*). Na rozdíl od polarizačních indexů nebo koeficientu dielektrické absorpce, měřených při nabíjení dielektrika, zde se uvažuje s měřením při jeho vybíjení. Nese to s sebou určité výhody, protože pro měření absorpčních proudů během nabíjení je nezbytné mít k dispozici stabilní zdroj stejnosměrného napětí. V opačném případě mohou i malé změny napětí do značné míry zkreslit měřené hodnoty absorpčního proudu, protože platí vztah:

$$dQ = C \cdot dU \quad (4.15)$$

Závislost proudu na změně napětí lze tedy napsat následovně:

$$I = \frac{dQ}{dt} = C \cdot \frac{dU}{dt} \quad (4.16)$$

Tato metoda vychází z předpokladu, že při změně stavu nebo struktury zkoumané izolace dojde ke změně její permitivity a vodivosti. Velikost absorpčního proudu pak ovlivňuje:

- struktura, která je v tomto případě reprezentovaná koeficientem n
- tvár a rozměr – dáno G

c) velikost napětí U

Pro posuzování izolace je pak výhodnější použít místo vztahu 4.16 vyjádření redukovaného absorpčního proudu. Ten je poměrnou veličinou, vztaženou k jednotce kapacity a napětí:

$$i_{ared}(t) = \frac{i_a(t)}{C \cdot U} \quad (4.17)$$

Při samotném měření je nutné zkoumané dielektriku nejprve plně nabít, aby proběhly veškeré polarizační procesy. Jediná složka proudu pak zůstává pouze vodivostní proud i_v . Po plném nabití je napětí odpojeno a dochází tak k vybíjení testovaného prvku při současném odečítání hodnoty proudu, obvykle po uplynutí 1 minuty.

$$i_{ared}(t) = \frac{i_a(60)}{C \cdot U} \quad (4.18)$$

Čím jsou hodnoty absorpčního proudu i_a vyšší, tím je větší pravděpodobnost kontaminování izolace nečistotami nebo vlhkostí. Možné hodnoty redukovaného absorpčního proudu i_{ared} jsou uvedeny v následující tabulce:

Tab. 4.6 Rozsahy hodnot redukovaného resorpčního proudu – zdroj [18]

i_{ared}	Stav izolace
> 4	Silně znečištěná, zestárlá, popřípadě provlhlá
$2 \div 4$	Možné znečištění, stárnutí, popřípadě vlhnutí
< 2	Čistá a suchá

4.4 Přenosné měřicí přístroje

Kromě přesných laboratorních přístrojů, s kterými se za kontrolovaných podmínek testují účelově připravené vzorky, je nutné provádět i operativní měření v provozu. Na obr. 4.8 jsou znázorněny měřicí soupravy japonských výrobců a) Kyoritsu Electrical Instrumets KEW 3128, b) HIOKI HiTester 3455, c) amerického výrobce Extech MG 500 a d) slovinského Metrel MI 3210.

Většina přístrojů má v sobě již obsaženy funkce pro diagnostická měření bez nutnosti použití dalších přístrojů, či dodatečného početního zpracování hodnot. Všechny přenosné přístroje mají integrovaný zdroj stejnosměrného napětí, jehož hodnotu je možné nastavovat v rozmezí od desítek voltů až po jednotky kilovoltů.



a) KEW 3128



b) HiTester 3455



c) MG 500



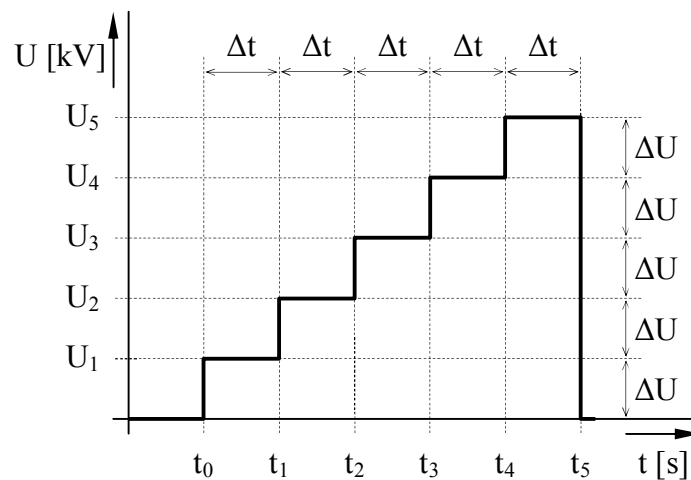
d) MI 3210

Obr. 4.8 Přenosné měřicí přístroje

Kromě předdefinovaných režimů, jakými jsou například měření minutového a desetiminutového polarizačního indexu, je možné průběh měření ovlivňovat. Lze tak přímo uživatelsky nastavovat časy, ve kterých budou odečteny hodnoty proudu pro následné určení polarizačních indexů nebo obecnějšího koeficientu dielektrické absorpce. V případě měření izolačního odporu krokovou změnou napětí je možné měnit nejen počáteční a koncovou hodnotu aplikovaného napětí, ale i délku kroku. Standardními funkcemi jsou měření:

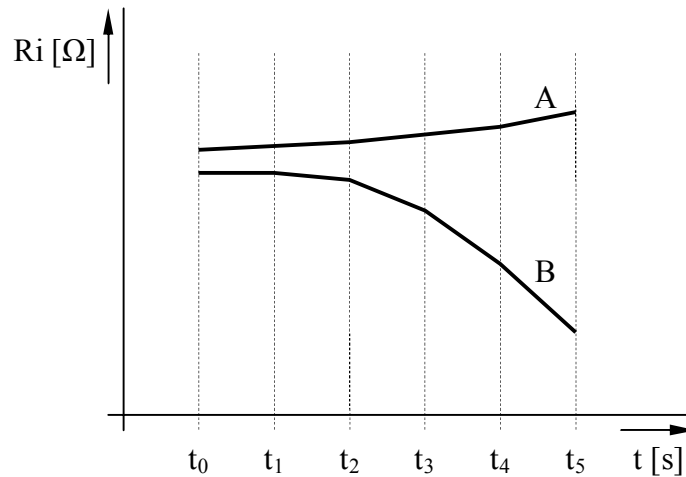
- izolační odpor (označení IR)
- polarizační indexy (označení PI)
- koeficient dielektrické absorpce (označení DAR)
- redukovaný absorpční proud (zde se ve většině případů používá označení *Dielectric Discharge* – koeficient vybíjení dielektrika se zkratkou DD)
- izolační odpor krokovou změnou napětí (označení SV – *Step Voltage*)

Metoda měření izolačního odporu krokovou změnou napětí je založena na změně hodnoty izolačního odporu porušené izolace s rostoucím napětím. Test probíhá tak, že je na zkoušený materiál připojeno napětí, které se po určitých, stejně dlouhých časových intervalech Δt skokově zvyšuje o hodnotu ΔU a měří se velikost izolačního odporu. Příkladem nastavení takového měření může být počet kroků $n=5$, délka časového kroku $\Delta t=60s$, velikost napěťového kroku $\Delta U=1kV$ ($U_1=1kV$, $U_2=2kV$, $U_3=3kV$, $U_4=4kV$, $U_5=5kV$). Průběh přiloženého napětí je na obr. 4.9.



Obr. 4.9 Průběh napětí při měření izolačního odporu krokovou změnou napětí

U kvalitní neporušené izolace bude hodnota izolačního odporu přibližně konstantní v celém rozsahu testovacího napětí (křivka *A* na obr. 4.10), ale v případě porušené izolace (křivka *B* na obr. 4.10) bude hodnota izolačního odporu se zvyšujícím se napětím klesat [16, 18].



Obr. 4.10 Závislost izolačního odporu na čase při měření krokovým napětím – zdroj [16]

Kvalitní měřicí přístroje jsou dále schopny současně s požadovanou veličinou zaznamenávat i okolní teplotu, popřípadě vlhkost vzduchu. Vzhledem k tomu, že se zvyšující se teplotou klesá hodnota rezistivity, jsou tyto veličiny pro měření velmi důležité, a to i z toho důvodu, aby bylo možné naměřené hodnoty porovnávat. V řadě případů ovšem nelze pro měření zajistit laboratorní podmínky, protože k testování dochází přímo na místě instalace zařízení. V takových případech je pak pro porovnání výsledků nutné naměřené hodnoty převést na společnou vztažnou teplotu, což je možné buď přímo nastavením na měřicím přístroji, nebo dodatečným přepočtem s použitím teplotního korekčního faktoru. V následující tabulce (tab. 4.7) jsou uvedeny korekční součinitele pro přepočet na teplotu 20°C pro točivé stroje a transformátory.

Budeme-li například uvažovat točivý stroj s izolací vinutí teplotní třídy A, kterému byl při teplotě 40°C naměřen izolační odpor 2 MΩ, je možné korekci na teplotu 20°C provést následovně:

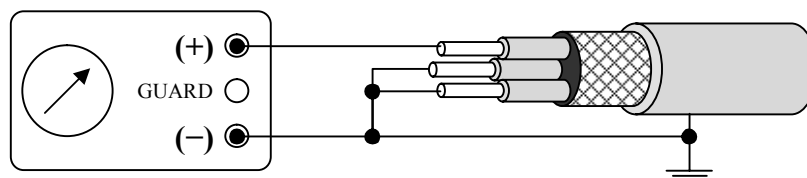
$$R_{i20} = R_{i40} \cdot k_{40} = 2 \cdot 10^6 \cdot 4,8 = 9,6 \cdot 10^6 \Omega \quad (4.17)$$

Přepočet na základní vztažnou teplotu není nutný v případě, pokud pracovní teplota analyzovaného zařízení je běžně vyšší než teplota okolí, nebo v případě, že sledování teplotní závislosti má být přímo výsledkem periodického měření.

Tab. 4.7 Korekční součinitele pro přepočítání na společnou vztaznou teplotu - zdroj [16]

Teplota [°C]	Korekční teplotní součinitel		
	Rotační stroje		Transformátory
	Třída A	Třída B	
0	0,21	0,40	0,25
5	0,31	0,50	0,36
10	0,45	0,63	0,50
15,6	0,71	0,81	0,74
20	1,00	1,00	1,00
25	1,48	1,25	1,40
30	2,20	1,58	1,98
35	3,24	2,00	2,80
40	4,80	2,50	3,95
45	7,10	3,15	5,60
50	10,45	3,98	7,85
55	15,50	5,00	11,20
60	22,80	6,30	15,85
65	34,00	7,90	22,40
70	50,00	10,00	31,75
75	74,00	12,60	44,70

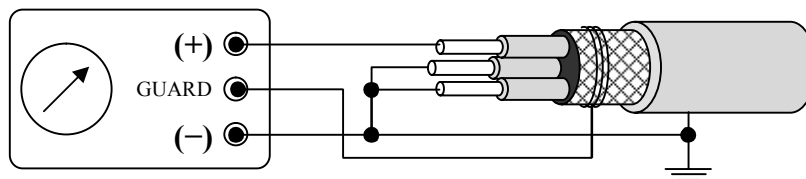
Použití přenosných analyzátorů v provozu na zařízení, které nemohou být převezeny, ani z nich nemohou být odebrány vzorky, vyžaduje i specifické zapojení. Takovým případem může být například měření izolačního odporu kabelu, přičemž před samotným měřením je nutné kabel na obou koncích odpojit. Na obr. 4.11 je ukázka zapojení měření izolačního odporu jednoho vodiče proti ostatním vodičům spolu s izolací kabelu.



Obr. 4.11 Měření izolačního odporu jednoho vodiče proti ostatním vodičům spolu s izolací kabelu – zdroj [16, 18]

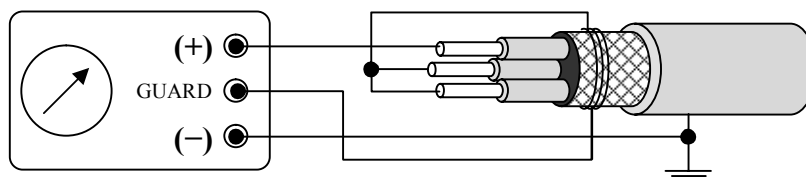
Vlivem prosakujícího povrchového proudu mohou být naměřené hodnoty zkreslené, proto se využívá svorky *Guard*. Na obr. 4.12 je opět ukázka zapojení měření

izolačního odporu jednoho vodiče proti ostatním vodičům spolu s izolací kabelu, tentokrát upravené pro vyrušení nežádoucího vlivu povrchového proudu.



