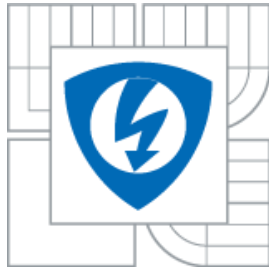




VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH
TECHNOLOGIÍ
ÚSTAV ELEKTROTECHNOLOGIE

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

SYNERGICKÉ ÚČINKY KOMBINOVANÉHO STÁRNUTÍ ELEKTROIZOLACNÍCH MATERIÁLU

SYNERGIC EFFECTS OF MULTISTRESS AGEING OF ELECTROINSULATING MATERIALS

DIPLOMOVÁ PRÁCE
MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE
AUTHOR

Bc. LUKÁŠ NOVÁK

VEDOUCÍ PRÁCE
SUPERVISOR

Ing. ZDENKA ROZSÍVALOVÁ

BRNO 2010

Abstrakt:

Předkládaná práce se zabývá sledováním vlivu kombinovaných účinků tepelného a elektrického stárnutí na elektrické vlastnosti izolačního materiálu NKN 0887. Při experimentu bylo namáháno pět sad vzorků izolačního materiálu napětím v rozmezí od 1,5 kV do 2,2 kV při teplotách 23 °C a 200 °C. Pomocí RLC metru Agilent s připojeným elektrodovým systémem pracujícím na principu deskového kondenzátoru byla přímo měřena kapacita a ztrátový činitel vzorku. Z těchto veličin byly dále vypočteny hodnoty relativní permitivity a ztrátového čísla. Pro snadné porovnání byly frekvenční závislosti relativní permitivity i ztrátového čísla pro různé doby stárnutí vyneseny do grafu. Dále byly z těchto veličin vytvořeny Coleho-Coleho diagramy a vypočteny koeficienty Havriliak-Negamiho funkce. Všechna data byla vzájemně porovnána a byl určen vliv jednotlivých kombinací stárnoucího napětí a teplot stárnutí na elektrické vlastnosti materiálu Isonom NKN.

Abstract:

Submitted work deals with monitoring impact of thermal and electric ageing on the dielectric properties of insulating material NKN 0887. In the course of the experiment five sets of dielectric insulating materials were aged. The voltage range has been set from 1,5 kV till 2,2 kV and temperatures were 23 °C and 200 °C. The capacity and loss factor has been directly measured by RLC meter Agilent with attached electrode system. The electrode system operates on the principle of a plate capacitor. The values of relative permittivity and loss number has been calculated from values of capacity and loss factor. For easier confrontation has been frequency dependences of these values plotted in a chart. The Cole-Cole diagrams has been created and factors of Havriliak-Negami function has been calculated. Data has been compared with each other and the effect of ageing factors has been deduced.

Klíčová slova:

dielektrická relaxační spektroskopie, elektrické vlastnosti, elektrické stárnutí, Kapton, kombinované stárnutí, Nomex, NKN 0887, tepelné stárnutí

Keywords:

dielectric relaxation spectroscopy, electric properties, electrical ageing, Kapton, combined ageing, Nomex, NKN 0887, thermal ageing

Bibliografická citace díla:

NOVÁK, L. *Synergické účinky kombinovaného stárnutí elektroizolačních materiálů*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2010. 76 s. Vedoucí diplomové práce Ing. Zdenka Rozsivalová.

Prohlášení o původnosti díla:

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

V Brně dne

.....

OBSAH

1	TEORETICKÁ ČÁST	8
1.1	DIELEKTRICKÁ RELAXAČNÍ SPEKTROSKOPIE V ČASOVÉ A FREKVENČNÍ OBLASTI	8
1.1.1	<i>Dielektrikum v elektrickém poli</i>	8
1.1.2	<i>Hlavní polarizační mechanismy</i>	8
1.1.3	<i>Dielektrická relaxační spektroskopie v časové oblasti</i>	10
1.1.4	<i>Dielektrická relaxační spektroskopie ve frekvenční oblasti</i>	15
1.2	MATEMATICKÉ A GRAFICKÉ VYJÁDŘENÍ KOMPLEXNÍ PERMITIVITY	17
1.2.1	<i>Jedna relaxační doba</i>	17
1.2.2	<i>Předpoklad distribuce relaxačních dob</i>	18
1.3	STÁRNUTÍ DIELEKTRIKA	23
1.3.1	<i>Vratné procesy</i>	23
1.3.2	<i>Nevratné procesy</i>	23
1.3.3	<i>Tepelné stárnutí</i>	23
1.3.4	<i>Elektrické stárnutí</i>	24
1.4	MODEL Y POPISUJÍCÍ STÁRNUTÍ DIELEKTRIKA	27
1.4.1	<i>Jednoduché modely</i>	27
1.4.2	<i>Exponenciální modely</i>	31
1.4.3	<i>Upravený model životnosti pro kombinované stárnutí zahrnující prahové stárnutí</i>	34
2	EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST	38
2.1	POUŽITÝ IZOLAČNÍ MATERIÁL	38
2.1.1	<i>Nomex</i>	38
2.1.2	<i>Kapton</i>	39
2.2	METODIKA STÁRNUTÍ IZOLAČNÍHO MATERIÁLU	39
2.3	EXPERIMENTÁLNÍ ZAŘÍZENÍ	41
2.4	MĚŘICÍ PRACOVNÍ MÍSTO	42
2.4.1	<i>Měřicí přístroj Agilent E4980</i>	42
2.4.2	<i>Elektrodový systém Agilent 16451B</i>	43
2.5	VÝSLEDKY EXPERIMENTU	45
2.5.1	<i>Grafické znázornění frekvenčních závislostí relativní permitivity, frekvenčních závislostí ztrátového čísla a Coleho-Coleho diagramu</i>	46
2.5.2	<i>Průrazy dielektrik</i>	58
2.5.3	<i>Defekty stárnutého materiálu</i>	58

2.6	VYHODNOCENÍ EXPERIMENTU.....	60
2.6.1	<i>Zhodnocení grafických výsledků experimentu</i>	60
2.6.2	<i>Matematická interpretace</i>	62
2.6.3	<i>Fyzikální interpretace</i>	65
3	ZÁVĚR	66
4	POUŽITÁ LITERATURA	68
5	SEZNAM VELIČIN	70
6	PŘÍLOHY	72
6.1	SEZNAM PŘILOŽENÝCH OBRÁZKŮ.....	72

Úvod

Správný návrh izolace určené pro práci ve ztížených podmínkách, jako jsou vysoká/nízká teplota, vysoká intenzita elektrického pole, vlhkost, mechanické namáhání, chemické vlivy atd., vyžaduje nalezení takového elektroizolačního materiálu, který i v těchto podmínkách bude plnit svou funkci po celou požadovanou dobu života. Elektrické vlastnosti izolačního materiálu s časem degradují. Tento proces zhoršování kvality izolace se nazývá stárnutí. K návrhu izolačního systému je žádoucí použít materiál, jehož náchylnost ke stárnutí je v daných podmínkách známa nebo je nutné ji zjistit v laboratorních podmínkách pomocí metody stárnutí. K laboratornímu měření vlivu stárnutí na elektrické vlastnosti izolantu je nutné zajistit materiál, který již prošel procesem stárnutí. Stárnutý materiál lze získat jeho vystavením podmínkám, ve kterých bude reálně použit. Izolant může být také vystaven podmínkám s vyšším vlivem na stárnutí izolantu, než v jakých bude používán. Tento proces se nazývá akcelerované stárnutí.

K měření elektrických vlastností izolantu se používá metody dielektrické relaxační spektroskopie, pomocí které se měří vlastnosti dielektrika v širokém frekvenčním rozsahu.

Tato práce pojednává o účincích elektrického a kombinovaného namáhání na stárnutí dielektrika Isonom NKN 0887 vyráběné firmou Isovolta.

1 Teoretická část

1.1 Dielektrická relaxační spektroskopie v časové a frekvenční oblasti

1.1.1 Dielektrikum v elektrickém poli

Každý druh izolačního materiálu se skládá na atomární úrovni z kladných a záporných nábojů v makroskopickém i mikroskopickém měřítku. V makroskopickém měřítku se mohou vyskytovat prostorové náboje, ale i tak je materiál navenek elektricky neutrální.

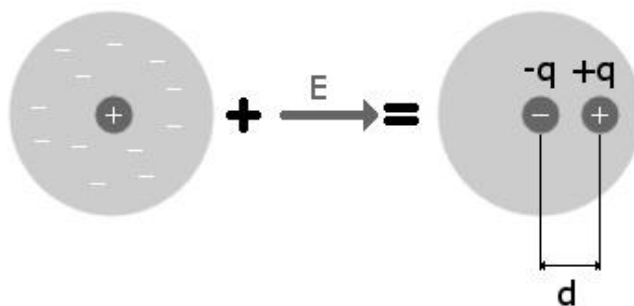
Jakmile je materiál vystaven elektrickému poli, jsou vybuzeny různé druhy dipólů i v atomárním měřítku. Lokální nábojová nerovnováha je takto indukována z neutrálních částic (atomů nebo molekul) na stejný počet kladných a záporných nábojů $+q$, $-q$. Náboje se posune na malou vzdálenost d . Takto se vytvoří dipól s dipólovým momentem $p = q d$, který je závislý na lokálním nebo mikroskopickém elektrickém poli, které je v těsné blízkosti částic. Dipólový moment může být také psán takto $p = \alpha \bar{E}$, kde α je polarizovatelnost oblastí nebo celého materiálu. Veličiny \bar{p} , \bar{d} , \bar{E} jsou vektory.

Vzdálenost d a množství dipólů v jednotce objemu jsou různé pro jednotlivé druhy polarizací, proto je polarizovatelnost různých polarizačních mechanismů rozdílná. Některé molekuly mají díky své stavbě z různých molekul permanentní dipólový moment, který je v dielektriku rozložen nerovnoměrně až do doby, kdy je na dielektrikum přiloženo elektrické pole.

1.1.2 Hlavní polarizační mechanismy

- **Elektronové polarizace**

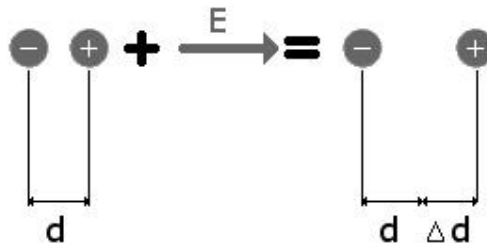
Projevují se v každém atomu či molekule. Elektrony se přesouvají ve směru elektrického pole E a dochází tak k deformaci elektronového obalu. Tyto polarizace jsou velmi rychlé.



Obr. 1: Princip elektronové polarizace

- **Iontové polarizace**

Vyskytuje se v iontových molekulách, které se neoddělují ve slabých elektrických polích nebo při běžných pracovních teplotách.



Obr. 2: Princip iontové polarizace [16]

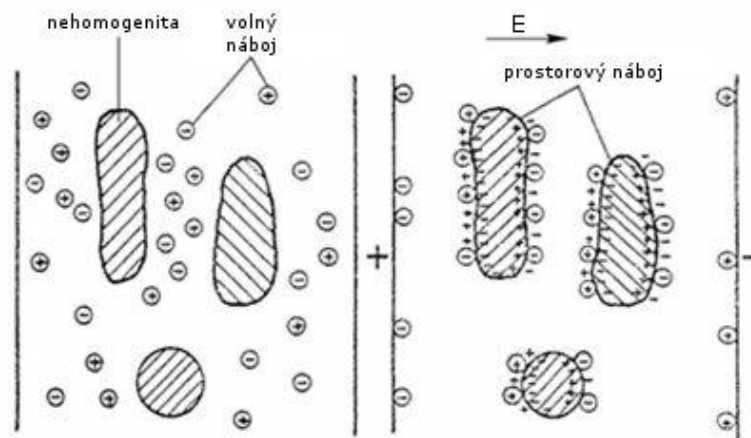
- **Dipólové polarizace**

Vyskytují se v materiálech obsahujících permanentní dipólové momenty náhodně orientované vlivem tepelného pohybu molekul. Vlivem elektrického pole E se molekuly natočí jen částečně, protože existuje lineární vztah mezi polarizací P a intenzitou elektrického pole. Iontové a dipólové polarizace jsou poměrně rychlé a dokážou sledovat frekvence v řádech MHz až GHz. V přítomnosti vnějšího elektrického pole o intenzitě E vykazuje každý jednotlivý dipól dipólový moment, ve směru elektrického pole $\bar{\mu}$, pro nějž platí

$$\bar{\mu} = \frac{\mu^2}{3 k T} \bar{E}. \quad (1)$$

- **Mezivrstvová polarizace**

Projevuje se zejména v kompozitních materiálech nebo materiálech složených z různých dielektrik obsahujících volné kladné a záporné náboje. Ty se pohybují ve směru elektrického pole až do té chvíle, kdy se dostanou na rozmezí dvou dielektrik a tím se vytvoří dipóly. Tento jev, znázorněný na obr. 3, je obvykle velmi pomalý a projevuje se při velmi malých frekvencích.



Obr. 3: Princip mezivrstkové polarizace [8]

Dielektrická polarizace je zjednodušeně posun kladných a záporných nábojů v látce. Elektrické pole nedosahuje takových intenzit, aby vytrhlo náboje z vazeb, což by způsobilo elektrickou vodivost materiálu.

Dielektrické relaxační metody jsou založeny na základních vztazích mezi elektrickými veličinami. Vysokonapěťové izolační materiály jsou izotropní a z makroskopického hlediska obvykle homogenní. Vektory makroskopické polarizace \vec{P} a elektrického pole \vec{E} jsou ve vztahu

$$\vec{P} = \chi \varepsilon_0 \vec{E}. \quad (2)$$

Koeficient $\chi [-]$ je dielektrická susceptibilita materiálu. Pro vakuum je rovna nule. Z rovnice můžeme snadno odvodit, že polarizace P se mění se změnou intenzity elektrického pole. Snížení intenzity vede k depolarizačnímu procesu. Ten se projeví s určitým zpožděním nebo zpomalením za změnami elektrického pole. Elektrické vlastnosti se takto stávají dynamickými událostmi, které mohou být zkoumány, jak v časové, tak ve frekvenční oblasti.

1.1.3 Dielektrická relaxační spektroskopie v časové oblasti

Ve vakuu je vektor elektrické indukce \vec{D} přímo úměrný vektoru intenzity elektrického pole \vec{E} a platí

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E}, \quad (3)$$

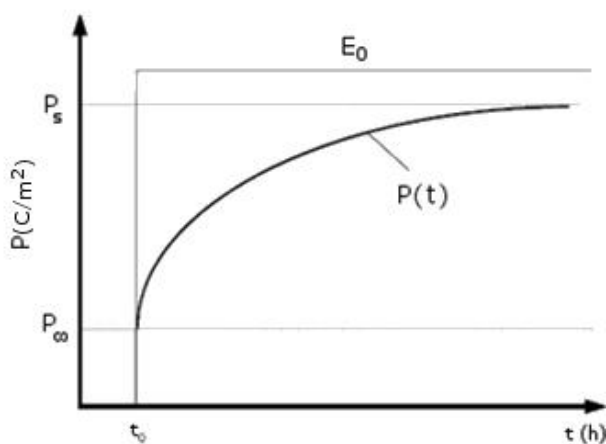
nebo v časově proměnném elektrickém poli

$$\bar{D}(t) = \varepsilon_0 \bar{E}(t). \quad (4)$$

Mezi oběma veličinami nebude žádná časová prodleva pokud uvažujeme, že je materiál v konstantním elektrickém poli. Pokud je vakuum nahrazeno izotropním dielektrickým materiálem, je elektrická indukce \bar{D} vyjádřena vztahem

$$\bar{D}(t) = \varepsilon_0 \bar{E}(t) + \bar{P}(t) = \varepsilon_0 (1 + \chi) \bar{E}(t). \quad (5)$$

Časová závislost $P(t)$ v tomto případě nemá stejnou orientaci jako $E(t)$, protože různé polarizační mechanismy mají různou časovou odezvu v závislosti na intenzitě elektrického pole E . Tato závislost je způsobena časovou závislostí susceptibility χ .