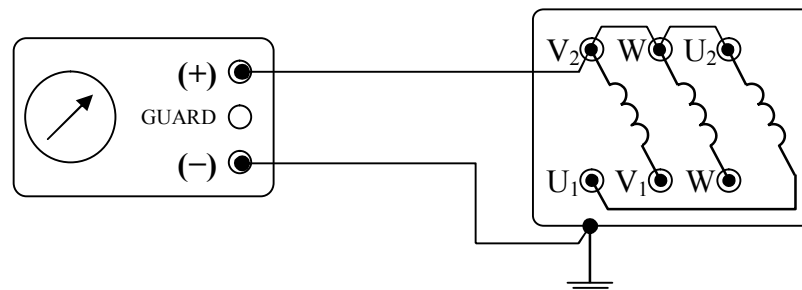
Obr. 4.12 Měření izolačního odporu jednoho vodiče proti ostatním vodičům spolu s izolací kabelu s vyrušením povrchového proudu – zdroj [16, 18]

Úpravou předchozího příkladu je možné zapojení upravit pro měření izolačního odporu mezi jedním vodičem a izolací kabelu (obr. 4.13). V tomto případě jsou s terminálem *Guard* propojeny zbývající vodiče i stínění kabelu.

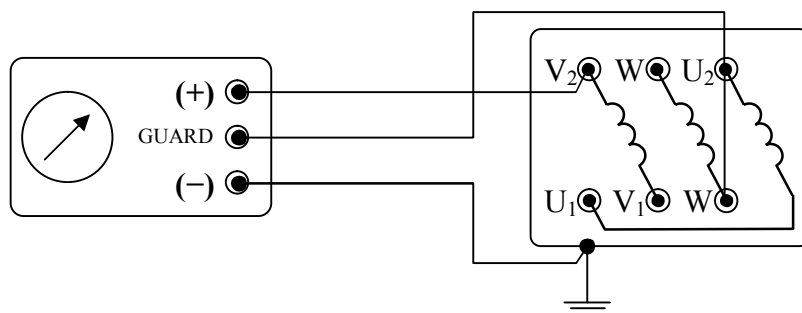


Obr. 4.13 Měření izolačního odporu jednoho vodiče proti izolaci kabelu – zdroj [16, 18]

Na dalších obrázcích jsou příklady zapojení izolačního odporu vinutí všech tří fází motoru proti kostře (obr. 4.14 – zapojení do hvězdy). V případě potřeby měření pouze jedné fáze proti kostře stroje, je možné zapojení upravit opět s použitím terminálu *Guard* (obr. 4.15 – rozpojený trojúhelník).

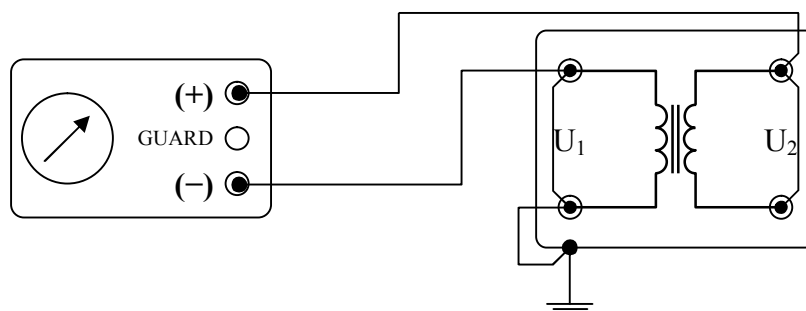


Obr. 4.14 Měření izolačního odporu vinutí všech tří fází motoru proti kostře (zapojení do hvězdy) – zdroj [16, 18]

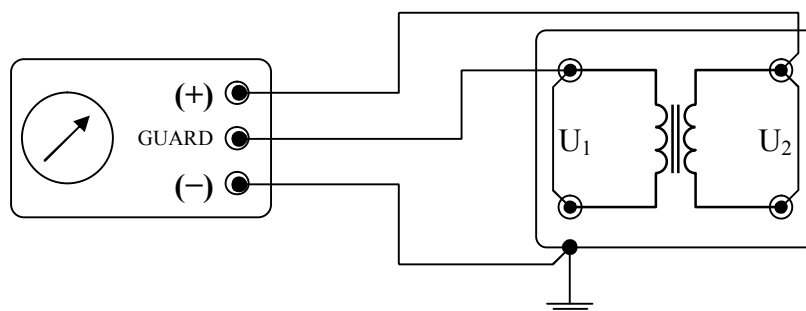


Obr. 4.15 Měření izolačního odporu vinutí jedné fáze motoru proti kostře
(zapojení do trojúhelníka) – zdroj [16, 18]

Posledním příkladem je zapojení pro měření izolačního odporu vinutí transformátorů proti jeho kostře. V případě zapojení na obr. 4.16 bude výsledkem měření hodnota izolačního odporu mezi primárním a sekundárním vinutím, zatímco na obr. 4.17 je naznačeno měření mezi sekundárním vinutím a kostrou stroje.



Obr. 4.16 Měření izolačního odporu vinutí transformátoru proti kostře – zdroj [16, 18]



Obr. 4.17 Měření izolačního odporu mezi primárním a sekundárním vinutím transformátoru – zdroj [16, 18]

5 Analýza naměřených dat

Pro rozbor byly zvoleny naměřené hodnoty tří elektroizolačních materiálů: Sklotextit FR-4, Relanex a Relastik.

Sklotextit FR-4 je vyroben ze skelné tkaniny, jako nosné matrice a epoxidového pryskyřice, jako pojiva. Nosná matrice a pojivo se pod tlakem vytvrzuje, čímž se docílí dobrých mechanických i elektrických vlastností. Vyrábí se ve formě desek o rozměrech až 1240×2800 mm a tloušťce v rozmezí od $0,2 \div 180$ mm.

Materiál Relanex se vyrábí z kalcinovaného slídového papíru spojeného s nosnou skleněnou tkaninou epoxynovolakovou pryskyřicí. Vyrábí se buď ve formě fólií o tloušťce od 0,17 mm a šířce až 1000 mm navíjených na role, nebo ve formě pásek o šířce 15 mm a více.

Relastik je vyroben z kalcinovaného slídového papíru a PET nebo PEN fólie vzájemně spojených epoxynovolakovou pryskyřicí. Vyrábí ve formě fólií o tloušťce od 0,16 mm a šířce až 1000 mm navíjených na role.

5.1 Příprava vzorků

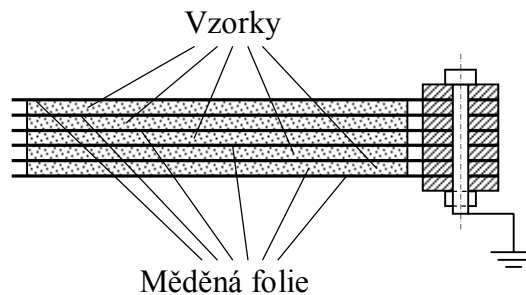
Od každého ze tří materiálů bylo k dispozici 10 vzorků ve formě čtvercových destiček s rozměry 100×100 mm. Vzorky byly nastříhány pákovými nůžkami na plech a v oblasti stříhu nebyly nijak dodatečně upravovány. Ani povrch vzorků nebyl před měřením nijak ošetřen, byl pouze zbaven možných nečistot, které by mohly ovlivnit měření výšky vzorků.

Výška vzorků byla měřena celkem na šesti místech rovnoměrně rozložených na ploše čtvercové destičky v oblasti, kterou zakrývá chráněná měřicí elektroda. Z těchto šesti hodnot byla následně dopočtena průměrná výška každého vzorku.

Tab. 5.1 Průměrná výška měřených vzorků

Materiál	Průměrná výška h_s [mm]
Sklotextit FR-4	1,47
Relanex	0,43
Relastik	0,40

Před zahájením měření bylo podle normy ČSN EN 62 644010 provedeno tzv. kondicionování vzorků (norma ČSN EN 60212 zavádí výraz *aklimatizace před zkouškou*) a zároveň bylo nutné uvést vzorky do dielektricky stabilního stavu. Destičky byly na 24 hodin umístěny mezi uzemněné elektrody z měděných folií (viz. obr. 5.1), čímž došlo k vybití případného zbytkového prostorového náboje uvnitř materiálu.



Obr. 5.1 Uvedení vzorků do dielektricky stabilního stavu

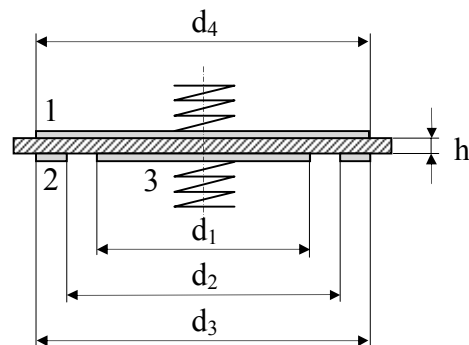
5.2 Měřicí vybavení

5.2.1 Elektrodotový systém

Pro měření byla použita měřicí komora Keithley 8009 s kruhovým elektrodotovým systémem (obr. 5.2). Komora je ve formě uzavíratelné stíněné krabice o rozměrech 107,95 × 165,1 × 139,7 mm a váze 1,45 kg. Elektrodoty jsou vyrobeny z nerezové oceli AISI 303, přičemž na napěťové (1 obr. 5.3) a měřicí (3 obr. 5.3) elektrodě je nanесena vrstva vodivé pryže. Elektrodoty jsou přichyceny na pružinách, proto je možné měřit vzorky s různou výškou při zachování optimálního kontaktu elektrod s měřeným objektem.

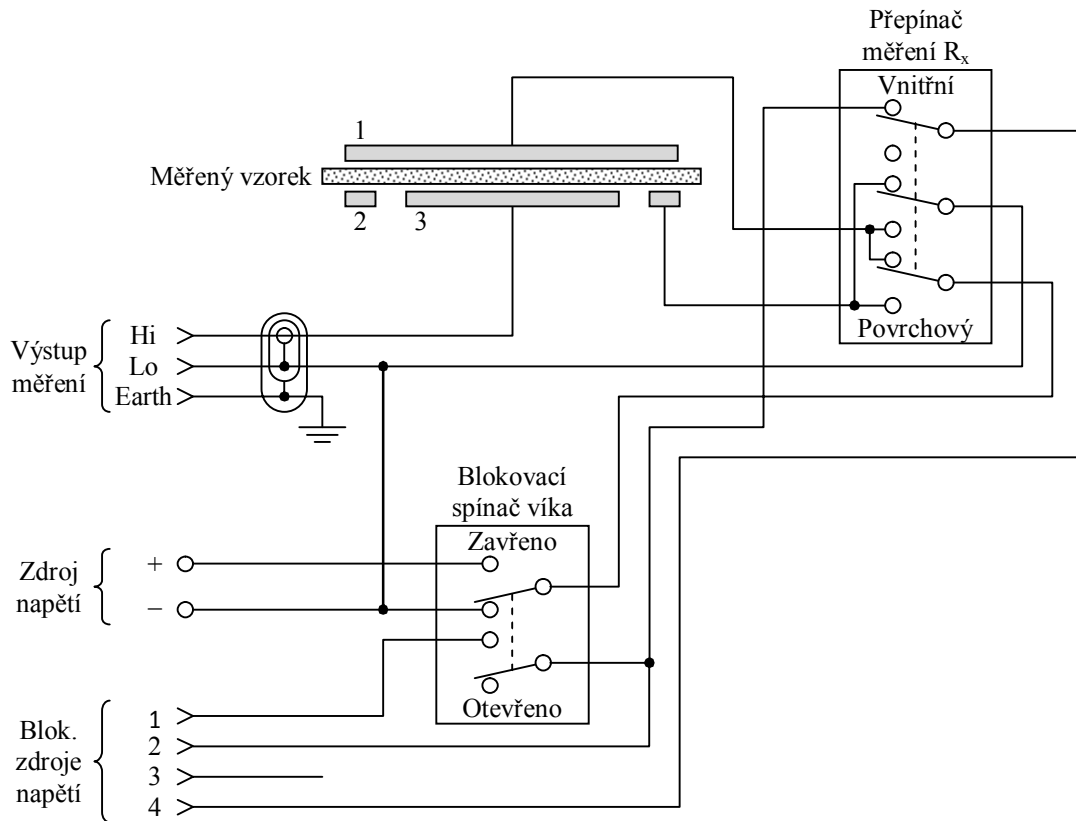


Obr. 5.2 Měřicí komora Keithley 8009



Obr. 5.3 Uspořádání elektrod komory

Komora je vybavena napětovými vstupy s banánkovými konektory, měřicím výstupem pro triaxový kabel a blokovacím bezpečnostním kontaktem s výstupem pro multimetr. Vnitřní zapojení komory umožňuje přepínání způsobu zapojení elektrod mezi měřením vnitřní a povrchové rezistivity, což lze provést přepnutím přepínače na boku komory.