Obr. 4: Odezva polarizace na jednotkový skok [16]

Na obr. 4 je znázorněna odezva polarizace na jednotkový skok elektrického pole. Dielektrikum může být charakterizováno jeho časovou závislostí susceptibility $\chi(t)$ nebo jeho typickou polarizací $P(t)$ jako odezva v časové oblasti. Průběh odezvy na jednotkový skok může být vyjádřena rovnicí

$$\frac{\bar{P}(t)}{\bar{E}_0} = \varepsilon_0 \chi(1)1(t), \quad (6)$$

kde $\chi(t)$ a $P(t)$ reprezentuje odezvu na jednotkový skok. Činitel $1(t)$ znázorňuje, že se jedná o jednotkový skok. První část závislosti v čase t_0 znázorňuje ideální skok polarizace způsobený velmi rychlými polarizačními mechanismy nazývaný okamžitá polarizace

$\bar{P}(t = t_0) = P_\infty$. Tento skok není možné zaznamenat v časové ani frekvenční oblasti. V čase, kdy se všechny polarizace dostanou na své maximum, stává se polarizace konstantní $\bar{P}(t \rightarrow \infty) = P_s$.

Odvozením z obr. 4 může být tato poněkud zjednodušená polarizace zapsána jako

$$\bar{P}(t) = P_\infty + (P_s - P_\infty)g(t - t_0), \quad (7)$$

kde $g(t)$ je bezrozměrná, monotónně rostoucí funkce. Rovnici (7) můžeme také zapsat ve tvaru

$$\bar{P}(t) = \varepsilon_0[\chi_\infty + (\chi_s - \chi_\infty)g(t - t_0)]\bar{E}_0, \quad (8)$$

nebo pokud platí, že $\varepsilon = 1 + \chi$, můžeme ji zapsat ve tvaru

$$\bar{P}(t) = \varepsilon_0[(\varepsilon_\infty - 1) + (\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)g(t - t_0)]\bar{E}_0, \quad (9)$$

potom platí

$$\bar{P}(t) = \varepsilon_0\chi_\infty\bar{E}(t) + \varepsilon_0 \int_{-\infty}^t f(t - \tau)\bar{E}(\tau)d\tau. \quad (10)$$

Je možné spočítat jakoukoli jinou odezvu polarizace $\bar{P}(t)$ na libovolné časově proměnné elektrické intenzitě $E(t)$, pokud již známe průběh odezvy na jednotkový skok. Funkce $f(t)$ zde vyjadřuje dielektrickou relaxační funkci a je vyjádřena vztahem

$$f(t) = (\chi_s - \chi_\infty)\partial g(t) / \partial t = (\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)\partial g(t) / \partial t. \quad (11)$$

Funkce $f(t)$ je monotónně klesající a je nezbytná k měření elektrických vlastností. Polarizace $P(t)$ není sama o sobě měřitelná veličina, ale způsobuje vznik hlavní složky polarizačního proudu, v případě přiložení jednotkového elektrického pole. Dosud jsme neuvažovali neodmyslitelnou stejnosměrnou vodivost σ_0 , která reprezentuje pohyb volných nábojů v dielektriku a není zahrnuta do polarizace. Z Maxwellových rovnic vyplývá, že elektrické pole $E(t)$ vyvolává absolutní proudovou hustotu

$$j(t) = \sigma_0\bar{E}(t) + \frac{\partial \bar{D}(t)}{\partial t} = \sigma_0\bar{E}(t) + \varepsilon_0 \frac{\partial \bar{E}(t)}{\partial t} + \frac{\partial \bar{P}(t)}{\partial t}. \quad (12)$$

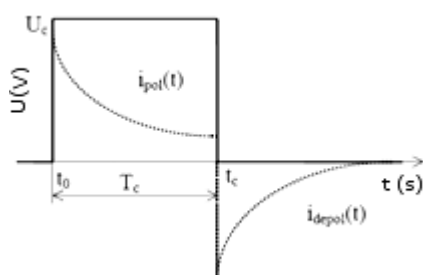
Spojením s rovnicí (10) získáme vztah

$$j(t) = \sigma_0 \bar{E} + \varepsilon_0 [\varepsilon_\infty \delta(t) + f(t)] \bar{E}(t), \quad (13)$$

kde $\varepsilon_\infty = 1 + \chi_\infty$. Rovnice (13) je základem pro měření dielektrické relaxační funkce $f(t)$. K měření je nutné zajistit, aby nabíjecí napětí U_c bylo konstantní a bez zvlnění. Toto napětí musí být přivedeno na zkoumaný vybitý materiál v ideálním případě s nulovou dobou náběžné hrany. Poté je možno měřit polarizační proud i_{pol} a veličiny určující vlastnosti materiálu vypočteme z rovnice

$$i_{\text{pol}}(t) = C_0 U_c \left[\frac{\sigma_0}{\varepsilon_0} + \varepsilon_\infty \delta(t) + f(t) \right], \quad (14)$$

kde C_0 je geometrická kapacita zkoumaného elektrodového systému a $\delta(t)$ je rozdílová funkce vycházející z přiloženého skokového napětí. Přechod z rovnice (13) na rovnici (14) je snadný. Polarizační proud se skládá ze tří částí. První část je závislá na vnitřní vodivosti materiálu, třetí část reprezentuje všechny polarizační procesy projevující se během doby, po kterou je připojeno napětí a druhou část rovnice s není možné v praxi změřit z důvodů velkých dynamických rozsahů proudových amplitud. Měření polarizačního proudu může být přerušeno v případě, že se proud ustálí, nebo se mění jen nepatrně. Polarizaci okamžitě následuje depolarizace. Následně měříme depolarizační proud i_{depol} .

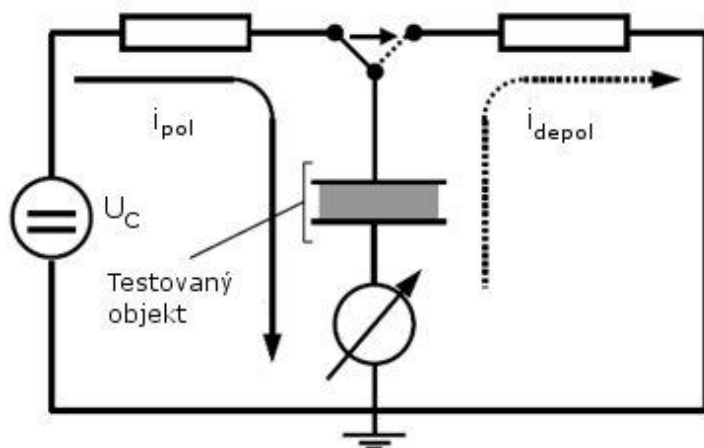


Obr. 5: Průběh polarizace a depolarizace [16]

Pokud zanedbáme druhou část rovnice (14), dostaneme s použitím principu superpozice pro $t \geq (t_0 + T_c)$ rovnici

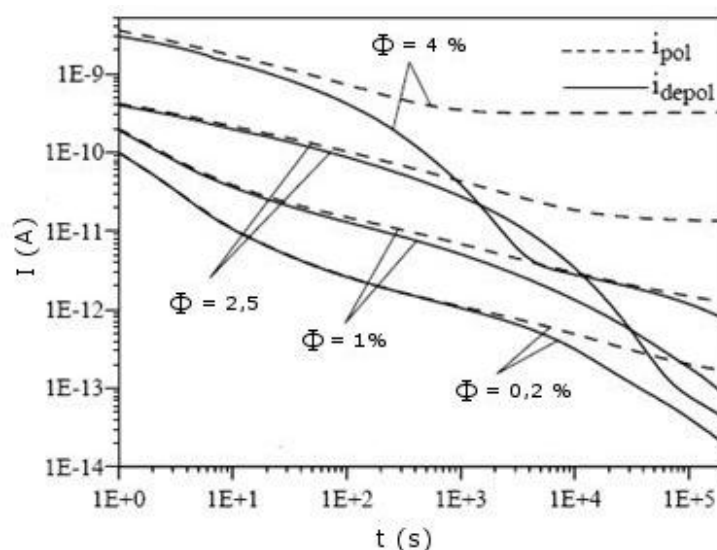
$$i_{\text{depol}}(t) = -C_0 U_c [f(t) - f(t + T_c)]. \quad (15)$$

Veličina T_c je čas, po který bylo připojeno nabíjecí napětí. Polarizační proud je opačné polarity než proud i_{pol} . Druhá část rovnice může být zanedbána, pokud T_c byl dostatečně dlouhý. Tzn., že proud i_{pol} se ustálil na konstantní hodnotě, potom je depolarizační proud přímo úměrný dielektrické relaxační funkci. V praxi se polarizační a depolarizační proudy měří pomocí dvouelektrodového systému znázorněného na obr. 6.



Obr. 6: Princip dvouelektrodového měřicího systému [16]

Měřené proudy jsou určovány polohou přepínače. Obvod je připojen na virtuální zem. Na obr. 7 je znázorněn příklad reálného měření relaxačních proudů. Průběhy byly měřeny na lepence s olejovou impregnací pro různé stupně navlhnutí pro $\vartheta = 20\text{ }^\circ\text{C}$, $U = 200\text{ V}$.



Obr. 7: Relaxační proudy nestárnuté impregnované lepenky pro různé hodnoty navlhnutí [16]

Všechna měření začala 1 s po připojení napětí a po přepnutí přepínače na měření depolarizačního proudu. Z obr. 7 je zřejmé, že polarizační proud se ustálí pouze u vyšších stupňů navlhnutí.

1.1.4 Dielektrická relaxační spektroskopie ve frekvenční oblasti

Převod z časové do frekvenční oblasti můžeme provést pomocí Laplaceovy nebo Fourierovy transformace. Úpravou rovnice (10) a rovnice (12), ve kterých předpokládáme ideální skokovou změnu napětí na maximální proudovou hustotu ideální dielektrické relaxační funkce $f(t)$, získáme rovnici pro okamžitý polarizační proces

$$j(t) = \sigma_0 \bar{E}(t) + \varepsilon_0 \frac{d\bar{E}(t)}{dt} + \varepsilon_0 \frac{d}{dt} \int_0^t f(t-\tau) \bar{E}(\tau) d\tau. \quad (16)$$

Pokud zanedbáme poslední člen rovnice (16), dostaneme rovnici

$$j(p) = \sigma_0 \bar{E}(p) + \varepsilon_0 p \bar{E}(p) + \varepsilon_0 p \bar{F}(p) \bar{E}(p), \quad (17)$$

kde p je Laplaceův operátor. Rovnici (17) můžeme napsat ve tvaru

$$j(\omega) = \bar{E}(\omega) [\sigma_0 + i\omega\varepsilon_0(1 + \bar{F}(\omega))]. \quad (18)$$

Veličina $\bar{F}(\omega)$ je Fourierova transformace dielektrické relaxační funkce $f(t)$ nebo komplexní susceptibility $\bar{\chi}(\omega)$, platí tedy

$$\bar{\chi}(\omega) = \bar{F}(\omega) = \chi'(\omega) - i\chi''(\omega) = \int_0^{\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt. \quad (19)$$

Kombinací rovnice (18) a rovnice (19) dostaneme vztah

$$\bar{j}(\omega) = \{\sigma_0 + \varepsilon_0 \omega \chi''(\omega) + i\omega\varepsilon_0[1 + \chi'(\omega)]\} \bar{E}(\omega). \quad (20)$$

Elektrickou indukci $\bar{D}(\omega)$ můžeme nyní vyjádřit pomocí relativní permitivity a komplexní permitivity ε^* jako

$$\bar{D}(\omega) = \varepsilon_0 \varepsilon^* E(\omega) = \varepsilon_0 [1 + \chi'(\omega)] - i\chi''(\omega) \quad (21)$$

kde

$$\varepsilon^* = \varepsilon'(\omega) - i\varepsilon''(\omega). \quad (22)$$

Pro velký frekvenční rozsah je reálné měření této veličiny ve frekvenční oblasti velmi obtížně proveditelné. Obvykle se kapacita C a ztrátový činitel $\text{tg } \delta$ měří pouze na jedné frekvenci. Nové měřicí přístroje dokážou ve frekvenční oblasti pokrýt některé dekády frekvenčního rozsahu. Podle rovnice (19) však nemohou oddělit stejnosměrnou vodivost σ_0 a dielektrické ztráty $\varepsilon''(\omega)$. Proto se podle rovnic (21) a (22) změřená relativní permitivita $\bar{\varepsilon}_r(\omega)$ liší od skutečné komplexní permitivity ε^* a platí

$$\bar{j}(\omega) = i\omega\varepsilon_0\bar{\varepsilon}_r(\omega)\bar{E}(\omega). \quad (23)$$

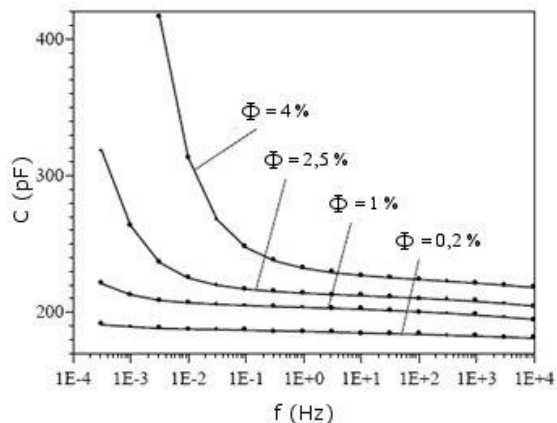
Z toho plyne rovnice

$$\varepsilon^* = \varepsilon'_r(\omega) - i \left[\varepsilon''(\omega) + \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0 \omega} \right] = 1 + \chi'(\omega) - i \left[\chi''(\omega) + \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0 \omega} \right] \quad (24)$$

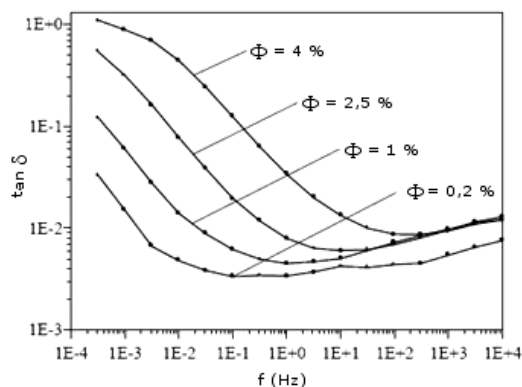
a dielektrické ztráty jsou rovny

$$\text{tg } \delta(\omega) = \frac{\varepsilon''(\omega) + \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0 \omega}}{\varepsilon'(\omega)}. \quad (25)$$

Kapacita zkoumaného objektu je dána reálnou částí rovnice (24). Imaginární část rovnice (24) udává dielektrické ztráty. Obě veličiny jsou frekvenčně závislé. Pro měření ve frekvenční oblasti potřebujeme napěťový zdroj s proměnnou frekvencí. Při měření v oblastech velmi nízkých frekvencí je doba měření značně dlouhá, protože pro měření amplitud a fázového posuvu mezi napětím a proudem měřicí přístroj musí při dané frekvenci tyto veličiny změřit nejméně 2 až 3krát. Doba měření při frekvenci 1 mHz může být až 3000 s.



Obr. 8: Frekvenční závislost kapacity nestárnuté impregnované lepenky [16]



Obr. 9: Frekvenční závislost ztrátového činitele nestárnuté impregnované lepenky [16]

Na obr. 8 je znázorněna reálná složka kapacity lepenkové desky z obr. 7 a na obr. 9 obr. 7 je její ztrátový činitel. Z obrázků je patrné, že vlhkost desky velmi ovlivňuje měření ztrátového činitele i kapacity při nízkých měřicích frekvencích. Tento jev je způsoben vodivostí vody a jí způsobené mezivrstevové polarizace v desce.

Vliv stárnutí na izolační materiály může být určen dielektrickou relaxační spektroskopií v časové i frekvenční oblasti.