Obr. 5.4 Vnitřní zapojení elektrodového systému – zdroj [11]

Parametry měřicí komory:

Rozsah měření vnitřní rezistivity:	$10^3 \div 10^{18} \Omega \cdot \text{m}$
Rozsah měření povrchové rezistivity:	$10^3 \div 10^{17} \Omega$
Průměr měřicí (chráněné) elektrody:	$d_1 = 50,8 \text{ mm } (\pm 0,05 \text{ mm})$
Vnitřní průměr ochranné elektrody:	$d_2 = 57,2 \text{ mm } (\pm 0,05 \text{ mm})$
Průměr napětové (vrchní) elektrody:	$d_4 = 85,7 \text{ mm } (\pm 0,05 \text{ mm})$
Minimální velikost měřeného vzorku:	průměr 63,5 mm (povrchový odpor)
Maximální velikost měřeného vzorku:	$101,6 \times 101,6 \text{ mm}$
Maximální výška vzorku:	3,2 mm
Rozsah provozních teplot:	$-30 \div +80^\circ\text{C}$

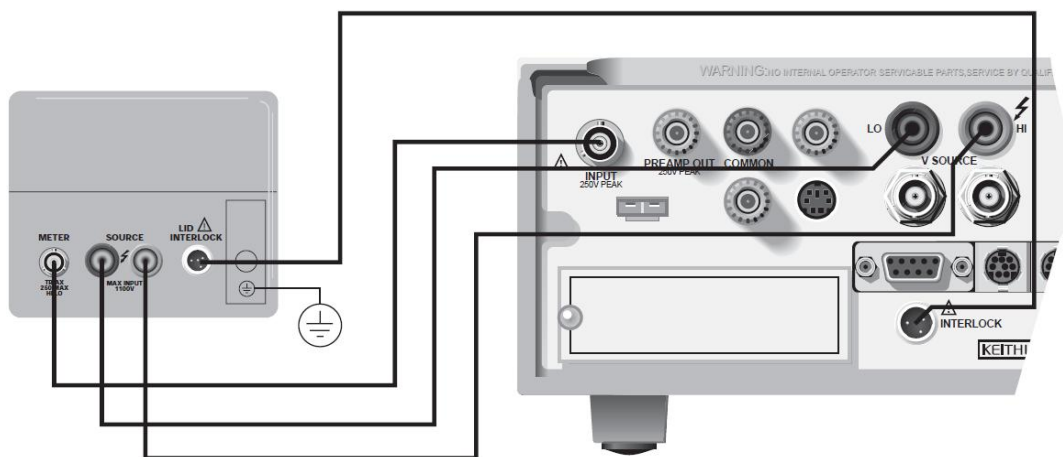
5.2.2 Elektrometr

Při měření byl použit elektrometr s integrovaným napěťovým zdrojem Keithley 6517A. Přístroj je schopen měřit proud, napětí, odpor, kapacitu a dále pak okolní teplotu a vlhkost. Je vybaven rozhraním RS-232, prostřednictvím kterého může komunikovat s výpočetní technikou podle standardu IEEE-488. Přístroj je schopen měřit proud v rozmezí hodnot $20\text{pA} \div 20\text{mA}$ a pracovat jako regulovatelný zdroj stejnosměrného napětí v rozsahu $100\text{V} \div 1000\text{V}$.



Obr. 5.5 Keithley 6517A

Elektrodový systém byl přepnut do polohy pro měření vnitřního odporu a spolu s elektrometrem byl zapojen voltampérovou metodou podle následujícího schématu:



Obr. 5.6 Propojení elektrometru a měřicí komory – zdroj [10]

5.3 Měření

Metody měření vnitřní rezistivity popisuje norma ČSN IEC 93 346460. Před zahájením měření bylo nutné vzorek uvést do dielektricky stabilního stavu. Vzorek byl vložen do měřicí komory, byla zkratována napěťová a měřicí elektroda a současně odečítán zkratový proud. Norma doporučuje nechat takto stabilizovat zkoušený materiál tak dlouho, dokud nedosáhne zkratový proud ustálené hodnoty. Vzorky získané k rozboru byly před měření zkratovány po dobu 50 minut, přičemž hodnota proudu byla odečítána po 1 minutě.

Po stabilizaci vzorku bylo zkratování elektrod zrušeno a ze stejnosměrného zdroje na něj bylo připojeno napětí 500 V, čímž byla zahájena zkouška dielektrické absorpce. Měřicí software zaznamenával na disk počítače naměřené hodnoty proudu, teploty a vlhkosti v intervalu 1 sekunda po dobu 100 minut.

Po 100 minutách bylo napětí odpojeno, měřicí a napěťové elektrody byly zkratovány a opět byl měřen proud, teplota a vlhkost v intervalu 1 sekunda po dobu 10 minut. Tato část zkoušky odpovídá měření dielektrické resorpce.

Ukončením měření dielektrické resorpce byl ukončen i test jednoho vzorku. Komoru bylo možné otevřít, vzorek vyjmout, vložit jiný a pokračovat stejným způsobem.

5.4 Naměřené hodnoty

Výstupem z každého měření byl vždy jeden soubor naměřených hodnot obsahující záhlaví s datem a časem měření a dále pak jednoznačnou identifikaci názvu materiálu s pořadovým číslem vzorku. Následuje záznam naměřených hodnot, který se skládá z celkem čtyř druhů informací: času [s], proudu [A], vlhkosti [%] a teploty [°C]. Ukázka naměřených hodnot je v následující tabulce.

Tab. 5.2 Ukázka naměřených hodnot

DD/MM/RRRR	HH:MM:SS	S1-0-20-OF-1	
0.000193	4.6211E-010	31.2	25.4
1.000182	1.73683E-011	31.2	25.4
2.000181	6.1133E-011	31.2	25.4
3.000181	6.6696E-011	31.2	25.4
4.000181	6.1963E-011	31.2	25.4
5.000181	5.5539E-011	31.2	25.4
6.000182	5.0045E-011	31.2	25.4
7.000182	4.57E-011	31.2	25.4
8.00018	4.227E-011	31.2	25.4
9.000181	3.9492E-011	31.2	25.5

K dispozici bylo tedy celkem deset záznamů z měření každého ze tří materiálů, ze kterých budou určeny tyto hodnoty:

- Minutový polarizační index p_{i1} [-]
- Desetiminutový polarizační index p_{i10} [-]
- Vnitřní odpor R_v [Ω]
- Vnitřní rezistivita ρ_v [$\Omega \cdot m$]

5.5 Vypočtené hodnoty

Příklad výpočtu hledaných parametrů bude proveden z naměřených hodnot materiálu Sklotextit FR-4 vzorku č. 1. Výpočty pro zbývající vzorky byly provedeny pomocí aplikace MS Excel. Pro vyjádření polarizačních indexů, vnitřního odporu a rezistivity jsou důležité hodnoty proudu odečtené po 15 sekundách a dále po 1, 2, 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90 a 100 minutách. Tyto hodnoty jsou uvedeny v následující tabulce:

Tab. 5.3 Naměřené hodnoty materiálu Sklotextit FR-4 - vzorek č. 1

t [s]	0	15	60	120	600	1200	1800
i_d [pA]	462,110	29,741	13,987	9,510	4,481	3,519	3,088

t [s]	2400	3000	3600	4200	4800	5400	6000
i_d [pA]	2,829	2,625	2,510	2,366	2,282	2,213	2,151

5.5.1 Minutový polarizační index

Minutový polarizační index p_{i1} je definován jako podíl hodnoty dobíjecího proudu i_d po 15 sekundách a po 60 sekundách po připojení napětí.

$$p_{i1} = \frac{i_d(15)}{i_d(60)} = \frac{29,741 \cdot 10^{-12}}{13,987 \cdot 10^{-12}} = 2,13 \quad (5.1)$$

5.5.2 Desetiminutový polarizační index

Desetiminutový polarizační index p_{i10} , který je jeho obdobou. Výsledná hodnota je pak poměrem dobíjecího proudu i_d v první a desáté minutě:

$$p_{i10} = \frac{i_d(60)}{i_d(600)} = \frac{13,987 \cdot 10^{-12}}{4,481 \cdot 10^{-12}} = 3,12 \quad (5.2)$$

5.5.3 Vnitřní odpor

Vnitřní odpor se pomocí voltampérové metody určí jako poměr přiloženého napětí a proudu procházejícího měřeným objektem. Proud musí být ustálený, to znamená, že dvě po sobě naměřené hodnoty jsou stejné. Pro výpočet vnitřního odporu byla použita hodnota proudu odečtená po 100 minutách měření.

$$R_v = \frac{U}{i_d(6000)} = \frac{500}{2,151 \cdot 10^{-12}} = 2,325 \cdot 10^{14} \Omega \quad (5.3)$$

5.5.4 Vnitřní rezistivita

Pro určení vnitřní rezistivity je nutné zjistit výšku vzorku h a efektivní plochu měrné elektrody A . Výška vzorku č. 1 materiálu Sklotextit FR-4 byla změřena celkem na šesti místech (h_1 až h_6), ze kterých byla dopočtena průměrná hodnota h_s . Tato hodnota byla použita pro výpočet vnitřní rezistivity daného vzorku.

Tab. 5.4 Změřená výška vzorku a dopočtená průměrná výška

h_1 [mm]	h_2 [mm]	h_3 [mm]	h_4 [mm]	h_5 [mm]	h_6 [mm]	h_s [mm]
1,490	1,492	1,478	1,479	1,492	1,473	1,484

Efektivní plocha měrné elektrody se pro konkrétní uspořádání kruhového elektrodového systému vypočte podle vztahu:

$$A = \frac{\pi \cdot \left(d_1 + \frac{d_2 - d_1}{2}\right)^2}{4} = \frac{\pi \cdot \left(50,8 \cdot 10^{-3} + \frac{57,2 \cdot 10^{-3} - 50,8 \cdot 10^{-3}}{2}\right)^2}{4} \quad (5.4)$$

$$A = 2,290 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$$

kde d_1 je průměr měřicí (chráněné) elektrody

d_2 je vnitřní průměr ochranné elektrody

Vnitřní rezistivita je tedy:

$$\rho_v = R_v \cdot \frac{A}{h_s} = 2,325 \cdot 10^{14} \cdot \frac{2,290 \cdot 10^{-3}}{1,484 \cdot 10^{-3}} = 3,587 \cdot 10^{14} \Omega \cdot m \quad (5.5)$$

5.6 Vyhodnocení měření

Po dokončení měření byl ze získaných hodnot vypočten minutový a desetiminutový polarizační index, vnitřní odpor a vnitřní rezistivita pro každý vzorek. Tabulky naměřených a vypočtených hodnot pro všechny sledované vzorky jsou uvedeny v příloze této diplomové práce. Z vypočtených hodnot byla následně určena průměrná hodnota jednotlivých parametrů pro každý materiál (tab. 5.5).

Tab. 5.5 Porovnání vypočtených hodnot jednotlivých materiálů

	Sklotextit FR-4	Relastik	Relanex
p_{il} [-]	2,23	3,67	2,87
p_{i10} [-]	2,63	6,90	4,30
R_v [Ω]	3,00E+14	8,95E+14	1,52E+14
ρ_v [$\Omega \cdot m$]	4,67E+14	49,23E+14	8,20E+14

Tab. 5.6 Hodnoty materiálu Sklotextit FR-4

Sklotextit FR-4	Min	Max	Průměr	Medián	Směrodatná odchylka	Variační koeficient
p_{il} [-]	2,13	2,43	2,23	2,22	0,10	4,27
p_{i10} [-]	2,35	3,12	2,63	2,56	0,25	9,52
R_v [Ω]	2,32E+14	3,59E+14	3,00E+14	3,02E+14	4,21E+13	14,00
ρ_v [$\Omega \cdot m$]	3,59E+14	5,58E+14	4,67E+14	4,68E+14	6,62E+13	14,18

Tab. 5.6 Hodnoty materiálu Relastik

Relastik	Min	Max	Průměr	Medián	Směrodatná odchylka	Variační koeficient
p_{il} [-]	2,88	3,83	3,67	3,75	0,28	7,70
p_{i10} [-]	3,73	7,61	6,90	7,20	1,13	16,30
R_v [Ω]	2,25E+14	1,11E+15	8,95E+14	9,44E+14	2,6E+14	29,08
ρ_v [$\Omega \cdot m$]	1,24E+15	6,13E+15	4,92E+15	5,19E+15	1,43E+15	29,08

Tab. 5.6 Hodnoty materiálu Relanex

Relanex	Min	Max	Průměr	Medián	Směrodatná odchylka	Variační koeficient
p_{il} [-]	2,58	3,01	2,87	2,89	0,12	4,25
p_{i10} [-]	3,87	4,64	4,30	4,31	0,23	5,36
R_v [Ω]	1,12E+14	1,82E+14	1,52E+14	1,55E+14	2,08E+13	13,63
ρ_v [$\Omega \cdot m$]	6,08E+14	9,85E+14	8,20E+14	8,28E+14	1,16E+14	14,11

6 Závěr

Cílem této diplomové práce bylo popsat proces dielektrické absorpce a stanovit vhodné metody pro jeho sledování. Pro plné vysvětlení dielektrické absorpce byly uvedeny i fyzikální jevy, které s ní souvisí a to zejména vodivost a polarizace dielektrika. Kromě teoretického rozboru daného jevu jsou uvedeny i praktické možnosti využití dielektrické absorpce pro hodnocení izolantů, zejména pak určení vhodných ukazatelů z absorpčních křivek. Jedná se především o zjištění parametrů, jakými jsou vnitřní rezistivita izolantu a polarizační index, které byly v závěru práce použity při posouzení izolačních vlastností tří materiálů – Sklotextit FR-4, Relanex a Relastik.

Minutový polarizační index se u materiálu Sklotextit FR-4 pohyboval v rozmezí hodnot $2,13 \div 2,43$, přičemž průměrná hodnota byla 2,23. U materiálu Relastik byl tento parametr v rozmezí $2,88 \div 3,83$ s průměrnou hodnotou 3,67 a v případě materiálu Relanex byly hodnoty v rozmezí $2,58 \div 3,01$ s průměrnou hodnotou 2,87. Z hlediska minutového polarizačního indexu dosáhl tedy nejlepších hodnot materiál Relastik.

V případě desetiminutového polarizačního indexu byla situace obdobná. U Sklotextitu FR-4 se hodnoty pohybovaly v rozsahu $2,35 \div 3,12$ s průměrnou hodnotou 2,63, materiál Relastik dosahoval hodnot $3,73 \div 7,61$ s průměrnou hodnotou 6,90 a u Relanexu se hodnoty pohybovali v rozmezí $3,87 \div 4,64$ s průměrnou hodnotou 4,30. Při porovnávání na základě desetiminutového polarizačního indexu dosáhl opět nejlepších výsledků materiál Relastik.

Dalším vypočteným parametrem, na základě kterého je možné vzorky mezi sebou porovnávat, je vnitřní rezistivita. Ta se v případě Sklotextitu FR-4 pohybovala v rozmezí $3,95 \cdot 10^{14} \div 5,58 \cdot 10^{14} \Omega \cdot m$, přičemž průměrná hodnota byla $4,67 \cdot 10^{14} \Omega \cdot m$. U materiálu Relastik dosahovala vnitřní rezistivita hodnot $12,38 \cdot 10^{14} \div 61,33 \cdot 10^{14} \Omega \cdot m$ s průměrnou hodnotou $49,23 \cdot 10^{14} \Omega \cdot m$ a u materiálu Relanex se pohybovala hodnota vnitřní rezistivity v rozsahu $6,08 \cdot 10^{14} \div 9,85 \cdot 10^{14} \Omega \cdot m$ s průměrnou hodnotou $8,20 \cdot 10^{14} \Omega \cdot m$. I v případě porovnání na základě vnitřní rezistivity dosáhl nejlepších hodnot materiál Relastik.

Aplikací diagnostických metod, které vycházejí z dielektrické absorpce, spolu s efektivním využitím periodické preventivní údržby technologického zařízení, lze docílit zajištění maximální bezpečnosti a spolehlivosti jeho provozu a tím i k efektivnímu hospodaření s finančními prostředky na jeho provoz. Diagnostická měření elektroizolačních materiálů technologického zařízení mohou vést ke správnému odhadu

technické životnosti a dokážou predikovat i jejich degradaci. Výsledky těchto měření pomáhají k správnému načasování nutných oprav či revizí s návazností na finanční plány a časový harmonogram odstávek výrobních celků.

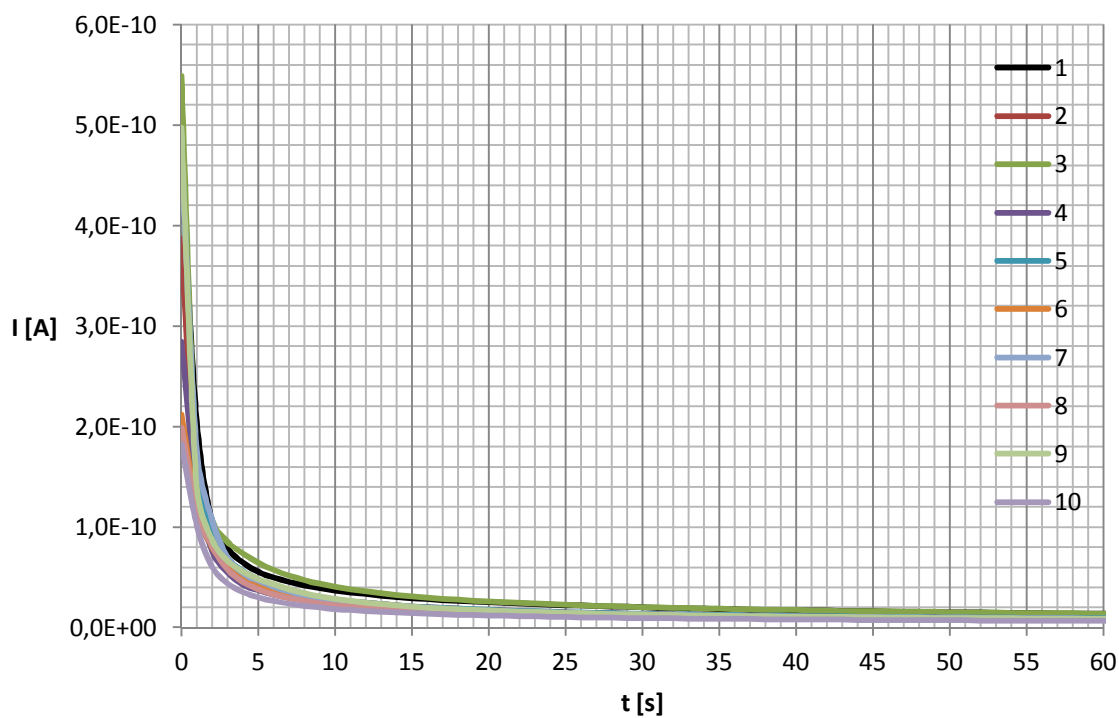
7 Literatura

- [1] MENTLÍK, Václav. Dielektrické prvky a systémy. 1. vyd. Praha: BEN - technická literatura, 2006. 235 s. ISBN 80-7300-189-6.
- [2] MENTLÍK, Václav et al. Diagnostika elektrických zařízení. 1. vyd. Praha: BEN - technická literatura, 2008. 439 s. ISBN 978-80-7300-232-9.
- [3] KUČEROVÁ, Eva. Elektrotechnické materiály. 1. vyd. Plzeň: Západočeská univerzita, 2002. 174 s. ISBN 80-7082-940-0.
- [4] BARTÁK, Alexandr. Diagnostika poruch izolací elektrických strojů. Vyd. 1. Praha: SNTL, 1984. 254 s.
- [5] HASSDENTEUFEL, Josef. Elektrotechnické materiály. 2. vyd. Bratislava: Alfa, 1978. 607 s.
- [6] ARTBAUER, Ján, ADAMEC, Vladimír a ŠEDOVIČ, Juraj. Izolanty a izolácie. 1. vyd. Bratislava: Alfa, 1969. 619 s.
- [7] MENTLÍK, Václav. Diagnostika izolačních. 1. vyd. Plzeň: VŠSE, 1986. skript 62 s.
- [8] LIPTÁK, Jan a SEDLÁČEK, Josef. Úvod do elektrotechnických materiálů. Vyd. 1. Praha: Vydavatelství ČVUT, 2005. 168 s. ISBN 80-01-03191-8.
- [9] MALIK, N.H., AL-ARAINY, A. A. a QURESHI, M. I. Electrical insulation in power systems. Boca Raton: Taylor & Francis, 1998. xii, 394 s. Power Engineering; 3. ISBN 0-8247-0106-2.
- [10] KEITHLEY Instruments, Inc. Model 6517A Electrometer. User's Manual, Revision D (Document Number 6517A-900-01).
- [11] KEITHLEY Instruments, Inc. Model 8009 Resistivity Test Fixture. Instruction Manual, Revision B (Document Number 8009-901-01).
- [12] HIOKI E. E. Corporation. High Voltage Insulation HiTester 3455. Instruction Manual, Revised edition 10 3455A981-10 13-02H.
- [13] KYORITSU Electrical Instruments Works, Ltd. KEW 3128 High Voltage Digital Insulation Tester. Instruction Manual, Revision 92-1997D.
- [14] EXTECH Instruments. 10KV Digital High Voltage Insulation Tester Model MG500. User Manual MG500-EU-EN v1.0.
- [15] MEGGER. S1-568, S1-1068, S1-1568 5 kV, 10 kV & 15 kV High Performance DC Insulation Resistance Testers. User manual, S1568-S11068-S11568-ug-en_V02 0314.

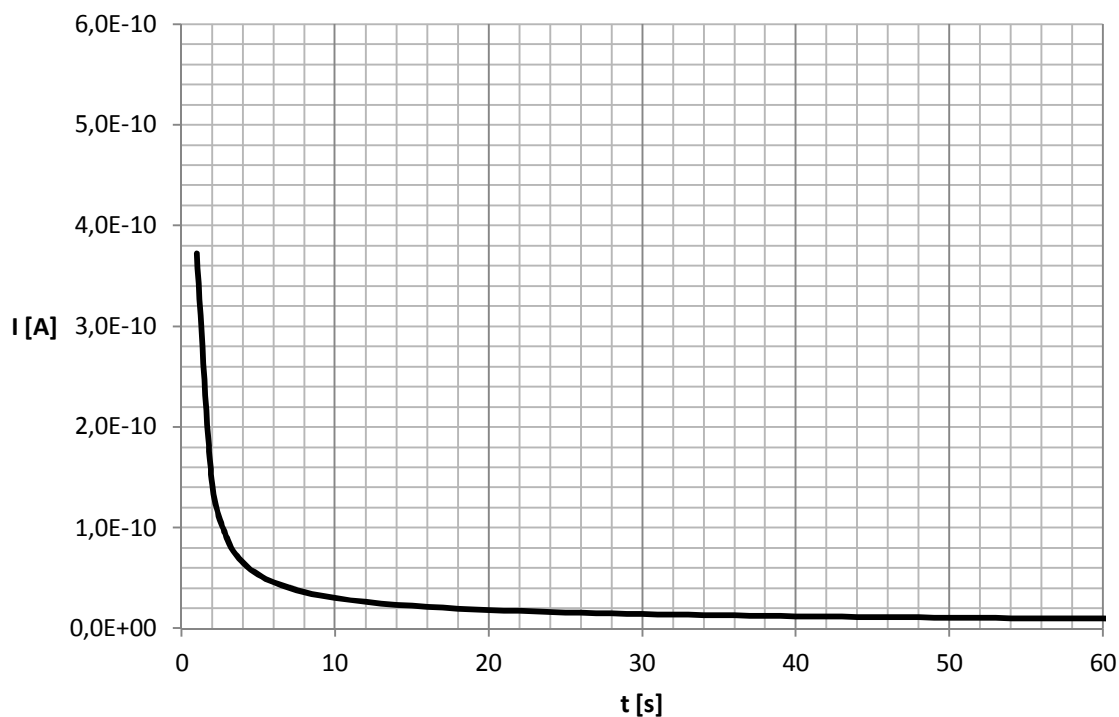
- [16] MEGGER. The Complete Guide to Electrical Insulation Testing. User guide, 4500082285-5_11-25k.
- [17] METREL. TeraOhmXA 10 kV MI 3210. Instruction manual, Version 1.2 Code No. 20 752 185.
- [18] METREL. Guide to modern insulation testing. User guide, Code No. 20 750 784.