1.2 Matematické a grafické vyjádření komplexní permitivity

1.2.1 Jedna relaxační doba

Za předpokladu platnosti Debyeho teorie (jedna relaxační doba) je komplexní permitivita vyjádřena vztahem

$$\varepsilon^* = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + j\omega\tau}, \quad (26)$$

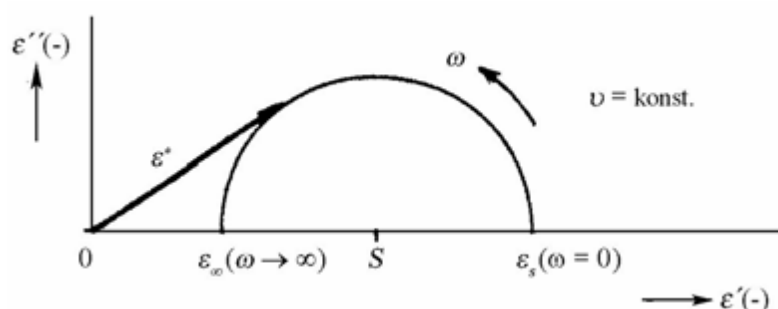
kde ε^* je komplexní permitivita, ε_∞ (pro $f \rightarrow \infty$) je optická permitivita, ε_s (pro $f \rightarrow 0$) je statická permitivita, ω je úhlová frekvence a τ je relaxační doba. Reálná složka rovnice (26) je vyjádřena vztahem

$$\varepsilon' = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + \omega^2\tau^2} \quad (27)$$

a imaginární složka vztahem

$$\varepsilon'' = \frac{\omega\tau(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)}{1 + \omega^2\tau^2} \quad (28)$$

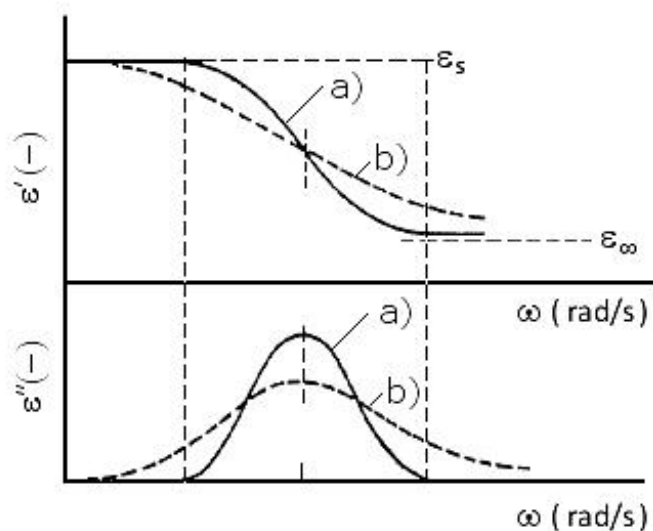
Ke grafickému znázornění složek komplexní permitivity vycházejícímu z rovnice (26) slouží Coleho-Coleho kruhový diagram se středem na ose x . Ten je znázorněn na obr. 10.



Obr. 10: Coleho-Coleho kruhový diagram předpokládající jednu relaxační dobu [8]

1.2.2 Předpoklad distribuce relaxačních dob

V této kapitole jsou uvedeny dvě základní matematické formulace popisující závislost složek komplexní permitivity předpokládající distribuci relaxačních dob τ . Jsou to formulace Coleho-Coleho a Havriliak-Negamiho. Na obr. 11 jsou uvedeny průběhy složek komplexní permitivity s distribucí relaxačních dob.



Obr. 11: Průběh složek komplexní permitivity v závislosti na úhlové frekvenci a) pro jednu relaxační dobu b) pro distribuci relaxačních dob

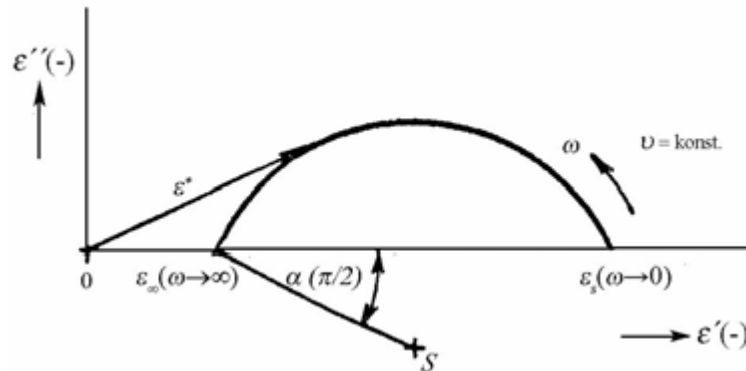
- **Coleho-Coleho matematická formulace**

Coleho-Coleho matematická formulace má tvar

$$\varepsilon^* = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + (j\omega\tau_0)^\alpha}, \quad (29)$$

kde τ_0 je nejpravděpodobnější hodnota relaxační doby. Činitel α vyjadřuje rozložení relaxačních dob a leží v intervalu $\langle 0, 1 \rangle$. Tento koeficient nemá žádný fyzikální význam, je to čistě empirický faktor sloužící k popsání tvaru Coleho-Coleho diagramu. Jak je zřejmé z obr. 12, koeficient α udává míru posunutí celého diagramu pod osu x . Pokud je hodnota koeficientu α nulová, leží střed kružnice na ose f .

Ke grafickému znázornění složek komplexní permitivity podle Coleho-Coleho teorie slouží Coleho-Coleho kruhový diagram se středem pod osou f . Tento diagram je zobrazen na obr. 12.



Obr. 12: Coleho-Coleho kruhový diagram se středem pod osou f [8]

- **Havriliak-Negamiho matematická formulace**

Modifikací Coleho-Coleho vyjádření komplexní permitivity vznikla Havriliak-Negamiho matematická formulace. Ta má tvar

$$\epsilon^* = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{[1 + (j\omega\tau_0)^\alpha]^\beta} \quad (30)$$

Reálná složka rovnice (30) je vyjádřena vztahem

$$\epsilon'(\omega) = \epsilon_\infty + (\epsilon_s - \epsilon_\infty) \frac{1 + (\omega\tau_0)^\alpha \sin \frac{1}{2} \alpha \pi}{1 + 2(\omega\tau_0)^\alpha \sin \frac{1}{2} \alpha \pi + (\omega\tau_0)^{2\alpha}} \quad (31)$$

a imaginární složka je vyjádřena vztahem

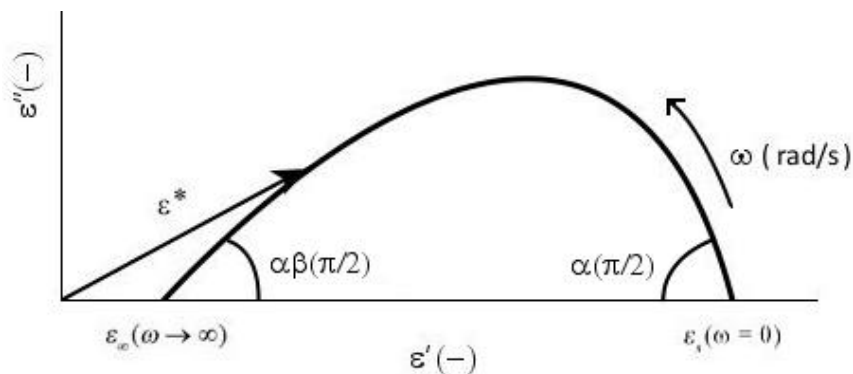
$$\epsilon''(\omega) = \frac{(\epsilon_s - \epsilon_\infty) \sin \beta \varphi}{\left\{1 + 2(\omega\tau_0)^\alpha \sin \frac{1}{2} \alpha \pi + (\omega\tau_0)^{2\alpha}\right\}^{\beta/2}}, \quad (32)$$

kde

$$\varphi = \arctg \left[\frac{(\omega\tau_0)^\alpha \cos \frac{1}{2} \alpha \pi}{1 + (\omega\tau_0)^\alpha \sin \frac{1}{2} \alpha \pi} \right] \quad (33)$$

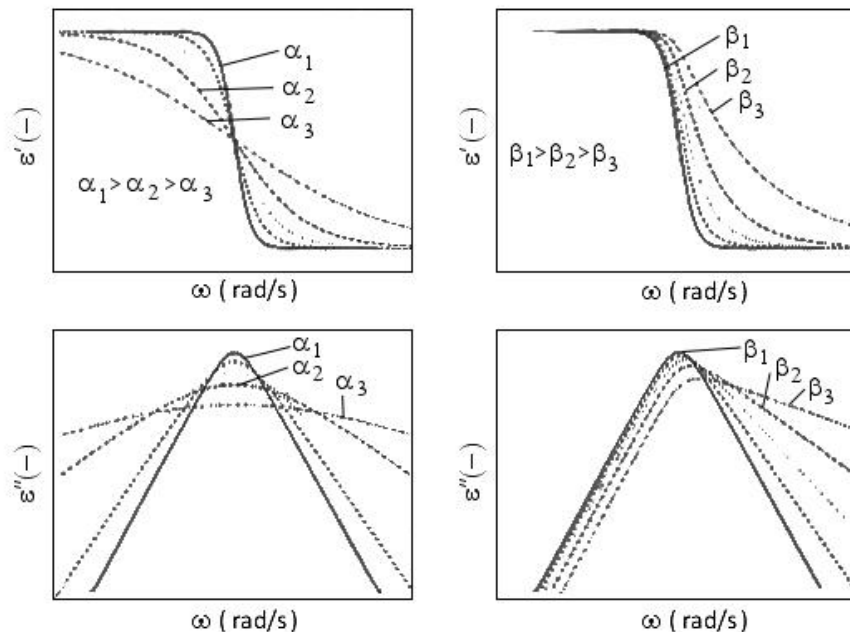
Koeficienty α a β vyjadřují rozložení distribučních dob. Oba nabývají hodnot v intervalu $\langle 0, 1 \rangle$. Stejně jako α i β je empiricky vytvořený koeficient. Jak je vidět na obr. 13, koeficient β slouží k vyjádření obloukové míry úhlu svíraného osou f s tečnou oblouku průběhu

komplexní permitivity. Zavedením koeficientu β je získána možnost popsat průběh komplexní permitivity většího množství reálně měřených izolačních materiálů. Havriliak-Negamiho matematickou funkci lze znázornit Coleho-Coleho diagramem s asymetrickým tvarem.



Obr. 13: Coleho-Coleho diagram pro Havriliak-Negamiho funkci

Na obr. 14 je znázorněn vliv koeficientů α a β na průběhy relativní permitivity a ztrátového čísla.



Obr. 14: Vliv koeficientů α a β na průběh složek komplexní permitivity [10]

Hodnota ztrátového čísla v závislosti na úhlové frekvenci nezávisí pouze na polarizačních ztrátách izolačního materiálu, ale i na vodivostních. Proto je nutný vztah (28) popisující

průběh ztrátového čísla rozšířit o vodivostní složku. Vztah popisující průběh vodivostní složky má tvar

$$\varepsilon'' = \frac{\sigma}{\omega^N \varepsilon_0}, \quad (34)$$

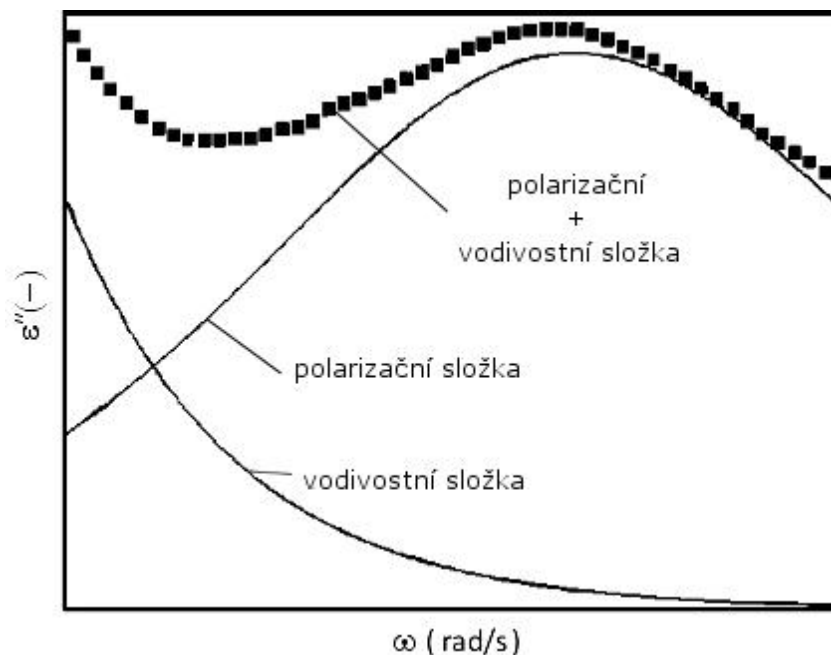
kde σ je vodivost, ω je úhlová frekvence a N je koeficient vyjadřující tvar vodivostní složky. Nahrazením výrazu $\frac{\sigma}{\varepsilon_0}$ koeficientem A získáme vztah

$$\varepsilon'' = A\omega^{-N}. \quad (35)$$

Spojením imaginární složky vyplývající z rovnic (31) a (35) vznikne vztah

$$\varepsilon'' = \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty) \sin \beta\varphi}{\left\{1 + 2(\omega\tau_0)^\alpha \sin \frac{1}{2}\alpha\pi + (\omega\tau_0)^{2\alpha}\right\}^{\beta/2}} + A\omega^{-N}, \quad (36)$$

který zahrnuje příspěvek polarizačních i vodivostních ztrát. Koeficienty A a N popisují průběh vodivostní složky a jsou získány měřením reálného izolačního materiálu. Grafické vyjádření složek ztrátového čísla je znázorněno na obr. 15.



Obr. 15: Průběh polarizační a vodivostní složky ztrátového čísla

1.3 Stárnutí dielektrika

Elektrické a jiné vlastnosti izolantu nejsou dány pouze jeho povahou, ale závisí i na vnějších činitelích. V této kapitole jsou popsány druhy degradačních mechanismů.

1.3.1 Vratné procesy

Tyto změny spočívají v tom, že změna intenzity vnějšího faktoru vyvolá změnu vlastností izolantu. Po skončení působení vnějšího činitele se opět původní vlastnosti izolantu obnoví. Například při změně teploty se mění vnitřní odpor, dielektrické ztráty a elektrická pevnost. Například termoplasty jsou při nízkých teplotách tvrdé a křehké, při vyšších teplotách měknou a stávají se plastickými.

1.3.2 Nevratné procesy

Vnější faktory mohou způsobit i nevratné změny izolantu. Ty nezávisí jen na intenzitě vnějšího faktoru, ale i na době jeho působení. V izolantu dojde vlivem působení vnějších vlivů k chemickým změnám, ačkoli viditelně se izolant změní nepatrně, nebo vůbec. Mezi příčiny trvalých změn v izolantu patří stejné činitele, které působí i přechodné změny. Z nich je nejvýznamnější teplota. K významným změnám struktury izolantu dochází až poté, co intenzita činitele překročí určitou mez. Přechodné změny nastávají už při intenzitách o mnoho menších. Čím je intenzita větší, tím kratší je doba, za kterou dojde k nevratným změnám. Mimo teploty, která je ve většině případů pouze činitelem urychlujícím působení kyslíku, jsou největším činitelem způsobujícím trvalé změny i výboje. Tyto výboje vznikají, když se izolant nachází v elektrickém poli a intenzita tohoto pole je větší než elektrická pevnost vzduchu. Nevratné změny se nazývají stárnutím. Změny způsobené některými vnějšími činiteli probíhají rovnoměrně v celém objemu izolantu, jiné činitele způsobují změny pouze na povrchu izolantu a s hloubkou jejich význam slábne. Mezi takové činitele patří například ultrafialové záření, nebo ozon. Stárnutí nepodléhají všechny izolanty. Vlastnosti anorganických izolantů se působením podmínek, ve kterých jsou běžně používány, vůbec nemění, nebo jen v omezené míře. Naopak organické izolanty jsou k stárnutí velice náchylné. Proto při návrhu izolace nemůžeme vycházet pouze z původních vlastností materiálu, ale musíme počítat i se zhoršením izolačních vlastností v čase.

1.3.3 Tepelné stárnutí

Izolanty často musí plnit svou funkci i při teplotách výrazně se lišící od pokojové teploty. Jejich vlastnosti jsou teplotou okolí výrazně ovlivněné. Při zvýšené teplotě dochází také ke zvýšení ztrát elektrické energie, proto musíme při návrhu izolace vycházet také z teplotní

odolnosti materiálu v celém rozsahu teplot, ve kterém se může v provozu zařízení nacházet. Maximální teplota závisí na proudové zatížitelnosti izolačního materiálu. Omezení teploty proto znamená i omezení maximálního proudu. Na tom závisí i spotřeba izolačního materiálu. Maximální teplota, kterou lze izolant po krátkou dobu bez poškození zatížit, se nazývá krátkodobá tepelná odolnost. Teplota, kterou může být izolace zatížena dlouhodobě se nazývá trvalá tepelná odolnost. Při návrhu izolace počítáme pouze s trvalou tepelnou odolností.

Při zvyšování teploty se mění fyzikální vlastnosti izolantu. Klesá mechanická odolnost izolace, při vyšších teplotách se začnou plastické izolace tavit a přejdou do kapalného skupenství. U krystalických látek je průběh strmý, u amorfních látek je průběh pozvolný. V kapalinách klesá viskozita a zvyšuje se opotřebení. S vysokou teplotou se zhoršují všechny elektrické vlastnosti izolantů. Klesá elektrická pevnost, zvětšuje se ztrátový činitel a snižuje se jejich odpor.