8 Přílohy

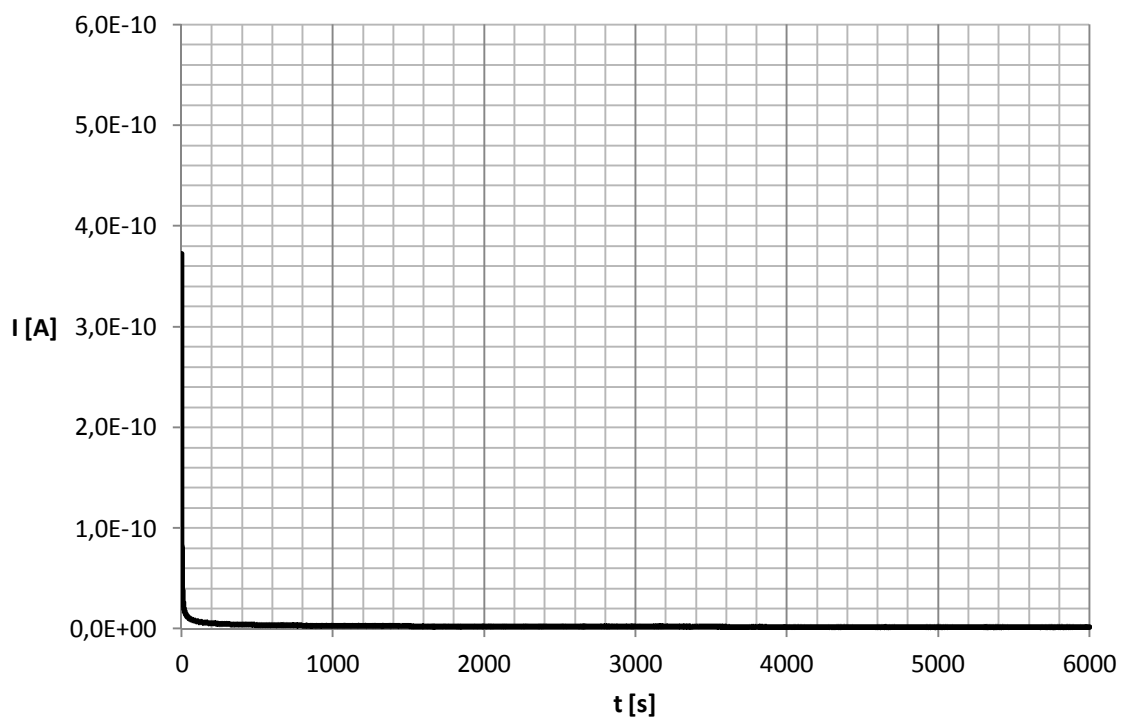
- P1) Porovnání naměřených hodnot i_d materiálu Sklotextit FR-4
- P2) Průměrná hodnota proudu i_d materiálu Sklotextit FR-4 (0 – 60s)
- P3) Průměrná hodnota proudu i_d materiálu Sklotextit FR-4 (0 – 6000s)
- P4) Průměrná hodnota vnitřního odporu R_v materiálu Sklotextit FR-4
- P5) Porovnání naměřených hodnot i_d materiálu Relastik
- P6) Průměrná hodnota proudu i_d materiálu Relastik (0 – 60s)
- P7) Průměrná hodnota proudu i_d materiálu Relastik (0 – 6000s)
- P8) Průměrná hodnota vnitřního odporu R_v materiálu Relastik
- P9) Porovnání naměřených hodnot i_d materiálu Relanex
- P10) Průměrná hodnota proudu i_d materiálu Relanex (0 – 60s)
- P11) Průměrná hodnota proudu i_d materiálu Relanex (0 – 6000s)
- P12) Průměrná hodnota vnitřního odporu R_v materiálu Relanex
- P13) Porovnání průměrných hodnot i_d všech testovaných materiálů (0 – 60s)
- P14) Porovnání průměrných hodnot i_d všech testovaných materiálů (0 – 6000s)
- P15) Porovnání průměrných hodnot R_v všech testovaných materiálů
- P16) Naměřené a vypočtené hodnoty materiálu Sklotextit FR-4
- P17) Naměřené a vypočtené hodnoty materiálu Relastik
- P18) Naměřené a vypočtené hodnoty materiálu Relanex
- P19) Porovnání naměřených a vypočtených hodnot všech testovaných materiálů



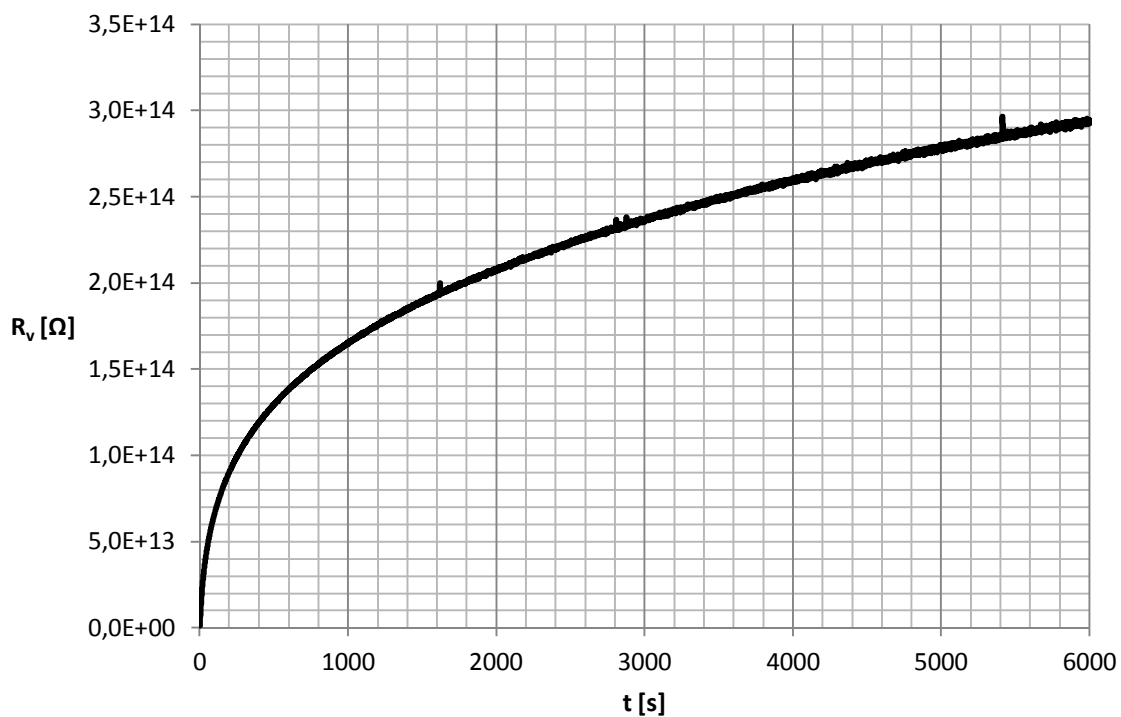
P1 – Porovnání naměřených hodnot i_d materiálu Sklotextit FR-4



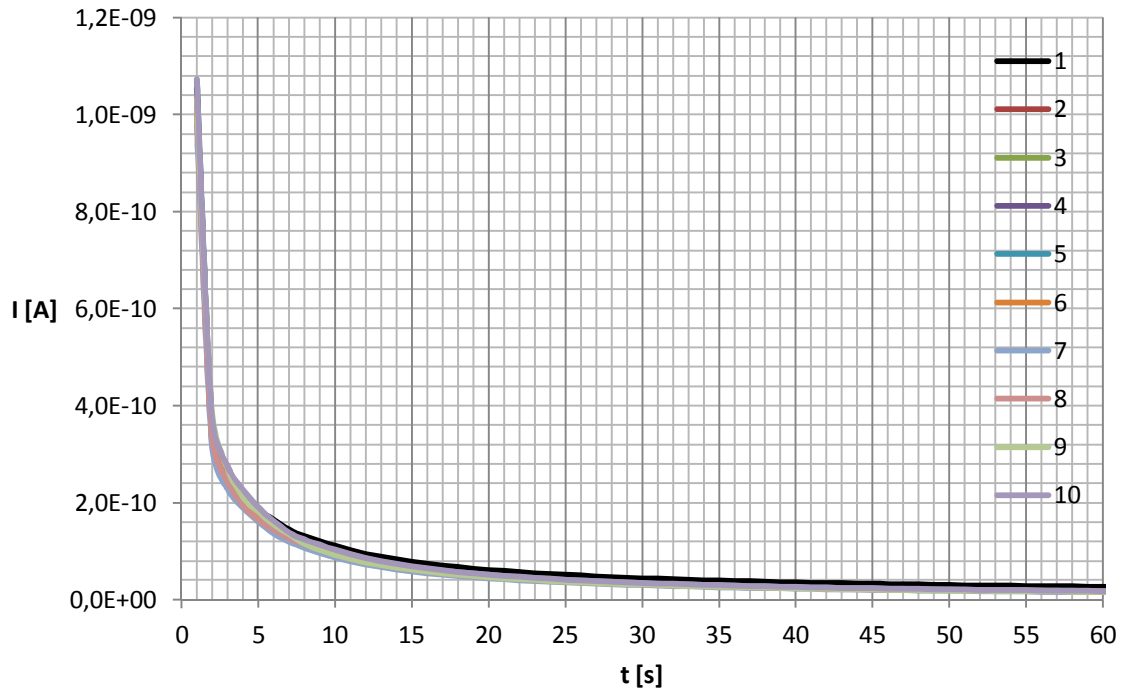
P2 – Průměrná hodnota proudu i_d materiálu Sklotextit FR-4 (0 – 60s)



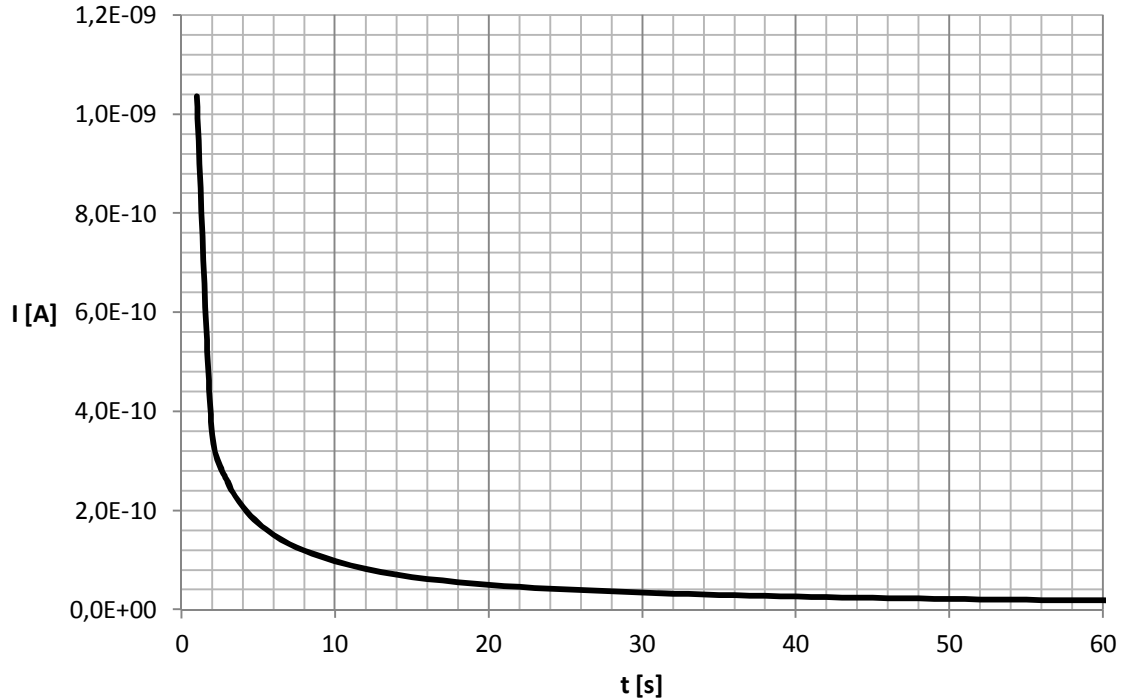
P3 – Průměrná hodnota proudu i_d materiálu Sklotextit FR-4 (0 – 6000s)



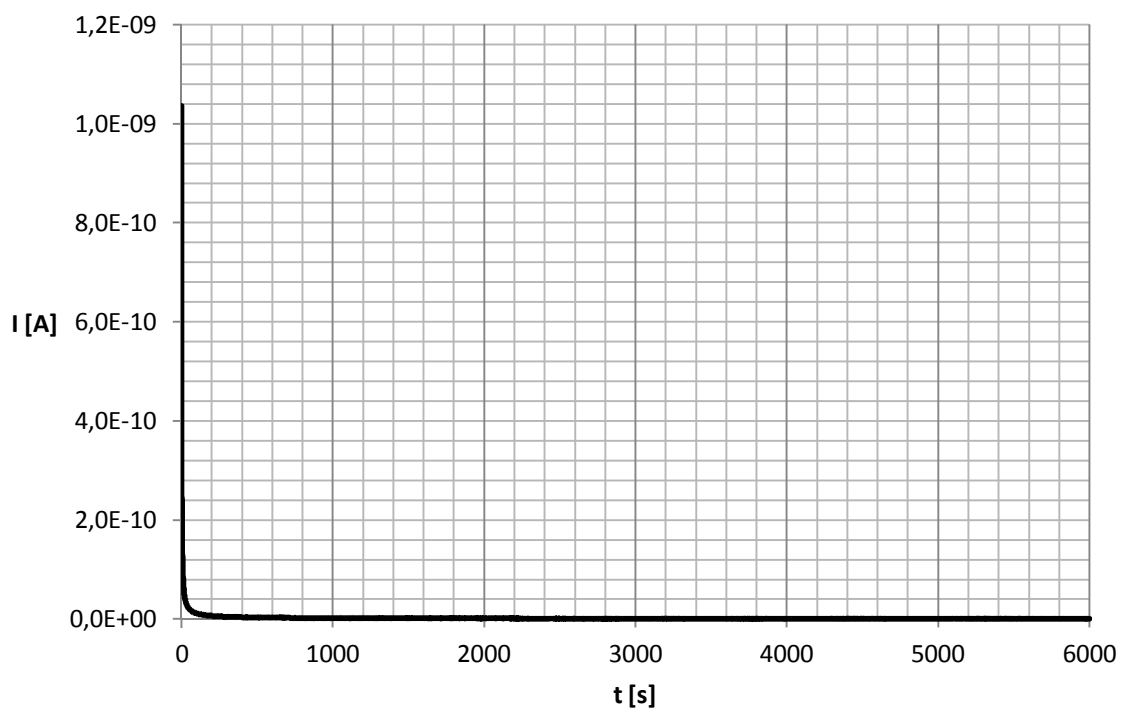
P4 – Průměrná hodnota vnitřního odporu R_v materiálu Sklotextit FR-4



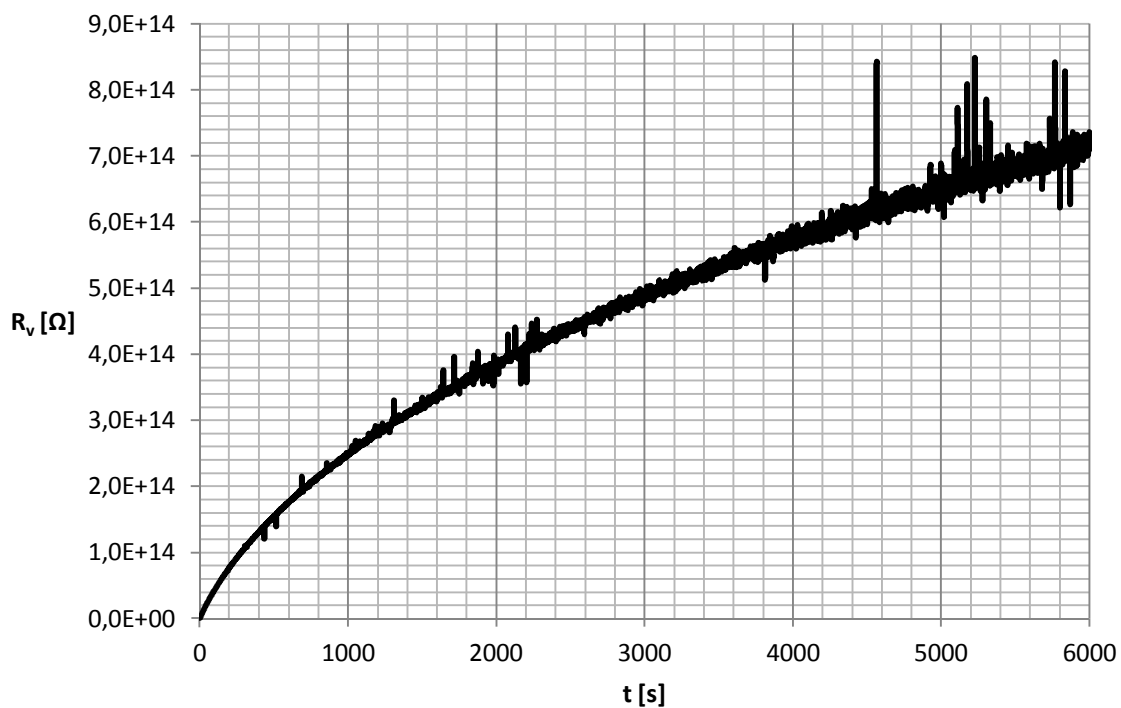
P5 – Porovnání naměřených hodnot i_d materiálu Relastik



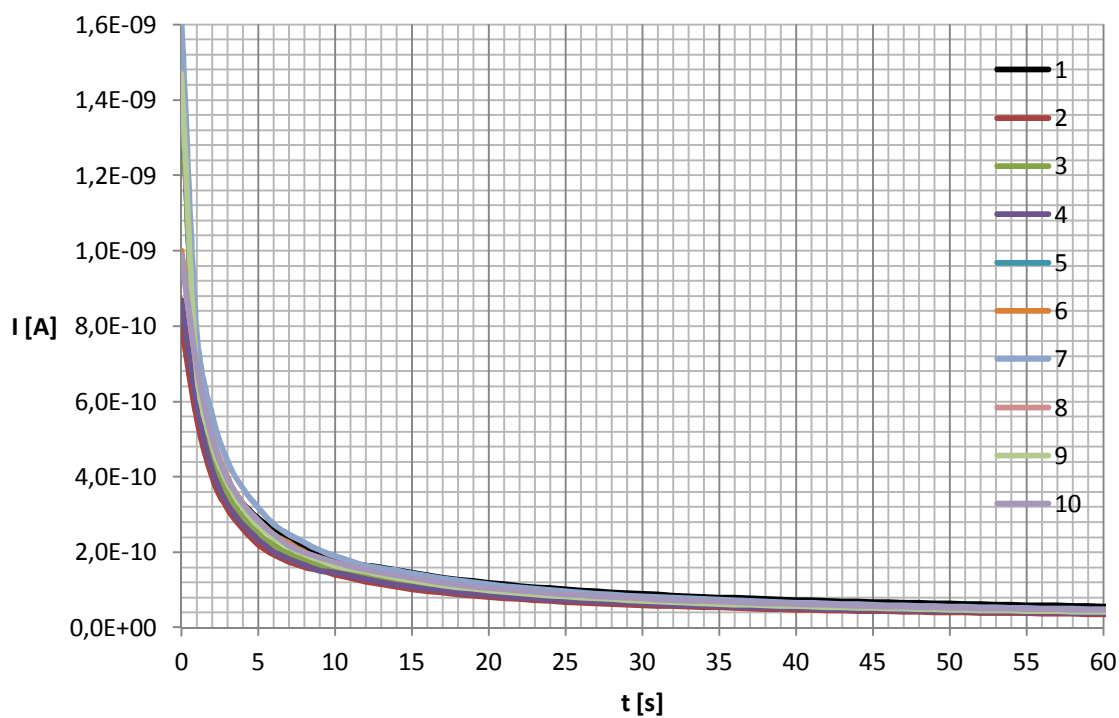
P6 – Průměrná hodnota proudu i_d materiálu Relastik (0 – 60s)



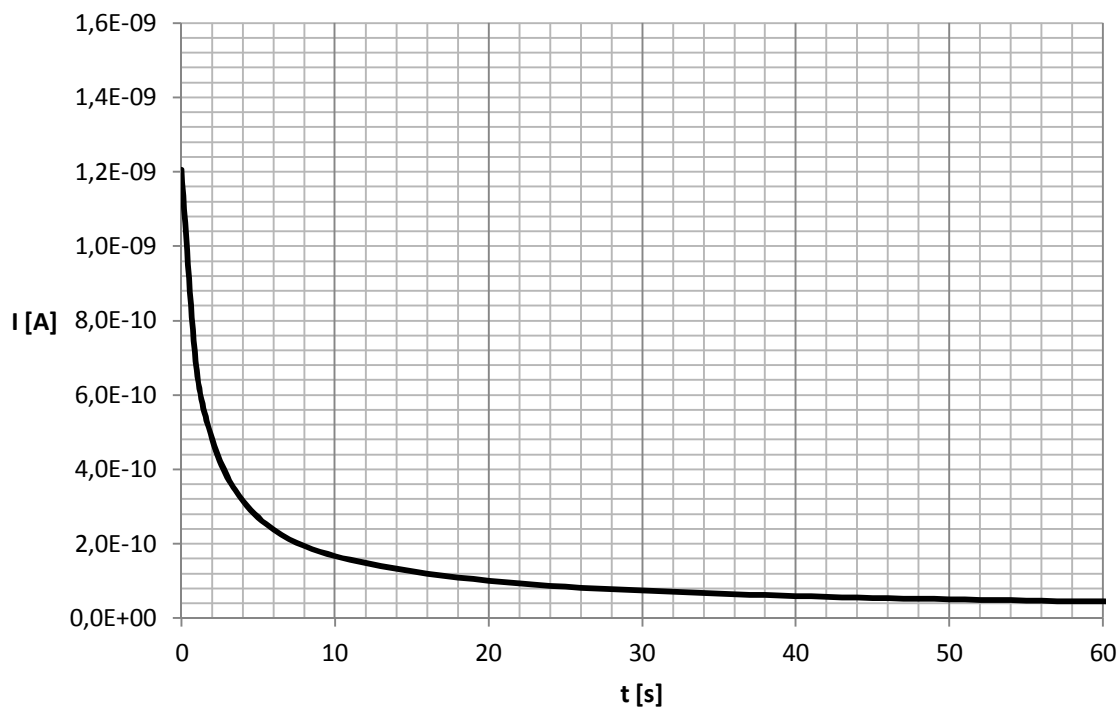
P7 – Průměrná hodnota proudu i_d materiálu Relastik (0 – 6000s)



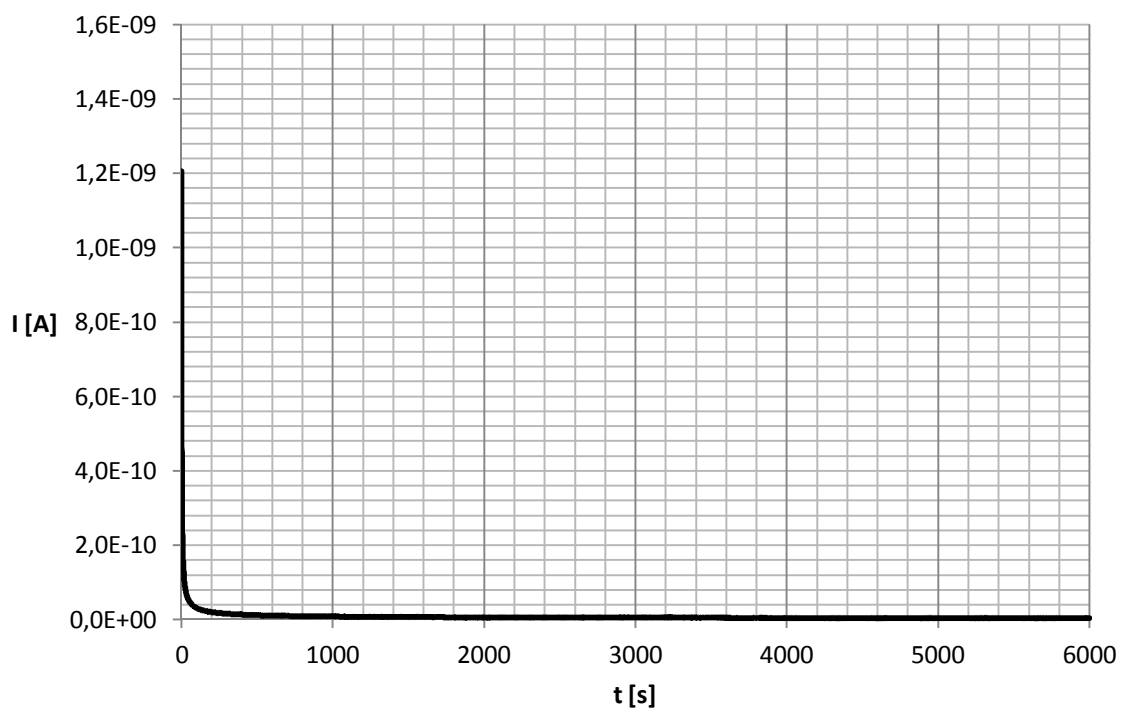
P8 – Průměrná hodnota vnitřního odporu R_v materiálu Relastik