Při nízkých teplotách plyny kondenzují, vzrůstá viskozita kapalin, plastické hmoty tvrdnou a křehnou. V důsledku zvýšení křehkosti se snáze mechanicky poškodí.

Na tepelné stárnutí organických izolantů má největší vliv jejich reakce s kyslíkem obsaženým ve vzduchu, případně i v samotném izolantu. Tyto změny mají za následek nejen zhoršení mechanických vlastností, ale i vlastností elektrických. Oxidační změny jsou nejčastější příčinou stárnutí kaučuků, olejů, laků, izolantů na bázi celulózy atd. Na stárnutí má vliv i množství, v jakém má kyslík přístup k izolaci. Při zmenšení povrchu izolantu, který je v kontaktu s kyslíkem můžeme dosáhnout zpomalení stárnutí izolantu. Dalšími řešeními je umístění izolantu do prostoru s inertním plynem, nebo přidání antioxidantů do izolačního materiálu.

Působením tepla mohou probíhat reakce, při kterých dochází ke spojování molekul, což vede k nárůstu molekulové hmotnosti. Se stoupající molekulovou hmotností vzrůstá pevnost, ale klesá tažnost. Izolant je tvrdší a křehčí.

Teplotní odolnost izolantů se označuje tepelnými třídami. Významná příčina tepelného stárnutí je zvýšení rychlost fyzikálních a chemických procesů postupujících ke stavu termodynamické rovnováhy.

1.3.4 Elektrické stárnutí

- **Plazivé proudy**

Jev, který se vyskytuje při stejnosměrném napájení obvodů všude tam, kde je buď úmyslně či náhodně jeden pól zdroje uzemněn. Směr i velikost plazivého proudu je dána Ohmovým zákonem a 1. Kirchhoffovým zákonem. Plazivé proudy se projevují tak, že proud se vrací do zdroje nikoliv po korektním vodiči, ale částečně vodivou zeminou. Protože zemina je směs různě vodivých chemických látek, dochází postupně k její elektrolyze a rozrušování. Pokud je

navíc vlhká a jsou v ní uloženy různé kovové předměty, chová se jako korozní článek a kovové předměty (které fungují jako elektrody) jsou chemicky rozrušovány (rozežírány korozi).

Elektrické pole má na izolanty převážně nepřímé účinky. Výjimkou je pouze působení stejnosměrného napětí na pevné izolanty. Protože vodivost pevných a kapalných izolantů je převážně iontová, dochází po připojení na stejnosměrné pole k elektrolýze. V praxi jsou ale významnější nepřímé účinky elektrického pole.

Elektrické stárnutí zahrnuje:

- a) působení částečných výbojů
- b) působení plazivých proudů
- c) působení stromečků
- d) působení elektrolýzy
- e) působení na rozhraní dvou izolantů, kde se mohou vyskytovat tangenciální pole o relativně vysoké hodnotě (souvisí s výše uvedenými body)
- f) působení vysokých teplot způsobené dielektrickými ztrátami
- g) působení prostorových nábojů.

Izolace téměř vždy obsahují nepatrné dutiny, které se do nich dostaly, buď použitým materiálem, při izolování, nebo vznikly při provozu. Mohou se nacházet, uvnitř izolace, nebo mezi izolací a vodičem. V elektrickém poli je plyn namáhán více než tuhé izolace, protože elektrická pevnost plynu je menší než elektrická pevnost pevného či kapalného izolantu. Proto dojde k průrazu plynu při nižším napětí než je průrazné napětí izolantu. Protože nepřeklenují celou vzdálenost mezi elektrodami, označují se jako výboje částečné. V plynu (nejčastěji vzduchu) dochází ke vzniku ozonu, který má silně oxidační účinky. Ozon se váže na nenasycené uhlovodíky v místě dvojitých vazeb. Vzniklé ozonidy působí značně oxidačně. Z dusíku vzniká aktivní dusík, který reaguje s organickými látkami, protože je reaktivnější než obyčejný molekulový dusík. Pokud dojde k výboji v plynu složeného z kyslíku i dusíku, vznikají oxidy dusíku. Pokud je v plynu přítomna i vodní pára, dojde ke vzniku dusíkatých kyselin. Výboje způsobují i zvyšování teploty plynu a opalování povrchu izolantu, čímž dochází k jeho degradaci. Tepelná energie jednoho výboje je však tak nízká, že nestačí k dosažení teploty, při které organický materiál zuhelnatí.

Průraz nastane, když napětí na plynové dutině uvnitř izolačního materiálu dosáhne průrazného napětí, tzv. zápalného napětí. Podle Paschenova zákona není průrazné napětí konstantní, ale

závisí na velikosti plynové mezery a tlaku plynu. Zmenší-li se velikost vzduchové mezery n -krát a zároveň se zvýší tlak n -krát, průrazné napětí zůstává konstantní.

Při průrazu plyn ionizuje. Kladné a záporné ionty se pohybují opačným směrem. Když se dostanou ke stěně dutiny, částečně vykompenzují elektrické napětí na dutině. Když toto napětí klesne pod určitou úroveň (zhašecí napětí), dojde k zhasnutí oblouku. Pokud se napětí na dutině nemění, začnou ionty odtékat z protilehlých povrchů a tím se napětí začne znovu zvyšovat. V momentě, kdy se dosáhne hodnoty zápalného napětí, celý děj se opakuje. Výboje v dutinách mají přímé i nepřímé účinky na chemické a fyzikální změny izolace. Změny jsou často nevratné.

Účinky elektrických výbojů:

- a) přímé účinky bombardování povrchu pevného nebo kapalného povrchu ionty a elektrony
- b) účinky záření vzniklého při výboji
- c) chemické účinky látek vzniklých při výboji
- d) tepelné účinky
- e) účinky lokálního zvýšení gradientu elektrického pole na konci výbojového kanálu

Na anorganické izolanty působí výboje jen nepatrně, proto mají mnohem větší elektrickou pevnost než organické izolanty. Elektrony a ionty dopadající při výbojích na povrch izolantu způsobují jeho erozi. Při tomto ději se zmenšuje tloušťka izolační vrstvy. Erodovaný materiál se chemicky přeměňuje na nízkomolekulové plynné látky, nebo se vypařuje. Při výboji vzniká nejen viditelné záření, ale i ultrafialové. Ultrafialové záření má vyšší energii než viditelné.

- **Stromečky**

Elektrické pole je v blízkosti konce výbojového kanálu velmi nehomogenní. Jeho gradient tu dosahuje velmi vysokých hodnot. Na místě, na kterém překročí elektrickou pevnost, dojde k průrazu prostorově omezenému jen na oblast mikroskopických rozměrů. Takto vzniklý kanál má průměr asi $1\ \mu\text{m}$ a je naplněn plyny vznikajícími při výboji. Tento děj se stále opakuje. Kanály postupně pronikají hlouběji do izolační vrstvy, až nakonec překlenou celou izolační vrstvu. Prodlužování výbojového kanálu v pevném izolantu neprobíhá v čase ani v prostoru pravidelně, proto dochází ke vzniku stromečkových útvarů. Tyto kanály mohou vznikat i velmi dlouhou dobu. Proto k průrazu izolace může dojít až po dlouhé době jeho provozu.

Zvýšená teplota zkracuje čas, za který dojde k průrazu. K tomu přispívá nárůst permitivity se vzrůstající teplotou. To má za následkem vzrůst gradientu elektrického pole

v dutinách. Doba průrazu je zkracována i mechanickým pnutím v izolantu. Je to důsledek vzniku trhlinek kolmých na směr pnutí.

1.4 Modely popisující stárnutí dielektrika

Izolační vlastnosti dielektrického materiálu se vlivem teploty a elektrického namáhání v čase mění. Tyto změny se nazývají stárnutí a mohou být určeny měřením elektrických vlastností izolantu. Tyto změny izolačních vlastností mohou dojít až do takové míry, kdy dojde k degradaci izolantu a elektrické zařízení přestane plnit svou funkci. Stárnutí dielektrika můžeme popsat funkcí $F(p) = R t$, kde R je veličina popisující míru stárnutí. Pro neměnné namáhání je její hodnota konstantní. Pokud t je čas, kdy se vlastnosti izolace zhorší pod požadovanou hodnotu, vztah se změní na tvar

$$F(P_L) = R L, \quad (37)$$

kde L je doba života. V případě, že je možno $F(P_L)$ považovat za konstantní, jsou hodnoty míry stárnutí a doba života nepřímo úměrné.

1.4.1 Jednoduché modely

- **Model tepelného stárnutí**

Vlivem vysoké teploty nebo jejími změnami dochází v materiálu k chemickým změnám. Míra stárnutí je dána vzorcem

$$R_t = A e^{-B/T}, \quad (38)$$

kde A a B jsou materiálové konstanty a T je absolutní teplota. Protože doba života je nepřímo úměrná stárnutí platí

$$L_t = k_t e^{B/T}, \quad (39)$$

kde L_t je doba života při tepelném namáhání a $k_t = 1/A$. Pokud L_0 je doba života při pokojové teplotě T_0 , můžeme konstantu k_t z rovnice (39) zapsat jako

$$k_t = L_0 e^{\frac{-b}{T_0}} \quad (40)$$

a pokud platí

$$\Delta T = \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_1} = \frac{T - T_0}{T \cdot T_0} \quad (41)$$

potom

$$L_t = L_0 e^{-B\Delta T} \quad (42)$$

- **Model elektrického stárnutí**

Pro elektrické stárnutí se nejčastěji používají dva vztahy. První je

$$L_e = c G^{-n}, \quad (43)$$

kde L_e je doba života při elektrickém stárnutí (při pokojové teplotě), G je elektrické namáhání, c a n jsou konstanty. Druhý vzorec má tvar

$$L_e = k e^{-hG}, \quad (44)$$

kde k a h jsou konstanty. Obě rovnice jsou empirické. Rovnice (43) je v praxi více používána. Kompatibilitu mezi elektrickým a tepelným stárnutím je těžké určit. Podle rovnice (42) je při pokojové teplotě doba života rovna L_0 . V modelu elektrického stárnutí potom platí $L_e = L_0$ pro $G = 0$ a pro exponenciální model elektrického stárnutí po provedení úpravy $k = L_0$ platí

$$L_e = L_0 e^{-hG} \quad (45)$$

Logaritmováním rovnice (42) a rovnice (45) získáme vztahy

$$\ln \frac{L_t}{L_0} = -B\Delta T \quad (46)$$

a

$$\ln \frac{L_e}{L_0} = -hG \quad (47)$$

Podle rovnice (43) se při nulovém elektrickém namáhání doba života dielektrika blíží nekonečnu. To ovšem neodpovídá rovnici (42). Pokud platí, že elektrické namáhání $G_0 > 0$,

potom jsou obě rovnice kompatibilní. Proto pro $G < G_0$ uvažujeme pouze tepelné degradace a potom je doba života dielektrika rovna L_0 . Úpravou rovnice (43) dostaneme rovnici

$$L_e = L_0 (G / G_0)^{-n}. \quad (48)$$

Rovnice platí pro $G > G_0$, pro $G < G_0$ platí $L_e = L_0$. Za těchto podmínek jsou rovnice (42) a rovnice (45) kompatibilní. Zlogaritmováním rovnice (42) a rovnice (48) získáme rovnice

$$\ln \frac{L_t}{L_0} = -B\Delta T \quad (49)$$

a

$$\ln \frac{L_e}{L_0} = -1 \ln \frac{G}{G_0} \quad (50)$$

Rovnice (49) a rovnice (50) jsou na první pohled podobné jako rovnice (46), jen G je nahrazeno výrazem $\ln(G/G_0)$. Životnost dielektrika se však pod určitou hodnotou namáhání G_s blíží nekonečnu. Závislost životnosti dielektrika na napětí je popsána vzorcem

$$L_e = \alpha \frac{e^{-hG}}{G - G_s}, \quad (51)$$

kde α je konstanta pro určitou frekvenci. Rovnice (51) platí pro $G > G_s$ a pokud se G blíží G_s , výsledek se blíží nekonečnu. Rovnice (51) je také shodná s experimentálně změřenými průběhy, avšak je nekompatibilní s rovnicí (42). Aby mohly být obě rovnice platné, musíme upravit rovnici (42). Tato je provedena v rovnici (76).

- **Modely pro kombinované stárnutí**

Kombinované stárnutí určíme ze zjednodušeného vztahu

$$R = A \cdot e^{-B/T} e^{[(a+b/T)f(G)]}, \quad (52)$$

kde A , B , a , b jsou veličiny závislé na čase teplotě a elektrickém namáhání a $f(G)$ je funkce udávající průběh stárnutí. Je zřejmé, že rovnice (52) vychází z rovnice (38) pro tepelné stárnutí. Ve skutečnosti byla rovnice (38) získána z rovnice (52) položením $g(G) = 0$. Pokud

uvažujeme exponenciální model, platí $f(G) = G$. Životnost je nepřímo úměrná stárnutí a platí

$$L = 1/A e^{B/T} e^{-(a+b/T)G} \quad (53)$$

Pro pokojovou teplotu bez elektrického namáhání můžeme $1/A$ nahradit veličinou L_0 a $1/T$ nahradíme ΔT . Podle rovnice (45) platí $a + b/T_0 = h$ a z toho plyne, že

$$L = L_0 e^{(-B\Delta T - hG + b\Delta TG)} \quad (54)$$

Rovnice (54) udává životnost dielektrika pro kombinované stárnutí za předpokladu exponenciální závislosti životnosti na elektrickém namáhání. Je to rovnice vrstvy jejíž průsečnice s vrstvami $G = 0$ a $\Delta T = 0$ jsou teplotní a elektrické čáry životnosti. V logaritmickém tvaru vypadá rovnice (54) takto

$$\ln L = \ln L_0 - B\Delta T - hG + bG\Delta T \quad (55)$$

Za použití rovnic (42) a (45) můžeme rovnici (55) zapsat jako

$$L = \frac{L_t L_e}{L_0} e^{bG\Delta T} \quad (56)$$

Veličina L_0 je maximální doba života, takže L je menší než L_t i L_e . Pokud $k_c = b/hB$, rovnice (56) se změní na

$$L = \frac{L_t L_e}{L_0} e^{k_c \ln \frac{L_0}{L_t} \ln \frac{L_0}{L_e}} \quad (57)$$

Rovnice (57) platí všeobecně pro vícenásobné stárnutí.

Spojením rovnice (42) pro $G = G_0$ a rovnice (48) pro $\Delta T = 0$ neboli $T = T_0$, získáme rovnici

$$L = L_0 e^{-B\Delta T} \left(\frac{G}{G_0} \right)^{-(n-b\Delta T)} \quad (58)$$

Rovnici (58) můžeme napsat také jako

$$L = L_0 e^{[B\Delta T - n \cdot \ln(G/G_0) + b\Delta T \ln(G/G_0)]} \quad (59)$$

a v logaritmickém tvaru

$$L = \ln L_0 - B\Delta T - n \ln(G/G_0) + b\Delta T \ln(G/G_0) \quad (60)$$

Rovnice (59) a rovnice (60) jsou podobné rovnicím (54) a (55), pouze veličina G je nahrazena výrazem (G/G_0) . Oba výrazy mají tedy stejný význam.

1.4.2 Exponenciální modely

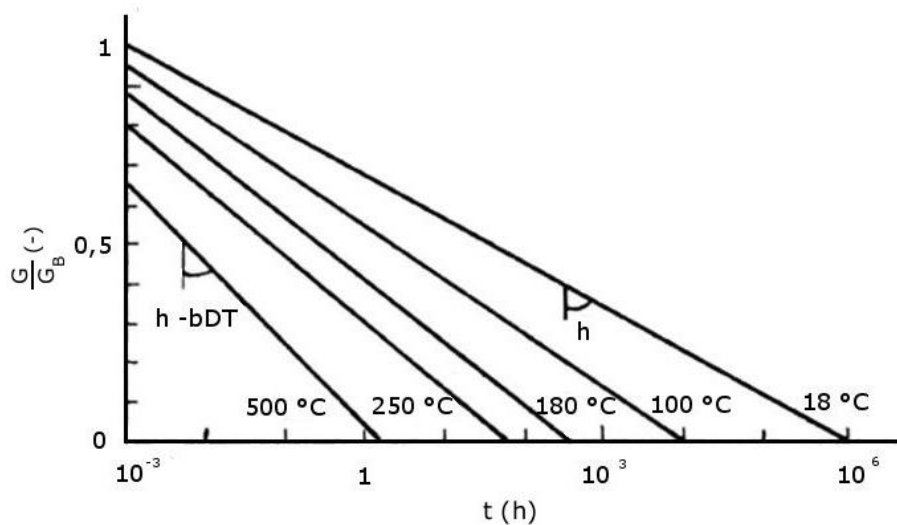
V této kapitole budou uvažovány pouze exponenciální modely, proto místo lineárních měřítek použijeme logaritmická. Rovnice pro modely stárnutí má potom tvar

$$\ln L = \ln L_0 - B_x - h \frac{G}{G_0} + b \Delta T \frac{G}{G_0}, \quad (61)$$

kde h , b , B jsou konstanty závislé na tepelném a elektrickém namáhání.