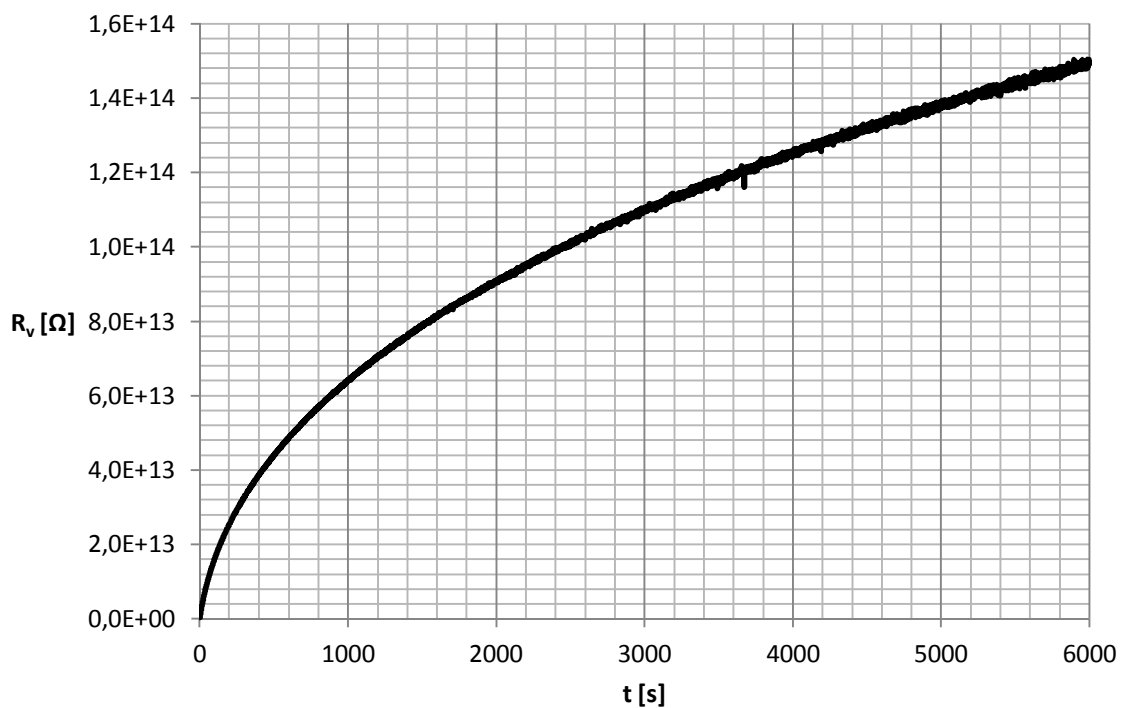
P9 – Porovnání naměřených hodnot i_d materiálu Relanex



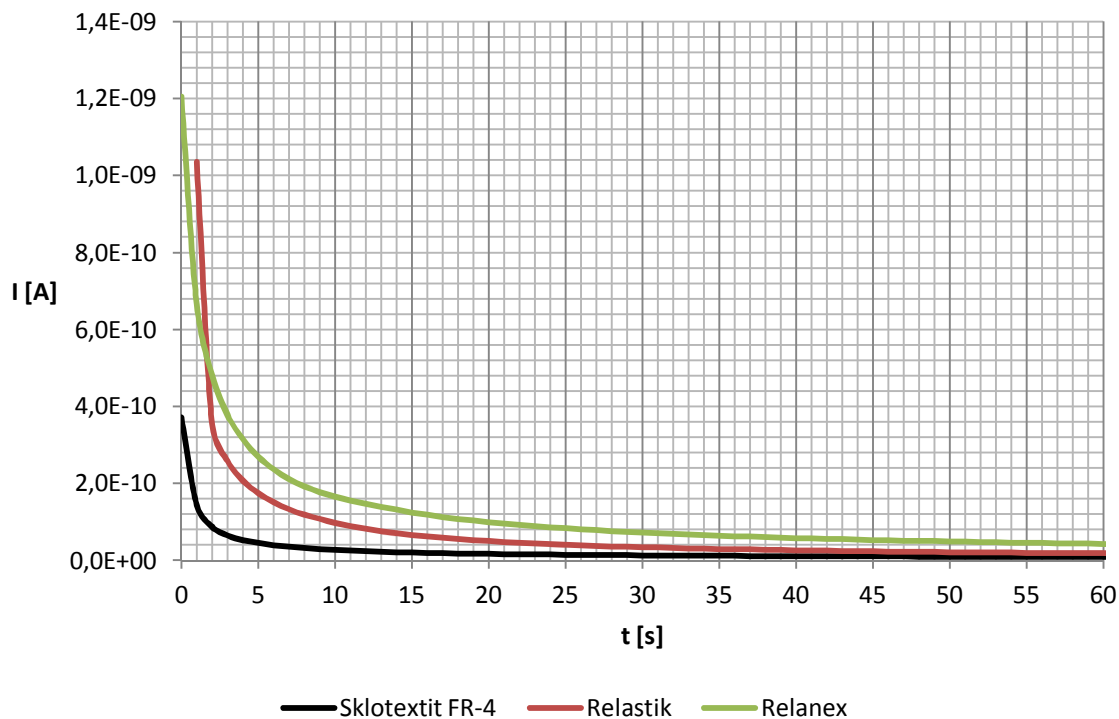
P10 – Průměrná hodnota proudu i_d materiálu Relanex (0 – 60s)



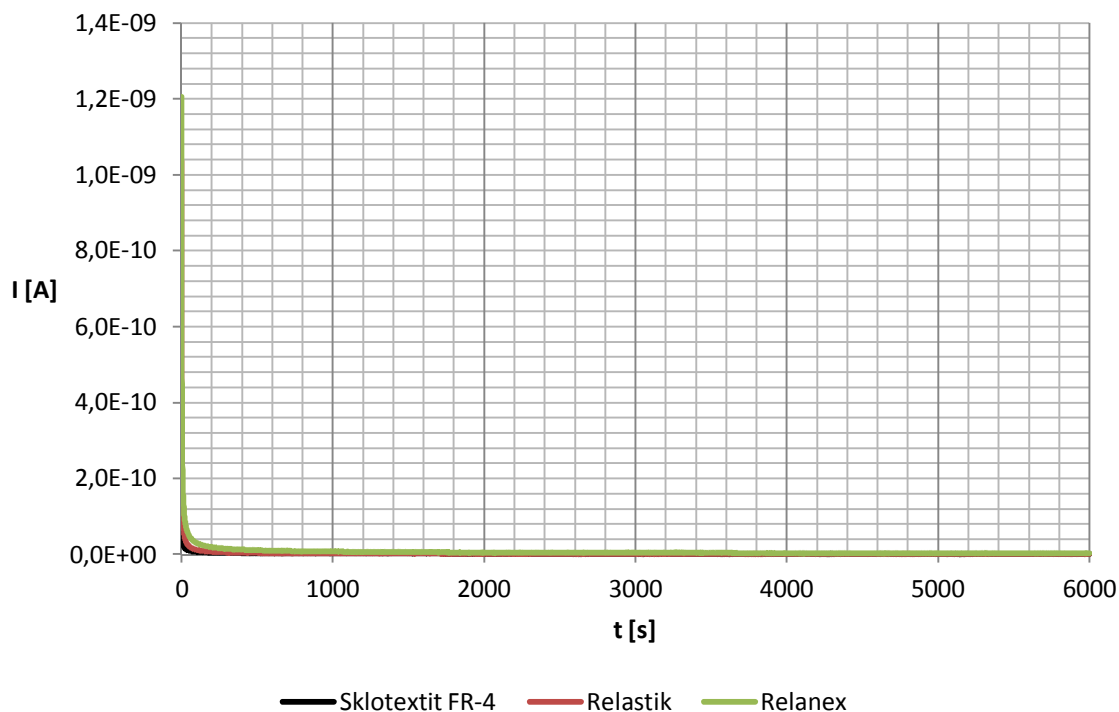
P11 - Průměrná hodnota proudu i_d materiálu Relanex (0 – 6000s)



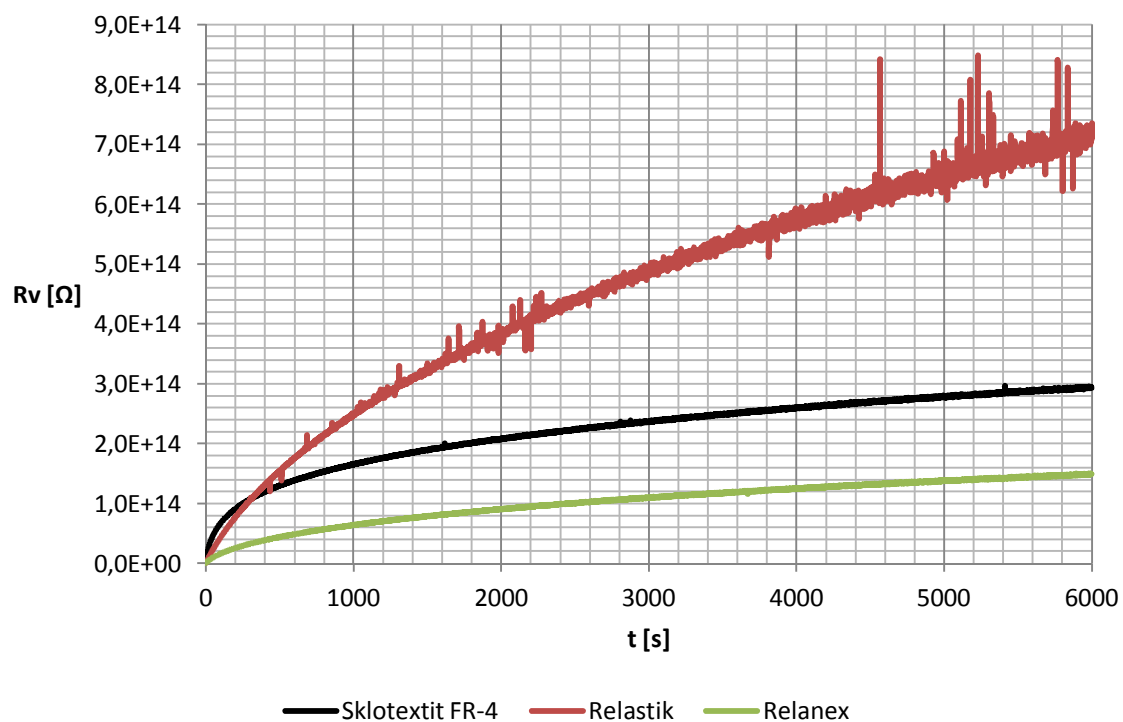
P12 - Průměrná hodnota vnitřního odporu R_v materiálu Relanex



P13 – Porovnání průměrných hodnot i_d všech testovaných materiálů (0 – 60s)



P14 – Porovnání průměrných hodnot i_d všech testovaných materiálů (0 – 6000s)



P15 – Porovnání průměrných R_v všech testovaných materiálů

P16 – Naměřené a vypočtené hodnoty materiálu Sklotextit FR-4

Sklotextit FR-4											
t [s]	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	Průměr
0	4,62E-10	3,87E-10	5,49E-10	2,85E-10	4,80E-10	2,12E-10	4,69E-10	1,99E-10	4,97E-10	1,82E-10	3,72E-10
15	2,97E-11	2,12E-11	3,14E-11	1,85E-11	2,11E-11	1,91E-11	2,01E-11	1,72E-11	2,10E-11	1,46E-11	2,14E-11
60	1,40E-11	9,28E-12	1,42E-11	8,53E-12	9,21E-12	8,58E-12	8,75E-12	7,93E-12	8,62E-12	6,85E-12	9,60E-12
120	9,51E-12	6,70E-12	9,99E-12	6,15E-12	6,55E-12	6,27E-12	6,32E-12	5,85E-12	6,28E-12	5,09E-12	6,87E-12
600	4,48E-12	3,64E-12	4,70E-12	3,31E-12	3,50E-12	3,38E-12	3,39E-12	3,16E-12	3,59E-12	2,91E-12	3,61E-12
1200	3,52E-12	2,91E-12	3,55E-12	2,66E-12	2,76E-12	2,67E-12	2,69E-12	2,47E-12	2,94E-12	2,35E-12	2,85E-12
1800	3,09E-12	2,53E-12	3,08E-12	2,31E-12	2,45E-12	2,28E-12	2,36E-12	2,15E-12	2,60E-12	2,07E-12	2,49E-12
2400	2,83E-12	2,31E-12	2,79E-12	2,10E-12	2,25E-12	2,11E-12	2,14E-12	1,95E-12	2,39E-12	1,92E-12	2,28E-12
3000	2,63E-12	2,18E-12	2,57E-12	1,94E-12	2,10E-12	1,95E-12	2,00E-12	1,78E-12	2,22E-12	1,78E-12	2,11E-12
3600	2,51E-12	2,05E-12	2,43E-12	1,81E-12	1,99E-12	1,82E-12	1,90E-12	1,68E-12	2,07E-12	1,70E-12	2,00E-12
4200	2,37E-12	1,95E-12	2,29E-12	1,73E-12	1,91E-12	1,75E-12	1,78E-12	1,59E-12	1,99E-12	1,58E-12	1,89E-12
4800	2,28E-12	1,87E-12	2,23E-12	1,67E-12	1,84E-12	1,69E-12	1,71E-12	1,53E-12	1,91E-12	1,52E-12	1,83E-12
5400	2,21E-12	1,78E-12	2,14E-12	1,62E-12	1,79E-12	1,63E-12	1,66E-12	1,49E-12	1,85E-12	1,42E-12	1,76E-12
6000	2,15E-12	1,72E-12	2,08E-12	1,56E-12	1,73E-12	1,56E-12	1,60E-12	1,39E-12	1,76E-12	1,41E-12	1,70E-12
h_s [mm]	1,48	1,48	1,47	1,47	1,47	1,48	1,48	1,47	1,46	1,46	1,47
p_{i1} [-]	2,13	2,28	2,21	2,17	2,29	2,23	2,30	2,17	2,43	2,13	2,23
p_{i10} [-]	3,12	2,55	3,03	2,57	2,63	2,53	2,58	2,51	2,40	2,35	2,63
R_v [Ω]	2,32E+14	2,91E+14	2,41E+14	3,21E+14	2,89E+14	3,20E+14	3,12E+14	3,59E+14	2,83E+14	3,54E+14	3,00E+14
ρ_v [Ω·m]	3,59E+14	4,51E+14	3,74E+14	4,98E+14	4,51E+14	4,95E+14	4,84E+14	5,58E+14	4,43E+14	5,54E+14	4,67E+14