- **Model pro konstantní teplotu**

Pro $\Delta T = 0$ získáme přímkou určující životnost izolace pro elektrické stárnutí. Její sklon je dán konstantou h . Je to přímka, která protíná osu životnosti v bodě $L = L_0$ a osu elektrického namáhání v bodě, kde je intenzita elektrického pole tak vysoká, že při pokojové teplotě dojde během krátké chvíle k znehodnocení dielektrika. Tuto intenzitu elektrického pole označujeme G_B . Pro $\Delta T > 0$ získáme úsečku se sklonem $h - b \Delta T$, která se posouvá směrem doleva (ke kratší životnosti). Při maximálním posunu směrem vlevo je úsečka popsána rovnicí $\frac{G}{G_0} = \ln L_0 - B_x (\ln L_0 - B\Delta T)$. Tento model je znázorněn na obr. 16.

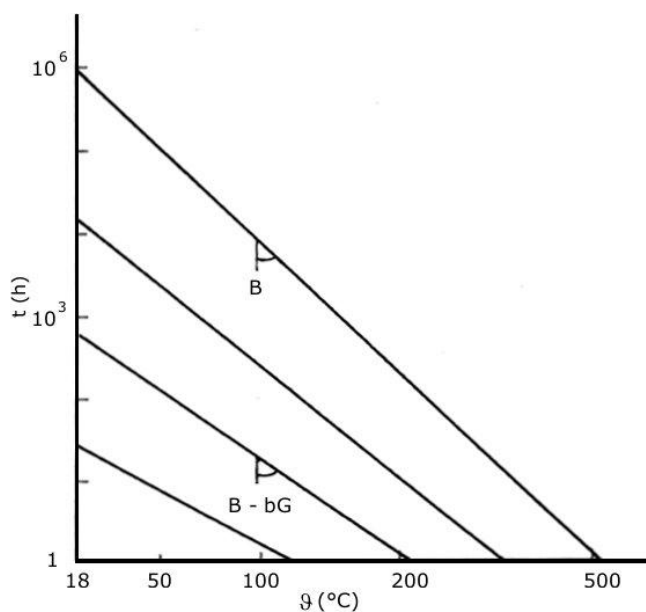


Obr. 16: Model životnosti pro konstantní teplotu [15]

Tento model byl vytvořen pro hodnoty $L_0 = 10^6$ h, $t_0 = 10^{-3}$, $h = 3,6$ s, $B = 6300$, $b = 4850$ a pokojovou teplotu $T = 291$ K = 18 °C.

- **Model pro konstantní elektrické stárnutí**

Pro $\frac{G}{G_0} = 0$ získáme přímkou určující životnost izolace pro tepelné stárnutí. Její sklon je dán konstantou B . Přímka protíná osu životnosti L v bodě $L = L_0$.



Obr. 17: Model životnosti pro konstantní elektrické stárnutí [15]

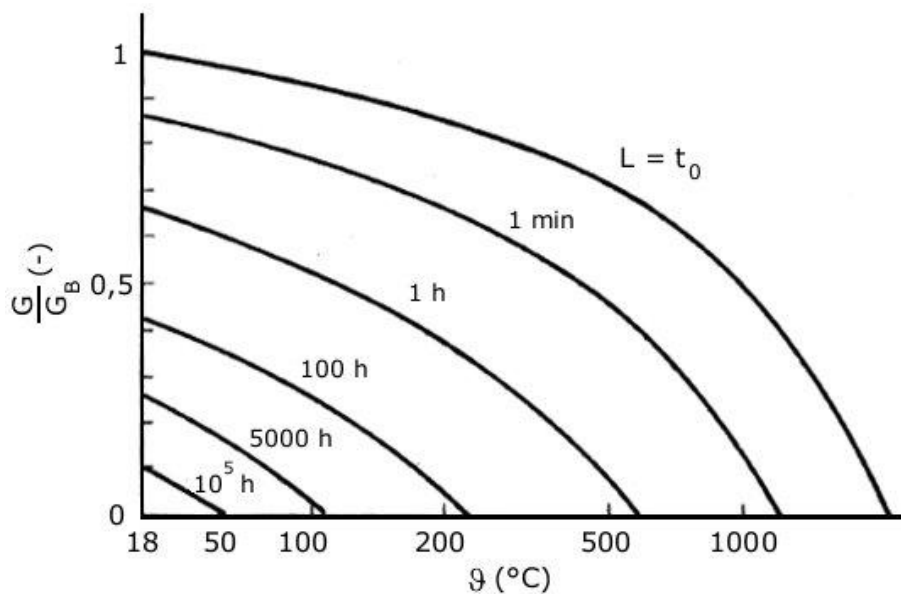
Pro $\frac{G}{G_0} > 0$ je sklon přímky dán vztahem $B - b G$, a klesá s rostoucím elektrickým namáháním. Tento model je znázorněn na obr. 17, ze kterého je zřejmý vliv elektrického a tepelného stárnutí na životnost izolantu.

- **Model pro konstantní životnost**

Pro $L = L_0$ se rovnice (61) změní na tvar

$$B \Delta T + h \frac{G}{G_0} - b \Delta T \frac{G}{G_0} = 0, \quad (62)$$

která platí pouze pokud $\Delta T = \frac{G}{G_0} = 0$. Bod $L = L_0$ označuje maximální životnost dielektrika. Životnost $L < L_0$ označují křivky druhého řádu. Je možno dokázat, že jsou to hyperboly, z nichž uvažujeme pouze části $\Delta T > 0$, $\frac{G}{G_0} > 0$, $b > 0$.

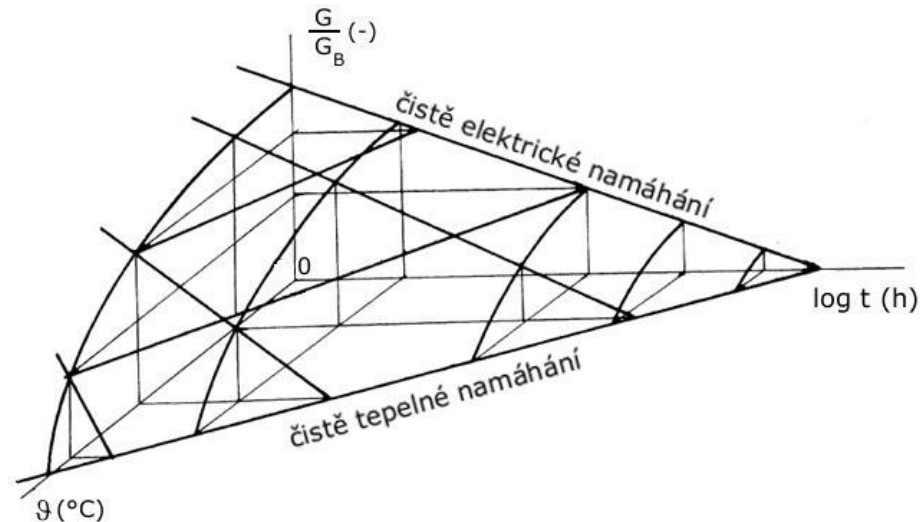


Obr. 18: Model pro konstantní životnost dielektrika [15]

Závislost životnosti dielektrika na intenzitě elektrického stárnutí G a teplotě T je znázorněna na obr. 18.

- **Model životnosti dielektrika pro proměnné elektrické a tepelné stárnutí**

Na obr. 19 vidíme prostorový pohled na plochu životnosti popsanou rovnicí (62) předpokládající exponenciální závislost životnosti na elektrickém stárnutí.



Obr. 19: Model životnosti dielektrika pro proměnné elektrické a tepelné stárnutí [15]

1.4.3 Upravený model životnosti pro kombinované stárnutí zahrnující prahové stárnutí

Praktická měření ukázala, že měřené hodnoty jsou pro vysoké úrovně stárnutí velmi podobné hodnotám vypočteným. To však neplatí pro nízké úrovně elektrického namáhání a teploty blízké se pokojové teplotě. V tomto případě nejsou vypočtené a změřené hodnoty často ve shodě. Většinou nejsou závislosti určující životnost lineární, ale jsou zakřiveny. Z kapitoly 1.4.2 vyplývá, že může existovat práh úrovně namáhání, pod kterým nedochází ke stárnutí izolantu. Experimentálně bylo zjištěno, že práh gradientu elektrického pole G_s je funkce klesající s rostoucí teplotou z hodnoty G_{s0} při pokojové teplotě až po 0, kdy teplota dosáhne prahové hodnoty T_{s0} . Vztah mezi gradientem G_s a teplotou T_s není známý, proto předpokládáme, že je lineární a má tvar

$$G_s = G_{s0} \left(1 - \frac{\Delta T_s}{\Delta T_{s0}} \right) \quad (63)$$

a

$$\Delta T_s = \Delta T_{s0} \left(1 - \frac{G_s}{G_{s0}} \right) \quad (64)$$

Pokud je rovnice (51) brána jako rovnice životnosti a je závislá na elektrickém stárnutí při pokojové teplotě, je pomocí gradientu G_{s0} prahové namáhání vyjádřeno jako

$$L_e = \alpha \frac{e^{-hG}}{G - G_{s0}} \quad (65)$$

Pro $L_e = t_0$ můžeme předpokládat, že elektrický gradient G_B odvozený z rovnice (65) je stejný jako G_B získané z rovnice (45). Platí, že

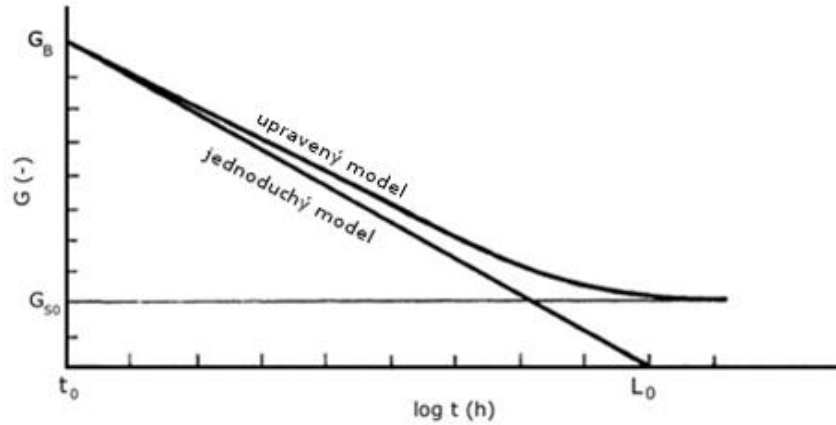
$$t_0 = \alpha \frac{e^{-hG_B}}{G_B - G_{s0}} = L_0 e^{-hG_B}, \quad (66)$$

kde $\alpha = L_0 (G_B - G_{s0})$.

Rovnice (65) se tedy změnila na tvar

$$L_e = L_0 \frac{e^{-hG}}{\frac{G - G_{s0}}{G_B - G_{s0}}} \quad (67)$$

Rovnice (67) je upravená rovnice (65), v níž má veličina L_0 stále exponenciální průběh, ale již neoznačuje životnost dielektrika bez namáhání. Jak vidíme na obr. 20, veličina L_0 je určena jako průsečnice přímky se sklonem h s osou životnosti. Na obr. 20 jsou také porovnány závislosti životnosti na elektrickém namáhání jednoduchého a upraveného modelu odvozené z rovnic (45) a (67).



Obr. 20: Porovnání průběhu upraveného modelu s průběhem jednoduchého modelu [15]

Pokud rovnici (67) bereme jako dobu života při elektrickém stárnutí, rovnice životnosti pro kombinované stárnutí má tvar

$$L = L_0 \frac{e^{-B\Delta T - hG + bG\Delta T}}{(G - G_s)/(G_B - G_{s0})}, \quad (68)$$

kde $G_s = G_s(T)$. Spojením rovnic (63) a (68) získáme vztah

$$L = L_0 \left(\frac{G_B}{G_{s0}} - 1 \right) \frac{e^{-B\Delta T - hG + bG\Delta T}}{G/G_{s0} + \Delta T/\Delta T_{s0} - 1}. \quad (69)$$

Předpokládáme, že teplotní charakteristiky v krátkém čase nejsou ovlivněny prahovou teplotou. V případě, že se teplota blíží nekonečnu, dostaneme stejnou hodnotu životnosti z rovnice (38) i z rovnice (69). Potom platí

$$L_0 e^{-B\Delta T_i} = L_0 \left(\frac{G_B}{G_{s0}} - 1 \right) \frac{e^{-B\Delta T_i}}{\Delta T_i/\Delta T_{s0} - 1}, \quad (70)$$

kde $\Delta T_i = 1/T_0$ a v případě, že se teplota blíží nekonečnu platí, že $\Delta T_i = \Delta T$. Z toho plyne

$$\frac{G_B}{G_{s0}} - 1 = \Delta T_i/\Delta T_{s0} - 1 = k_B, \quad (71)$$

kde k_B je konstanta určená pro krátké časové charakteristiky izolantu. Rovnice životnosti má nyní tvar

$$L = k_B L_0 \frac{e^{-B\Delta T - hG - bG\Delta T}}{\frac{G}{G_{s0}} + \frac{\Delta T}{\Delta T_{s0}} - 1}. \quad (72)$$

Rovnice (72) je rovnice modelu, který předpokládá symetrii mezi G a ΔT . Z rovnice (72) nyní získáme rovnice pro životnost při elektrickém stárnutí L_e a tepelném stárnutí L_t , které mají tvary

$$L_e = k_B L_0 \frac{e^{-hG}}{\frac{G}{G_{s0}} - 1} \quad (73)$$

a

$$L_t = k_B L_0 \frac{e^{-B\Delta T}}{\frac{\Delta T}{\Delta T_{s0}} - 1}. \quad (74)$$

Rovnici (74) můžeme zapsat ve tvaru

$$L_t = L_0 \frac{e^{-B\Delta T}}{\frac{\Delta T - \Delta T_{s0}}{\Delta T_i - \Delta T_{s0}}}. \quad (75)$$

Po úpravě rovnice (75) dostaneme rovnici

$$L_t = k_t \frac{e^{\frac{B}{T}}}{1 - \frac{T_{s0}}{T}} \quad (76)$$

platnou pro $T > T_{s0}$. Pro $T = T_{s0}$ se životnost izolantu blíží nekonečnu.

2 Experimentální část

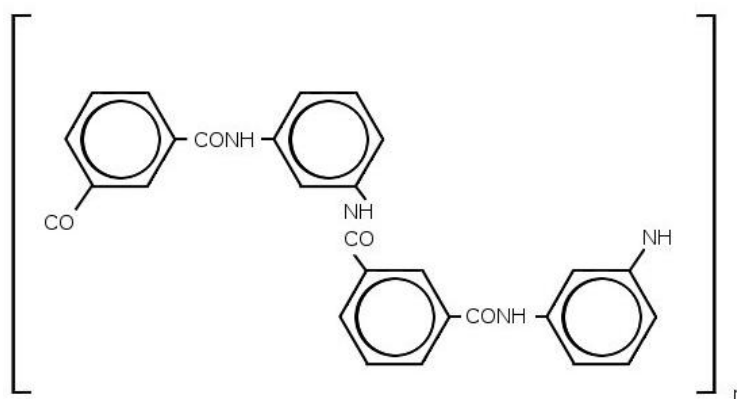
2.1 Použitý izolační materiál

Pro experiment byl použit materiál Isonom NKN 0887 od firmy Isovolta [11]. Jedná se o kompozitní materiál skládající se ze dvou vrstev materiálu Nomex a jedné vrstvy materiálu Kapton. Výrobce udává tloušťka materiálu NKN 0887 je $0,3 \pm 0,03$ mm. Je používán zejména pro drážkové izolace a drážkové uzávěry točivých strojů pracujících ve vysokých provozních teplotách. Je také používán jako mezivrstevová izolace v transformátorech a dalších elektrických strojích. Jedná se o materiál skládající se z polyimidové vrstvy, po obou stranách kryté hlazenou vrstvou nomexového papíru. Oba materiály jsou za vysoké teploty mechanickým tlakem vzájemně spojovány. Tloušťka vrstvy papíru Nomex je 2×130 μm a polyimidový film Kapton má tloušťku 25 μm .

Isonom NKN je pružný izolační materiál spadající do tepelné třídy *H*, což podle ČSN EN 60085 znamená, že maximální doporučená teplota pro jeho nepřetržité použití je 180 °C. Materiál má dobré mechanické vlastnosti jako např. vysokou pevnost v tahu (300 N/10 mm), malou navlhavost nebo vysoké průrazné napětí 33,3 kV/mm (při tloušťce 0,3 mm).

2.1.1 Nomex

Syntetický materiál Nomex je vyroben z krátkých vláken a malých vláknitých částic aromatického polyamidu (aramidu).



Obr. 21: Strukturální vzorec Nomexu [12]

Aramidové částičky jsou zpracovávány obvyklými papírenskými postupy. Takto vzniklý papír je zpevňován a za vysokých teplot válcován mezi válci s vysokou lesklostí povrchu.

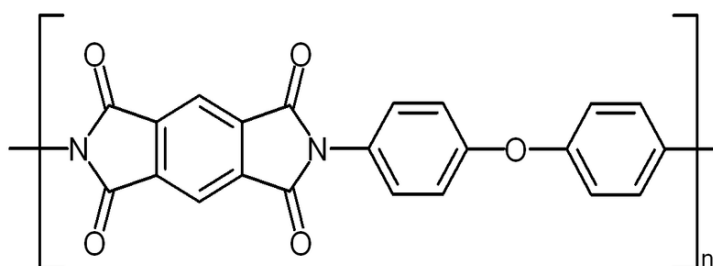
Nomex velmi dobře odolává teplotám do 220 °C. Má výborné elektrické vlastnosti ($E_p = 40$ kV / mm, $\epsilon_r = 2,5$, ρ_v dosahuje řádů až 10^{16} $\Omega \text{ cm}$), vysokou pevnost v tahu a z toho

vyplývající odolnost proti natržení, je nehořlavý, samozhášivý, působení vysokých teplot nezpůsobuje tání, odolává chemikáliím, rozpouštědlům a záření. Je použitelný v kombinaci s laky, pryskyřicemi, minerálními i syntetickými transformátorovými oleji. Díky své vysoké tepelné odolnosti je použitelný v elektrických strojích, zejména při izolaci vodivých částí transformátorů a točivých strojů.

Nomex lze také snadno laminovat do více vrstev. Jeho povrch je kombinovatelný s různými druhy pryskyřic, což umožňuje jeho spojování s jinými materiály.

2.1.2 Kapton

Kapton je polyimidový materiál vyvinutý firmou DuPont dodávaný ve formě fólie. Vzniká bipolykondenzační reakcí aromatického dianhydridu a aromatického diaminu. Má výborné elektrické vlastnosti ($\epsilon_r = 3$, $\rho_v = 1,5 \cdot 10^{17} \Omega \text{ cm}$, $\text{tg} \delta = 3 \cdot 10^{-3}$, $E_p = 7,7 \text{ kV / mm}$). Stejně jako Nomex má vysokou teplotní odolnost (250 °C po dobu 8 let). Působením tepla nedochází k tání ani hoření. Je vysoce odolný proti působení organických rozpouštědel. Je však náchylný k poškrábání, proto se používá ve spojení s jinými materiály, které slouží jako mechanická ochrana. Strukturální vzorec Kaptonu je znázorněn na obr. 22.



Obr. 22: Strukturální vzorec Kaptonu [12]

Kapton je díky své nízké hmotnosti hojně využíván k izolaci vodičů v civilním i vojenském letectví. Je jedním z konstrukčních materiálů pro skafandry a dříve byl využíván v programu Apollo.

2.2 Metodika stárnutí izolačního materiálu

Práce je zaměřena na sledování vlivu tepelného, elektrického a kombinovaného stárnutí na vlastnosti izolačního materiálu Isonom NKN. V souladu s [5] bylo v experimentu použito 5 sad vzorků tohoto materiálu kombinujících různé faktory namáhání. Zkoušky izolačního

materiálu byly nedestruktivního charakteru, proto bylo podle ČSN EN 60216-1 pro každou kombinaci tepelného a elektrického stárnutí zvoleno 5 vzorků, což je minimální doporučený počet.

Dvě sady vzorků byly namáhány čistě elektricky. Sada E1 ÷ E5 byla stárnutá napětím $1,5 \cdot 10^3$ V, což při střední hodnotě tloušťky 0,28 mm odpovídá intenzitě elektrického pole $E = 5,35 \cdot 10^6$ V / m a sada E6 ÷ E10 byla stárnutá napětím $2 \cdot 10^3$ V. Intenzita elektrického pole v tomto případě byla $E = 7,14 \cdot 10^6$ V / m.

Další tři sady byly kombinovaně stárnuté. Sada X1 ÷ X5 napětí $2 \cdot 10^3$ V a teplotě 200 °C, sada X6 ÷ X10 napětí $1,5 \cdot 10^3$ V a teplotě 200 °C, X11 ÷ X15 napětí $2,2 \cdot 10^3$ V a teplotě 200 °C. Intenzita elektrického pole u sady X11 ÷ X15 je rovna hodnotě $7,85 \cdot 10^6$ V/m. Ve všech případech bylo použito napětí s harmonickým průběhem a frekvencí 50Hz.

U každé sady vzorků byly měřeny frekvenční závislosti kapacity C a ztrátového činitele $\tan \delta$. Každá sada vzorků byla po procesu stárnutí umístěna po dobu pěti dnů do exsikátoru udržující relativní vlhkost vzduchu na hodnotě $\varphi < 5$ %. Vlhkost vzorků by se v tomto případě měla pohybovat mezi nulou a pěti procenty. Změřené frekvenční charakteristiky by proto neměly být příliš ovlivněny polarizací a vodivostí molekul vody. Po změření frekvenčních charakteristik byly vzorky umístěny na pět dnů do exsikátoru s relativní vlhkostí vzduchu $\varphi = 55$ % a poté opět proměřeny. Uvedená relativní vlhkost spadá v našich zeměpisných šířkách do standardního prostředí B, tzn. podmínky se blíží reálnému použití izolačního materiálu. Označení sad vzorků, napětí namáhání U_s , teplota namáhání ϑ_s a doby stárnutí jsou znázorněny v tab. 1.

Tab. 1: Sady vzorků a jejich vlastnosti

	Faktory stárnutí		Doby stárnutí					
	U_s	ϑ_s	0 h	25 h	50 h	100 h	200 h	300 h
E1 ÷ E5	1,5 kV	22 °C	✓			✓	✓	✓
E6 ÷ E10	2kV	22 °C	✓			✓		✓
X1 ÷ X5	2k kV	200 °C	✓	✓	✓	✓		
X6 ÷ X10	1,5 kV	200 °C	✓		✓	✓		
X11 ÷ X15	2,2 kV	200 °C	✓	✓				

Výsledné charakteristiky jsou podle [5] tvořeny střední hodnotou všech vzorků v jedné sadě.

2.3 Experimentální zařízení

V první části této kapitoly je popsáno zařízení, které bylo použito pro degradaci izolačního materiálu. V druhé části je popsáno měřicí zařízení, kterým byly měřeny elektrické vlastnosti namáhaného izolačního materiálu.

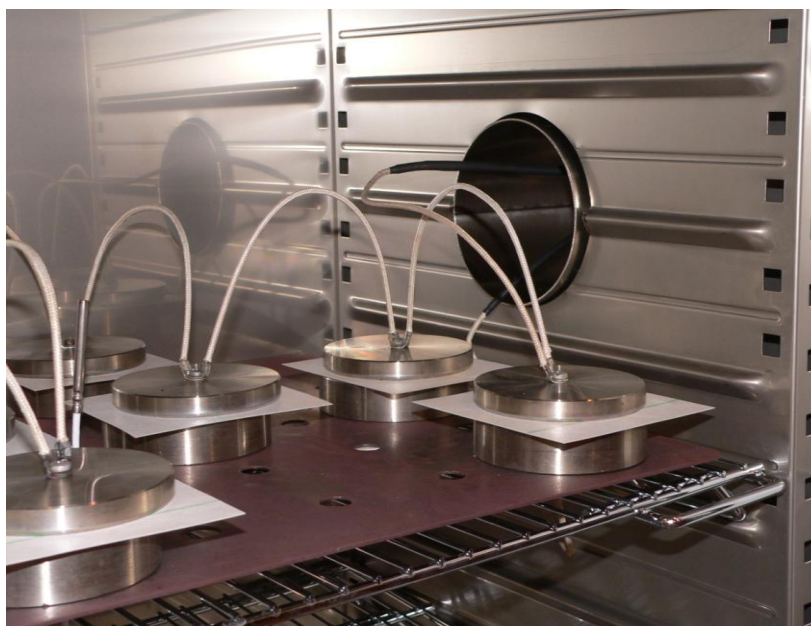
- **Teplotní komora**

Stárnutí vzorků probíhalo ve sterilizační komoře Stericell firmy BMT Medical Technology s.r.o. na obr. 23 vlevo. Pro znemožnění vstupu nepovolaným osobám a úrazu elektrickým proudem je komora vybavena zámkem. Komora je programovatelná, je tedy možné nastavit přesný čas i teplotu stárnutí. Odchylka teploty garantovaná výrobcem je v rozmezí $(-1 \div 5) ^\circ\text{C}$.

Teplotní komora je vybavena nerezovou podložkou, na které je umístěna kovová deska s připevněnými elektrodami válcového tvaru. Podložka i deska jsou od sebe elektricky odizolovány. Nad spodními elektrodami jsou umístěny horní elektrody, které jsou vzájemně vodivě pospojovány. Mezi spodními a horní elektrody je umisťován izolační materiál určený ke stárnutí. Vodiče přivádějící napětí na spodní i horní elektrody jsou průchodkou vyvedeny z komory k vysokonapěťovému napájecímu systému. Kovová deska s elektrodami je znázorněna na obr. 24 (vpravo průchodka, dole záporné elektrody, nahoře kladné elektrody, mezi elektrodami je vložen izolační materiál).



Obr. 23: Vybavení laboratoře



Obr. 24: Elektrody pro elektrické stárnutí

- **Vysokonapěťový napájecí systém**

První část napájecího systému tvoří elektrická zásuvka s časovačem, na němž je nastavována přesná doba stárnutí.

Za časovačem je připojen napěťový zdroj, jehož výstupní napětí je regulovatelné v rozmezí 0 V až 230 V. Zdroj je vybaven proudovou pojistkou, proto při průrazu stárnutého izolantu nemůže dojít k poškození zdroje. Napěťový zdroj je na obr. 23 vpravo.

Za napěťovým zdrojem je připojen transformátor, který násobí napětí zdroje v poměru 992:1. Transformátor je na obr. 23 nahoře. Pod tímto transformátorem je umístěn zdroj impulsního napětí, ten ale v našem experimentu nebyl použit.

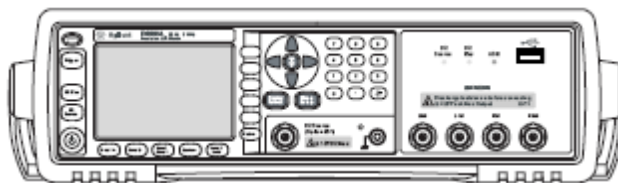
2.4 Měřicí pracoviště

V této kapitole jsou stručně popsány měřicí přístroj Agilent E4980 a elektroodový systém Agilent 16452A.

2.4.1 Měřicí přístroj Agilent E4980

Přístroj Agilent 4980 představuje univerzální RLC metr sloužící ke kontrole kvality součástek a měření jejich vlastností. Používá se pro vyhodnocování indukčních, odporových a kapacitních součástek, materiálů a polovodičových zařízení v širokém rozsahu frekvencí (20 Hz ÷ 2 MHz). Měřicí napětí přístroje Agilent E4980 se pohybuje v intervalu od 0,1 mV do 2 V a měřicí proud od 50 do 20 mA. Na přístroji je možno nastavit stejnosměrné předpětí

do 2 V. Volitelným příslušenstvím lze měřicí signál rozšířit až na hodnoty 20 V a 200 mA a stejnosměrné předpětí na hodnotu až 40 V.



Obr. 25: Měřicí přístroj Agilent E4980 [2]

Ke snížení nejistoty měření se v přístroji nastavují parametry měřicí soustavy a způsobu měření. Před samotným měřením je nutné provést korekce. Korekce Short se provádí zkratováním elektrod elektrodového systému a následným spuštěním automatického měření korekcí. Korekce open se provádí podobným způsobem, s tím rozdílem, že elektrody jsou od sebe elektricky izolovány. Přístroj tak sám změří možné odchylky způsobené vedením nebo elektrodovým systémem (měření korekcí je dále popsáno v kapitole 2.4.2). Poté je nutné nastavit délku připojovacích BNC kabelů. Pro správný výpočet chyby měření je nutné používat pouze originální kabely Agilent délek 1 m, 2 m nebo 4 m. Při našem měření byl vždy použit kabel délky 1 m. Důležité je také nastavení doby integrace. Možné je vybrat si ze tří nastavení – Long, Medium, Short. Čím je doba integrace delší (LONG), tím déle přístroj čeká na ustálení měřené hodnoty. Měření je proto přesnější než při nastavení SHORT, při němž se na ustálení hodnoty nečeká tak dlouho. V poloze SHORT ale přístroj měří mnohem rychleji. Toto nastavení je vhodné pro orientační měření, od kterého neočekáváme velkou přesnost a záleží nám na době měření. V našem experimentu bylo měřeno pouze s nastavením Long, protože nejistota měření při tomto nastavení je nejnižší.

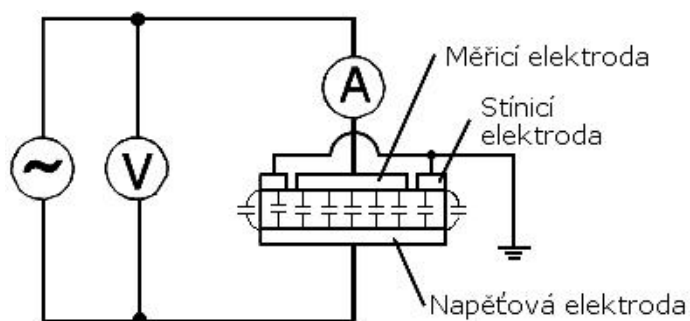
Přesnost měření ovlivňuje i velikost měřicího napětí. Celý experiment proběhl při napětí 1 V. Podle [13] se totiž nejistota měření se zvyšujícím se měřicím napětím zvyšuje.

Přístroj byl připojen přes USB rozhraní k PC pro plnou automatizaci měření. Toto zapojení je určeno zároveň pro získávání dat z přístroje a zároveň i pro posílání příkazů z PC do přístroje. Pomocí softwaru v počítači je možné naprogramovat přístroj tak, že během měření sám mění např. dobu integrace, typ měřené veličiny a mnohé další parametry. Přítomnost obsluhy potom není nutná. Program sám ukládá naměřená data do programu MS Excel, kde je možné jejich další zpracování. Tento způsob měření ušetří mnoho času.

2.4.2 Elektrodotý systém Agilent 16451B

Třielektrodotý systém 16451B slouží k přesnému měření dielektrických vlastností tuhých materiálů v závislosti na měřicím napětí nebo na frekvenci. Je navržen ke spojení s RLC metry Agilent.

Tento elektrodový systém je založen na metodě rovinného deskového kondenzátoru, při níž je zkoumaný materiál svírán mezi dvě elektrody a spolu s nimi tvoří kondenzátor. Pomocí RLC metru jsou poté měřeny vlastnosti takto vytvořené soustavy. Metoda měření je znázorněna na obr. 26.



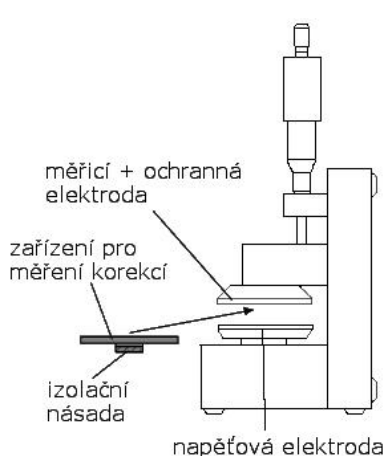
Obr. 26: Metoda měření elektrodového systému [1]

Horní měřicí elektroda je obklopena stínící elektrodou, která snižuje vliv parazitní okrajové kapacity elektrod a snižuje tak nejistotu měření.

Výrobce udává frekvenční rozsah elektrodového systému je 0 - 30 MHz a lze s ním měřit při špičkovém napětí až ± 42 V.