Naměřené hodnoty i_d [A]

Vypočtené hodnoty

P17 – Naměřené a vypočtené hodnoty materiálu Relastik

Relastik											
t [s]	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	Průměr
1	1,05E-09	1,01E-09	1,03E-09	1,05E-09	1,07E-09	1,04E-09	9,78E-10	1,01E-09	1,03E-09	1,07E-09	1,04E-09
15	7,87E-11	6,36E-11	6,42E-11	6,60E-11	6,81E-11	6,46E-11	5,84E-11	6,19E-11	6,26E-11	6,90E-11	6,57E-11
60	2,73E-11	1,71E-11	1,73E-11	1,73E-11	1,78E-11	1,71E-11	1,57E-11	1,65E-11	1,67E-11	1,81E-11	1,81E-11
120	1,76E-11	9,19E-12	9,17E-12	9,12E-12	9,35E-12	9,08E-12	8,38E-12	8,77E-12	8,83E-12	9,55E-12	9,90E-12
600	7,32E-12	2,41E-12	2,40E-12	2,37E-12	2,33E-12	2,36E-12	2,20E-12	2,30E-12	2,34E-12	2,44E-12	2,85E-12
1200	5,10E-12	1,52E-12	1,44E-12	1,38E-12	1,37E-12	1,40E-12	1,32E-12	1,37E-12	1,42E-12	1,49E-12	1,78E-12
1800	4,19E-12	1,15E-12	1,10E-12	1,03E-12	9,74E-13	1,12E-12	1,04E-12	1,05E-12	1,05E-12	1,01E-12	1,37E-12
2400	3,57E-12	9,76E-13	9,52E-13	9,11E-13	8,87E-13	8,76E-13	8,97E-13	8,51E-13	8,95E-13	9,66E-13	1,18E-12
3000	3,23E-12	8,49E-13	7,81E-13	6,88E-13	7,59E-13	7,29E-13	7,68E-13	7,64E-13	7,63E-13	8,17E-13	1,01E-12
3600	2,96E-12	6,56E-13	7,26E-13	6,90E-13	6,93E-13	6,43E-13	7,25E-13	6,86E-13	7,13E-13	7,70E-13	9,26E-13
4200	2,64E-12	6,72E-13	6,17E-13	6,41E-13	6,09E-13	6,87E-13	6,18E-13	6,60E-13	6,81E-13	7,07E-13	8,54E-13
4800	2,53E-12	6,75E-13	5,98E-13	5,95E-13	5,93E-13	6,55E-13	5,75E-13	6,30E-13	5,76E-13	6,42E-13	8,07E-13
5400	2,35E-12	6,09E-13	5,70E-13	5,72E-13	5,08E-13	5,64E-13	5,39E-13	5,25E-13	5,94E-13	5,77E-13	7,41E-13
6000	2,22E-12	6,26E-13	5,16E-13	5,44E-13	4,55E-13	5,46E-13	4,49E-13	4,87E-13	4,67E-13	6,17E-13	6,93E-13
h_s [mm]	0,42	0,42	0,42	0,42	0,42	0,42	0,42	0,42	0,42	0,42	0,42
p_{i1} [-]	2,88	3,71	3,71	3,81	3,83	3,78	3,71	3,74	3,75	3,82	3,67
p_{i10} [-]	3,73	7,09	7,21	7,30	7,61	7,24	7,14	7,19	7,13	7,39	6,90
R_v [Ω]	2,25E+14	7,99E+14	9,69E+14	9,19E+14	1,10E+15	9,15E+14	1,11E+15	1,03E+15	1,07E+15	8,11E+14	8,95E+14
ρ_v [Ω·m]	1,24E+15	4,40E+15	5,33E+15	5,06E+15	6,05E+15	5,04E+15	6,13E+15	5,65E+15	5,89E+15	4,46E+15	4,92E+15

Naměřené hodnoty i_d [A]

Vypočtené hodnoty

P18 – Naměřené a vypočtené hodnoty materiálu Relanex

Relanex											
t [s]	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	Průměr
0	1,42E-09	8,02E-10	1,42E-09	8,69E-10	1,47E-09	1,00E-09	1,62E-09	9,87E-10	1,47E-09	9,90E-10	1,21E-09
15	1,45E-10	1,02E-10	1,16E-10	1,08E-10	1,27E-10	1,28E-10	1,45E-10	1,28E-10	1,24E-10	1,31E-10	1,25E-10
60	5,60E-11	3,53E-11	4,02E-11	3,84E-11	4,23E-11	4,36E-11	4,96E-11	4,47E-11	4,13E-11	4,68E-11	4,38E-11
120	3,63E-11	2,19E-11	2,50E-11	2,39E-11	2,55E-11	2,66E-11	3,04E-11	2,76E-11	2,49E-11	2,90E-11	2,71E-11
600	1,45E-11	8,66E-12	9,41E-12	9,27E-12	9,19E-12	9,89E-12	1,14E-11	1,03E-11	8,91E-12	1,09E-11	1,02E-11
1200	9,95E-12	5,96E-12	6,59E-12	6,36E-12	6,47E-12	6,74E-12	8,05E-12	6,98E-12	6,07E-12	7,35E-12	7,05E-12
1800	8,02E-12	4,87E-12	5,41E-12	5,20E-12	5,31E-12	5,89E-12	6,65E-12	5,77E-12	4,96E-12	6,01E-12	5,81E-12
2400	6,94E-12	4,30E-12	4,75E-12	4,54E-12	4,60E-12	4,81E-12	5,80E-12	5,05E-12	4,30E-12	5,28E-12	5,04E-12
3000	6,25E-12	3,85E-12	4,30E-12	4,15E-12	4,19E-12	4,36E-12	5,26E-12	4,47E-12	3,82E-12	4,70E-12	4,53E-12
3600	5,73E-12	3,56E-12	3,92E-12	3,83E-12	3,93E-12	3,98E-12	4,94E-12	4,17E-12	3,44E-12	4,27E-12	4,18E-12
4200	5,30E-12	3,26E-12	3,73E-12	3,59E-12	3,72E-12	3,68E-12	4,58E-12	3,77E-12	3,25E-12	4,00E-12	3,89E-12
4800	4,97E-12	3,13E-12	3,57E-12	3,37E-12	3,50E-12	3,48E-12	4,38E-12	3,65E-12	3,07E-12	3,84E-12	3,70E-12
5400	4,67E-12	2,97E-12	3,45E-12	3,17E-12	3,37E-12	3,40E-12	4,09E-12	3,50E-12	2,90E-12	3,63E-12	3,52E-12
6000	4,48E-12	2,87E-12	3,24E-12	3,10E-12	3,26E-12	3,15E-12	3,97E-12	3,21E-12	2,75E-12	3,41E-12	3,34E-12
h_s [mm]	0,42	0,40	0,44	0,43	0,43	0,43	0,42	0,42	0,43	0,44	0,43
p_{i1} [-]	2,58	2,89	2,88	2,80	3,00	2,93	2,93	2,86	3,01	2,81	2,87
p_{i10} [-]	3,87	4,08	4,27	4,14	4,60	4,41	4,34	4,33	4,64	4,28	4,30
R_v [Ω]	1,12E+14	1,74E+14	1,54E+14	1,61E+14	1,54E+14	1,59E+14	1,26E+14	1,56E+14	1,82E+14	1,47E+14	1,52E+14
ρ_v [$\Omega \cdot m$]	6,08E+14	9,85E+14	8,07E+14	8,66E+14	8,10E+14	8,45E+14	6,89E+14	8,46E+14	9,76E+14	7,63E+14	8,20E+14

Naměřené hodnoty i_d [A]

Vypočtené hodnoty

P19 – Porovnání naměřených a vypočtených hodnot všech testovaných materiálů

t [s]	Sklotextit FR-4				Relastik				Relanex;				
	Průměr	Medián	Směrodat. odchylka	Variační koef.	Průměr	Medián	Směrodat. odchylka	Variační koef.	Průměr	Medián	Směrodat. odchylka	Variační koef.	
0	3,72E-10	4,25E-10	1,40E-10	37,52	1,04E-09	1,04E-09	2,87E-11	2,78	1,21E-09	1,21E-09	3,02E-10	25,06	Proud i_t [A]
15	2,14E-11	2,06E-11	5,27E-12	24,64	6,57E-11	6,44E-11	5,48E-12	8,35	1,25E-10	1,27E-10	1,40E-11	11,19	
60	9,60E-12	8,69E-12	2,47E-12	25,76	1,81E-11	1,72E-11	3,31E-12	18,28	4,38E-11	4,29E-11	5,91E-12	13,49	
120	6,87E-12	6,30E-12	1,58E-12	23,05	9,90E-12	9,14E-12	2,72E-12	27,49	2,71E-11	2,60E-11	4,07E-12	15,00	
600	3,61E-12	3,44E-12	5,61E-13	15,55	2,85E-12	2,37E-12	1,57E-12	55,21	1,02E-11	9,65E-12	1,73E-12	16,88	
1200	2,85E-12	2,72E-12	4,02E-13	14,08	1,78E-12	1,41E-12	1,17E-12	65,63	7,05E-12	6,66E-12	1,19E-12	16,90	
1800	2,49E-12	2,41E-12	3,50E-13	14,05	1,37E-12	1,05E-12	9,92E-13	72,34	5,81E-12	5,59E-12	9,46E-13	16,28	
2400	2,28E-12	2,20E-12	3,15E-13	13,81	1,18E-12	9,04E-13	8,41E-13	71,38	5,04E-12	4,78E-12	8,11E-13	16,10	
3000	2,11E-12	2,05E-12	2,94E-13	13,89	1,01E-12	7,66E-13	7,80E-13	76,81	4,53E-12	4,33E-12	7,32E-13	16,15	
3600	2,00E-12	1,95E-12	2,83E-13	14,17	9,26E-13	7,03E-13	7,16E-13	77,25	4,18E-12	3,96E-12	6,82E-13	16,33	
4200	1,89E-12	1,84E-12	2,67E-13	14,12	8,54E-13	6,66E-13	6,30E-13	73,81	3,89E-12	3,72E-12	6,21E-13	15,97	
4800	1,83E-12	1,78E-12	2,62E-13	14,34	8,07E-13	6,14E-13	6,06E-13	75,07	3,70E-12	3,53E-12	5,81E-13	15,71	
5400	1,76E-12	1,72E-12	2,57E-13	14,59	7,41E-13	5,71E-13	5,67E-13	76,53	3,52E-12	3,43E-12	5,28E-13	15,03	
6000	1,70E-12	1,66E-12	2,53E-13	14,92	6,93E-13	5,30E-13	5,41E-13	78,10	3,34E-12	3,23E-12	5,17E-13	15,47	
p_{il} [-]	2,23	2,22	0,10	4,27	3,67	3,75	0,28	7,70	2,87	2,89	0,12	4,25	Vypočtené hodnoty
p_{i10} [-]	2,63	2,56	0,25	9,52	6,90	7,20	1,13	16,30	4,30	4,31	0,23	5,36	
R_v [Ω]	3,00E+14	3,02E+14	4,21E+13	14,00	8,95E+14	9,44E+14	2,60E+14	29,08	1,52E+14	1,55E+14	2,08E+13	13,63	
ρ_v [$\Omega \cdot m$]	4,67E+14	4,68E+14	6,62E+13	14,18	4,92E+15	5,19E+15	1,43E+15	29,08	8,20E+14	8,28E+14	1,16E+14	14,11	