- **Měření korekcí**

Jak bylo naznačeno v kapitole 2.4.1, před samotným měřením je nutné provést korekce měřicí soustavy. Na obr. 27 je naznačen princip měření korekcí Open (elektrody elektricky odděleny) a na obr. 28 je naznačen princip měření korekcí Short (měřicí a napěťová elektroda zkratovány).



Obr. 27: Princip měření korekcí Open 68[1]



Obr. 28: Princip měření korekcí Short [1]

2.5 Výsledky experimentu

Na zkoumaném materiálu Isonom NKN 0887, vloženém do elektrodového systému Agilent 16451B byla ve frekvenčním rozsahu od 20 Hz do 2 MHz sledována kapacita C a ztrátový činitel $\text{tg } \delta$. Aby bylo možné porovnat naměřené charakteristiky, byla měřicí elektroda přikládána vždy na stejné místo vzorků izolačního materiálu. V každé dekádě frekvenčního rozsahu bylo změřeno deset hodnot kapacity i ztrátového činitele. Pro každou hodnotu frekvence bylo měření kapacity i ztrátového činitele desetkrát opakováno. Výsledná kapacita $C_{stř}$ a ztrátový činitel $\text{tg } \delta_{stř}$ jsou středními hodnotami těchto deseti měření.

Dále byla z rovnice

$$C_0 = \varepsilon_0 \frac{\pi d_m^2}{4h} \quad (77)$$

vypočtena hodnota C_0 , což je kapacita geometricky shodného vakuového kondenzátoru. Konstanta ε_0 je permitivita vakua, d_m je průměr měřicí elektrody a h je střední hodnota tloušťky vzorku NKN vypočtená z deseti hodnot měřených v náhodně zvoleném místě.

Poté byla z rovnice

$$\varepsilon'_{stř} = \frac{C_{stř}}{C_0} \quad (78)$$

pro každou hodnotu měřicí frekvence vypočtena střední hodnota relativní permitivity $\varepsilon'_{stř}$. Střední hodnota ztrátového čísla $\varepsilon''_{stř}$ byla vypočtena z rovnice

$$\varepsilon''_{stř} = \text{tg } \delta \varepsilon'. \quad (79)$$

Z každé sady shodně namáhaných vzorků byla vypočtena frekvenční závislost relativní permitivity (v grafech označeno ε') a ztrátového čísla (v grafech označeno ε''). V každé sadě bylo 5 shodně stárnutých vzorků. Výsledné hodnoty ε' a ε'' byly dány střední hodnotou veličin $\varepsilon'_{stř}$ a $\varepsilon''_{stř}$ těchto pěti vzorků patřících k jedné shodně stejně stárnutých vzorků.

Rovnice

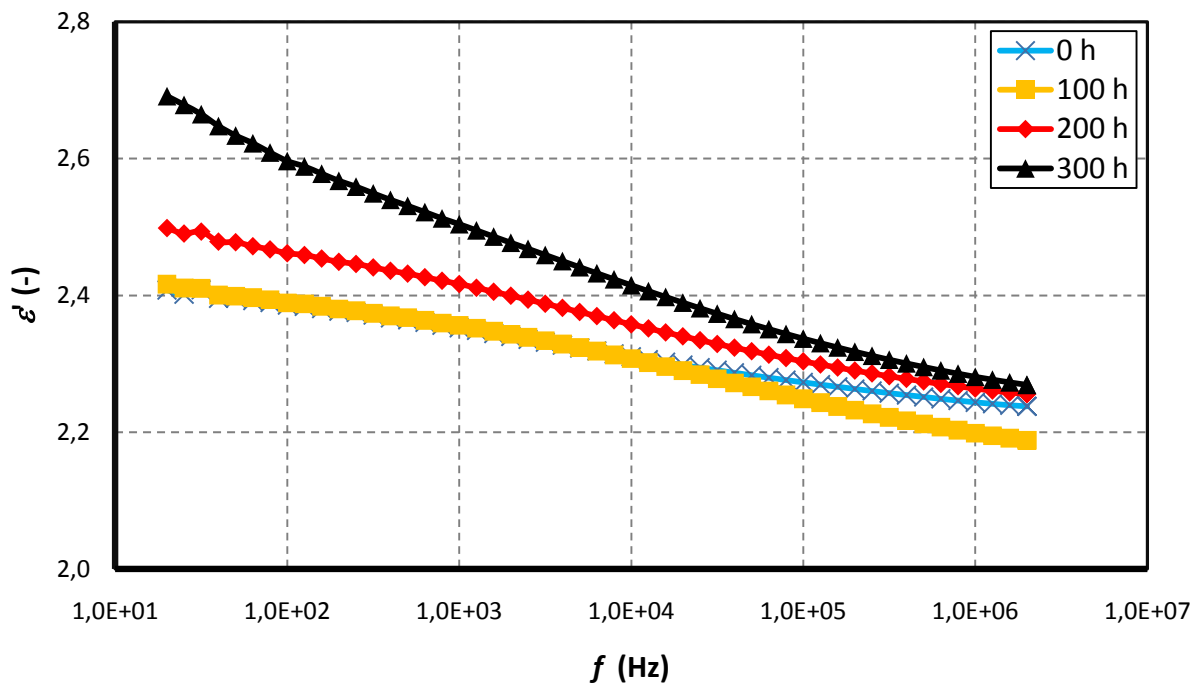
$$\varepsilon'_{X1-Xn}(f) = \frac{\varepsilon'_{střX1}(f) + \varepsilon'_{střX2}(f) + \dots + \varepsilon'_{střXn}(f)}{n} \quad (80)$$

ukazuje způsob výpočtu výsledné relativní permitivity sady vzorků X1-X5 namáhaných napětím 2 kV a teplotou $\vartheta = 200$ °C. Veličina f v této rovnici značí frekvenci, pro kterou byla hodnota relativní permitivity ε'_{X1-X5} počítána a n je počet vzorků v sadě. Frekvenční závislosti relativní permitivity i ztrátového čísla byly poté vyneseny do grafů.

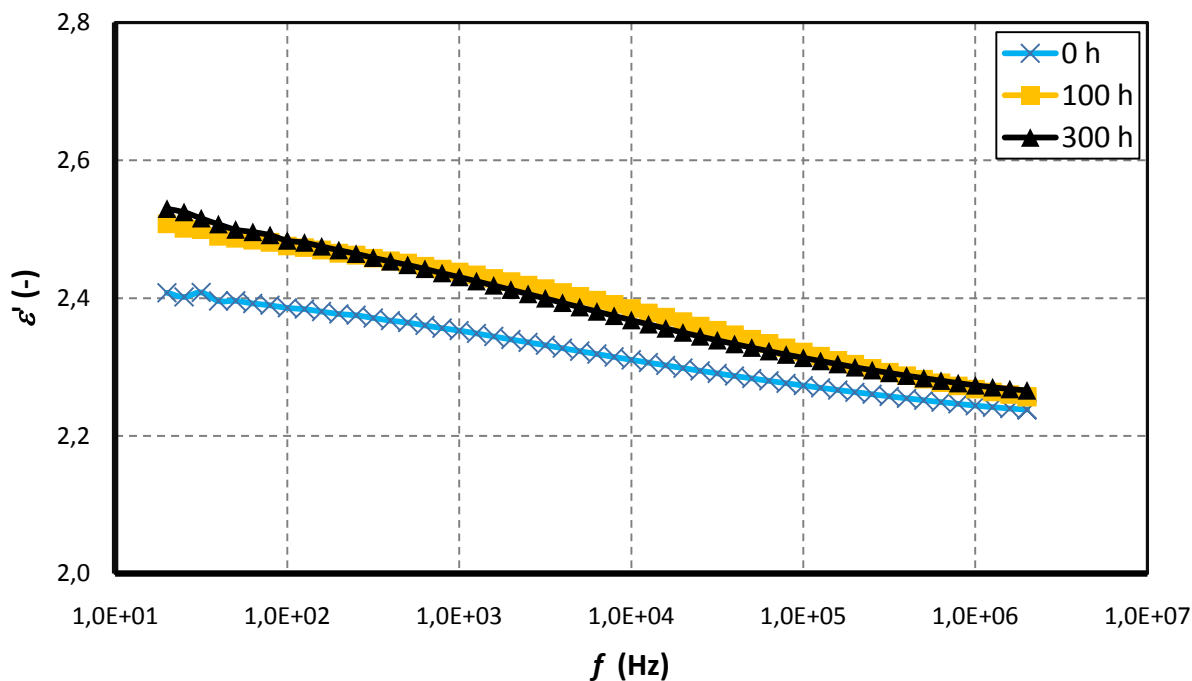
2.5.1 Grafické znázornění frekvenčních závislostí relativní permitivity, frekvenčních závislostí ztrátového čísla a Coleho-Coleho diagramu

V této kapitole jsou uvedena grafická znázornění frekvenčních závislostí relativní permitivity, ztrátového čísla a z nich vytvořených Coleho-Coleho diagramů. Pro snadné porovnání průběhů jsou charakteristiky měřené na stejné sadě vzorků, při stejné relativní vlhkosti pro různé doby stárnutí, vždy zobrazeny ve stejném grafu. Měřítko osy f grafů frekvenční závislosti relativní permitivity a ztrátového čísla jsou stejná pro stejnou měřenou veličinu a stejnou vlhkost. U Coleho-Coleho diagramů jsou měřítko osy ε' a osy ε'' shodná. Vzorky byly vždy měřeny nejprve při relativní vlhkosti $\varphi < 5\%$ a poté při relativní vlhkosti $\varphi = 55\%$. Při měření frekvenčních závislostí měly vzorky vždy teplotu $23\text{ }^\circ\text{C}$.

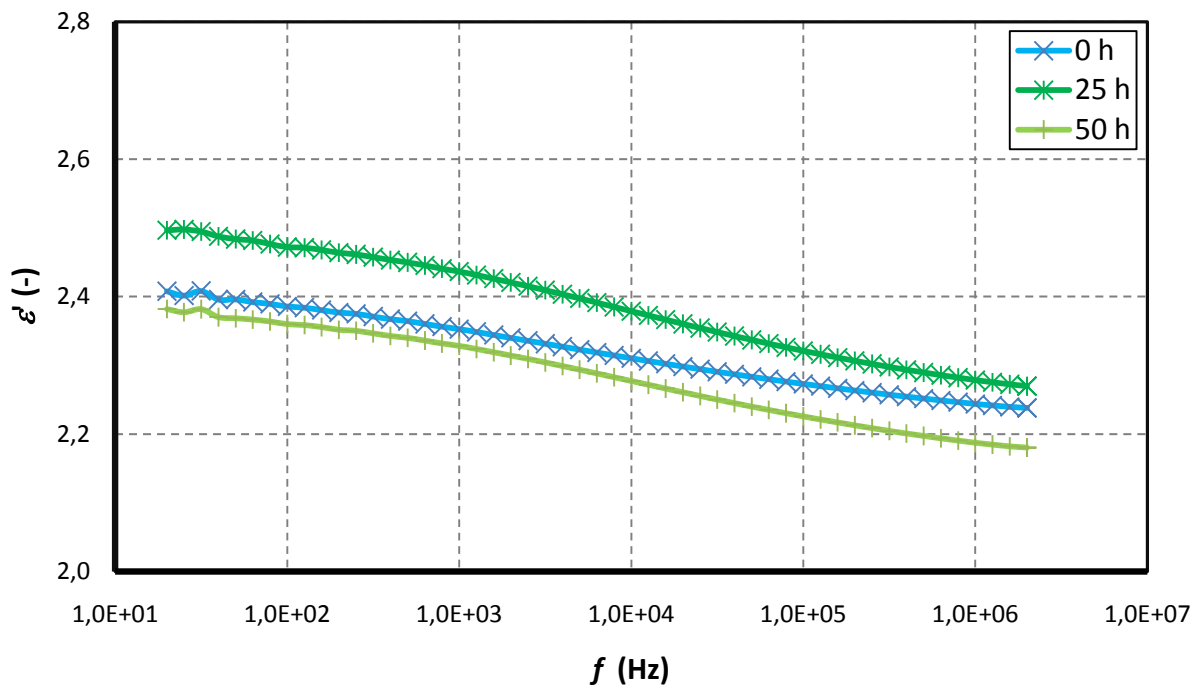
Charakteristiky sady X11 ÷ X15 namáhané napětím $U = 2,2 \cdot 10^3\text{ V}$ a teplotou $\vartheta = 200\text{ }^\circ\text{C}$ jsou umístěny v přílohách, protože před jejich tepelným průrazem bylo možno proměřit charakteristiky pouze pro jednu dobu stárnutí. Jejich vypovídací hodnota je proto velmi malá.



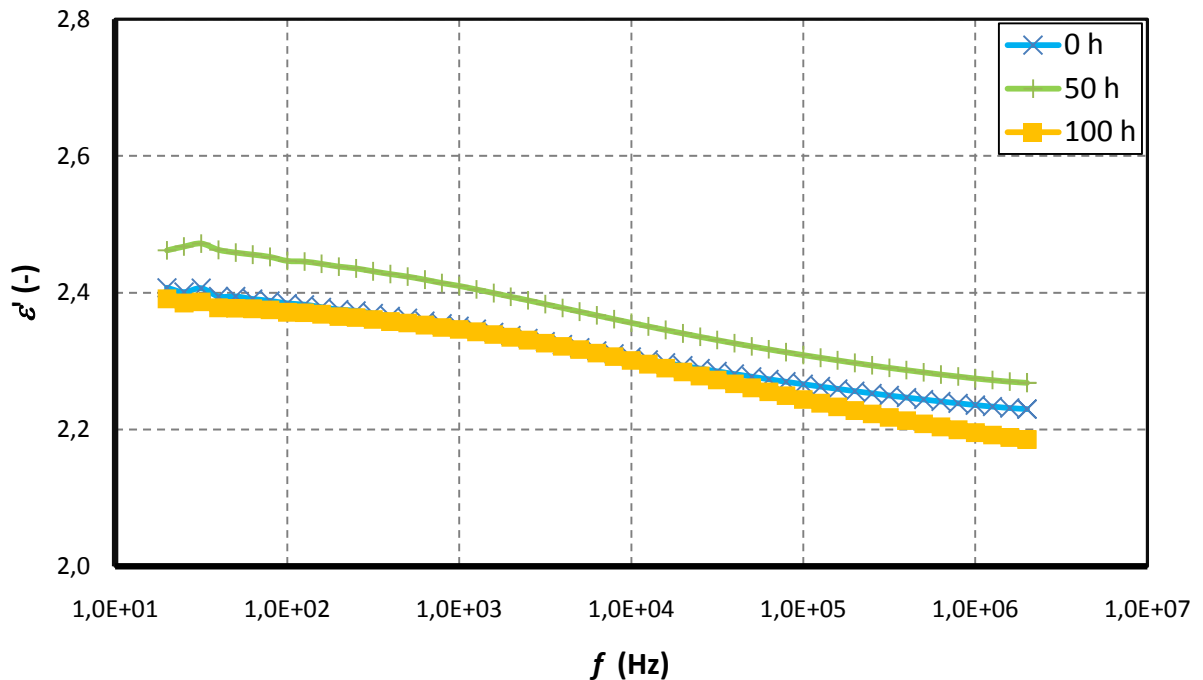
Obr. 29: Frekvenční závislost ε' elektricky stárnutých vzorků ($U = 1,5 \cdot 10^3$ V, $\vartheta = 22$ °C) s parametrem doby stárnutí, měřeno při $\vartheta = 23$ °C, $\varphi < 5\%$



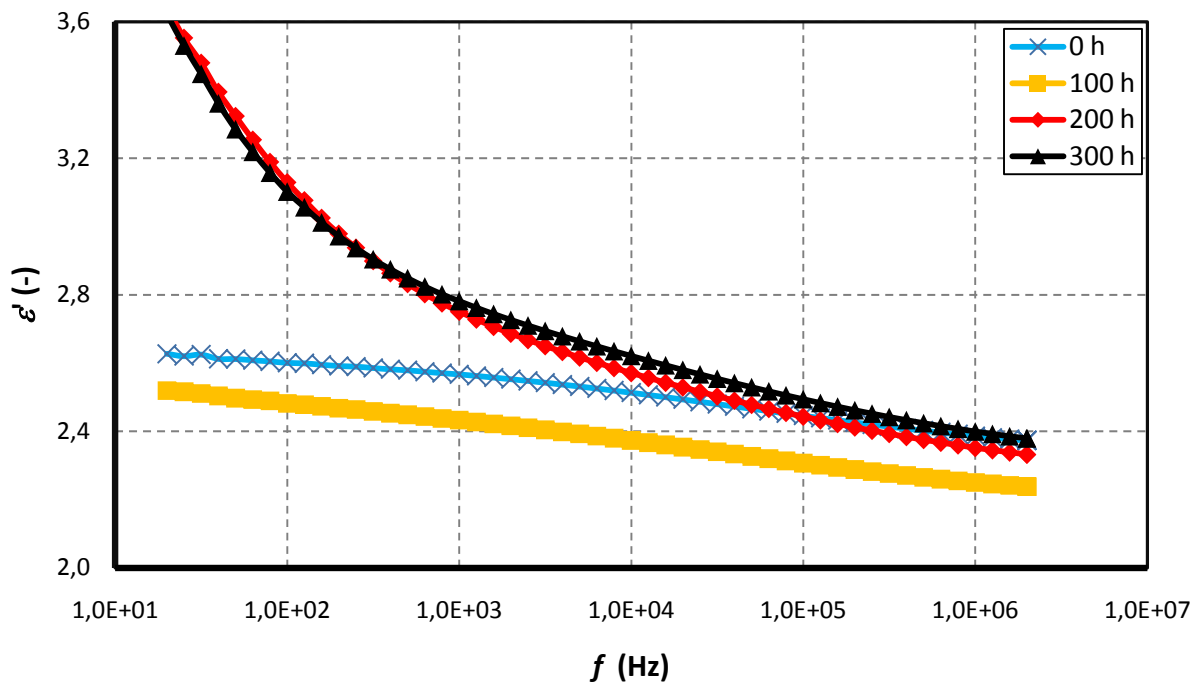
Obr. 30: Frekvenční závislost ε' elektricky stárnutých vzorků ($U = 2 \cdot 10^3$ V, $\vartheta = 22$ °C) s parametrem doby stárnutí, měřeno při $\vartheta = 23$ °C, $\varphi < 5\%$



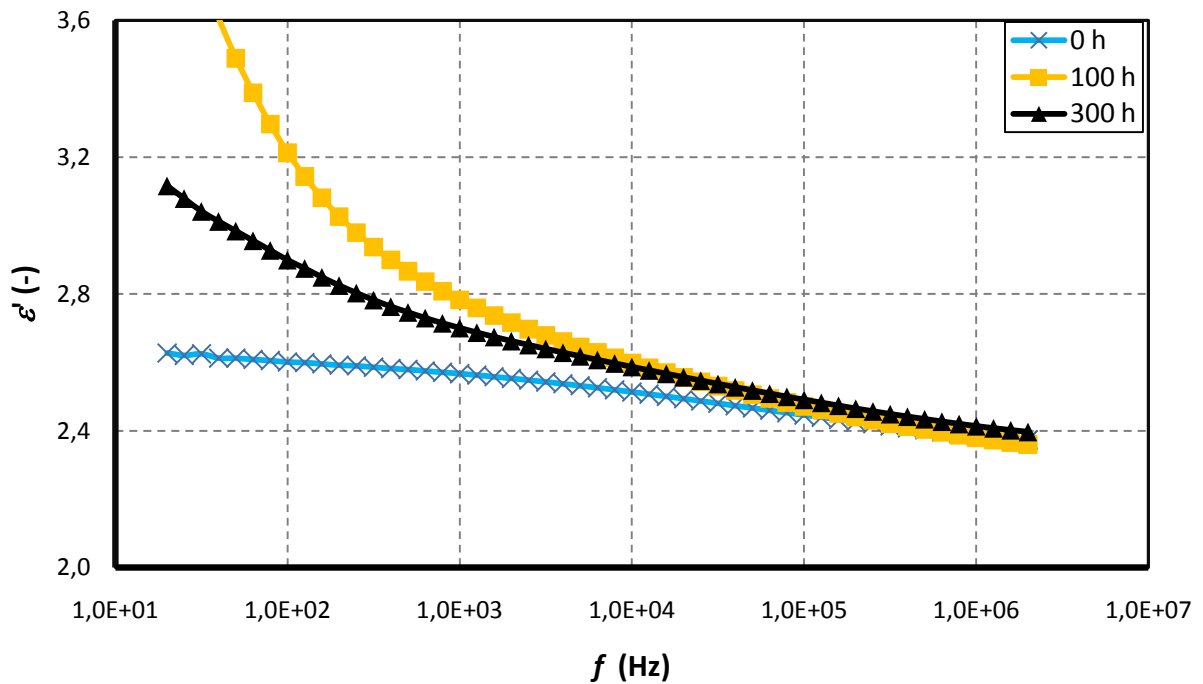
Obr. 31: Frekvenční závislost ε' kombinovaně stárnutých vzorků ($U = 2 \cdot 10^3 \text{ V}$, $\vartheta = 200 \text{ }^\circ\text{C}$) s parametrem doby stárnutí, měřeno při $\vartheta = 23 \text{ }^\circ\text{C}$, $\varphi < 5\%$



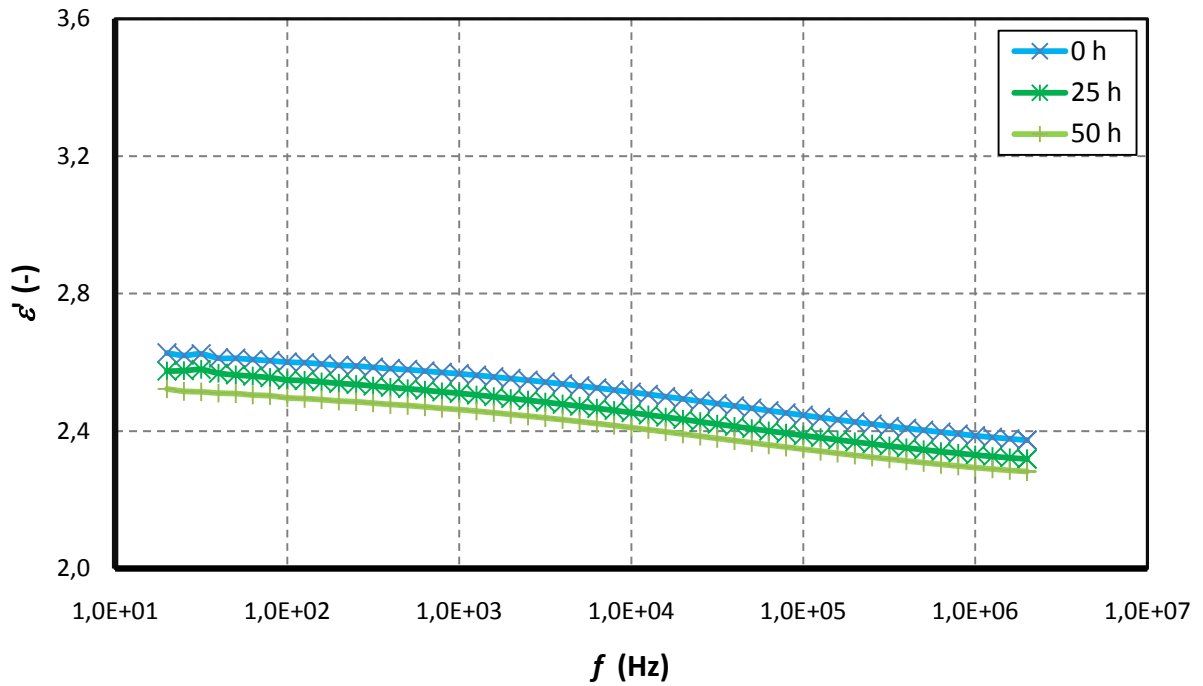
Obr. 32: Frekvenční závislost ε' kombinovaně stárnutých vzorků ($U = 1,5 \cdot 10^3 \text{ V}$, $\vartheta = 200 \text{ }^\circ\text{C}$) s parametrem doby stárnutí, měřeno při $\vartheta = 23 \text{ }^\circ\text{C}$, $\varphi < 5\%$



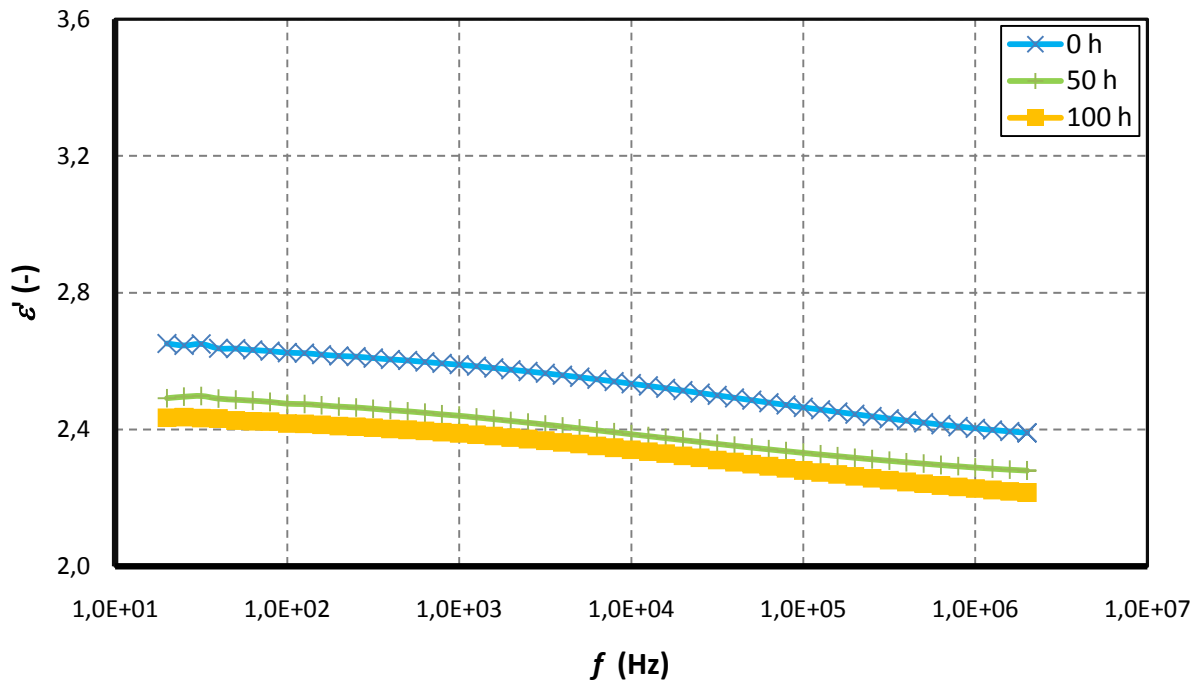
Obr. 33: Frekvenční závislost ε' elektricky namáhaných vzorků ($U = 1,5 \cdot 10^3 \text{ V}$, $\vartheta = 22 \text{ }^\circ\text{C}$) s parametrem doby stárnutí, měřeno při $\vartheta = 23 \text{ }^\circ\text{C}$, $\varphi = 55 \%$



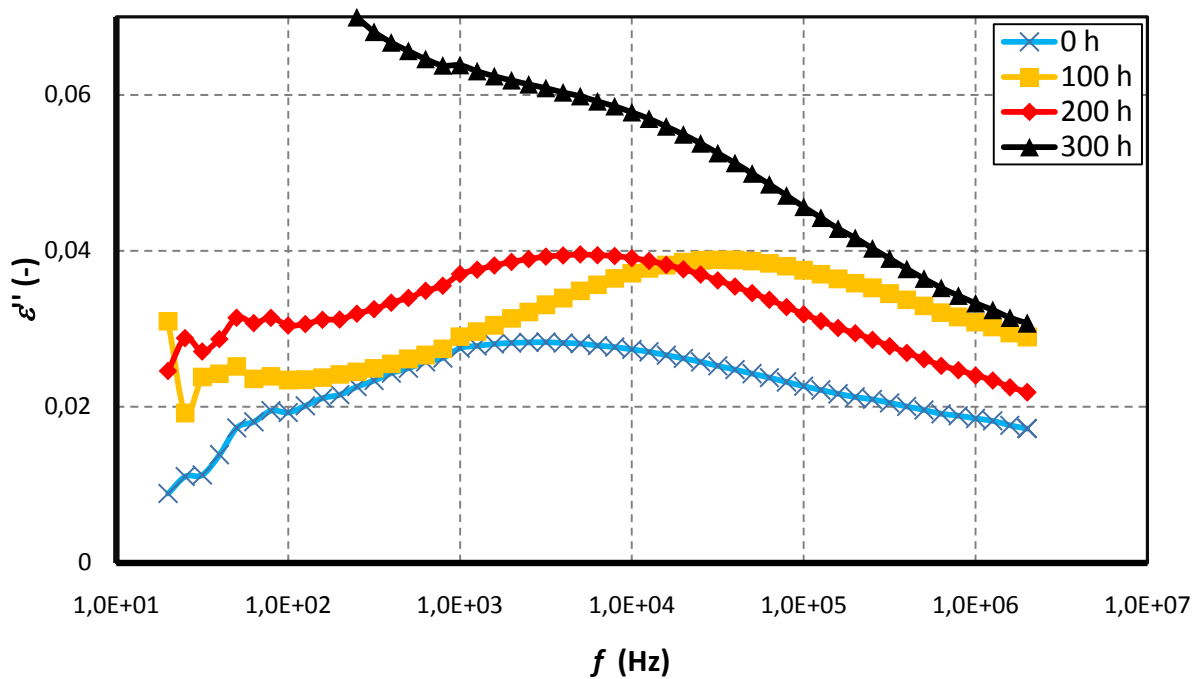
Obr. 34: Frekvenční závislost ε' elektricky stárnutých vzorků ($U = 2 \cdot 10^3 \text{ V}$, $\vartheta = 22 \text{ }^\circ\text{C}$) s parametrem doby stárnutí, měřeno při $\vartheta = 23 \text{ }^\circ\text{C}$, $\varphi = 55 \%$



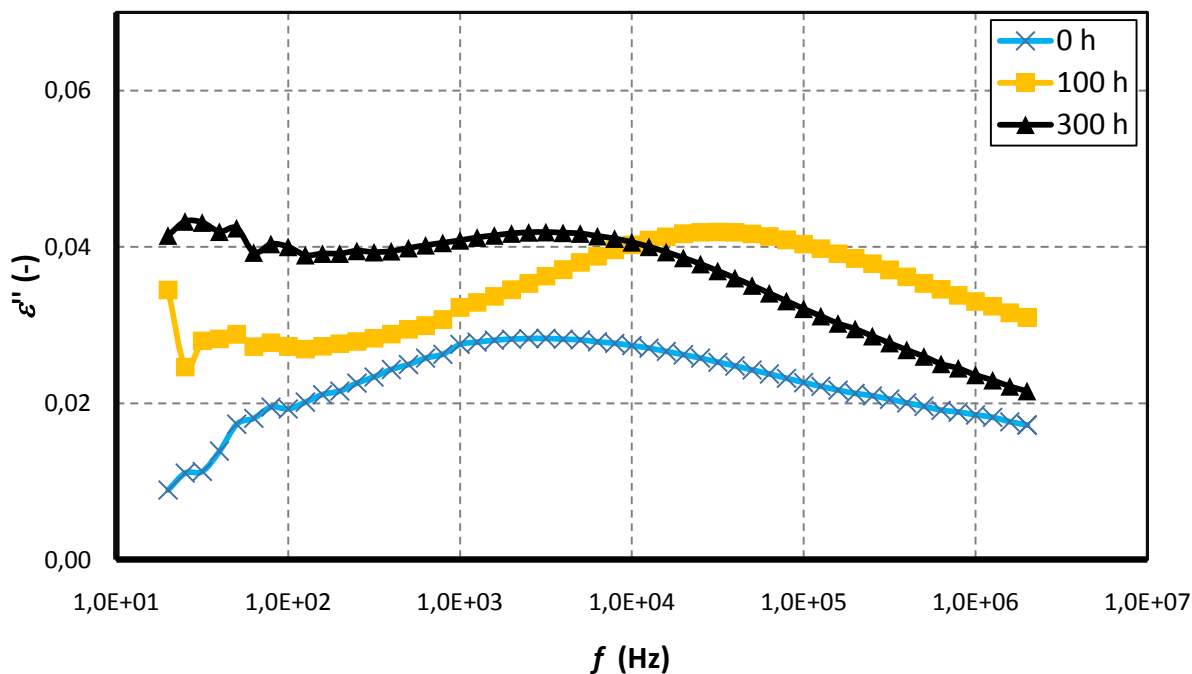
Obr. 35: Frekvenční závislost ε' kombinovaně stárnutých vzorků ($U = 2 \cdot 10^3$ V, $\vartheta = 200$ °C) s parametrem doby stárnutí, měřeno při $\vartheta = 23$ °C, $\varphi = 55$ %



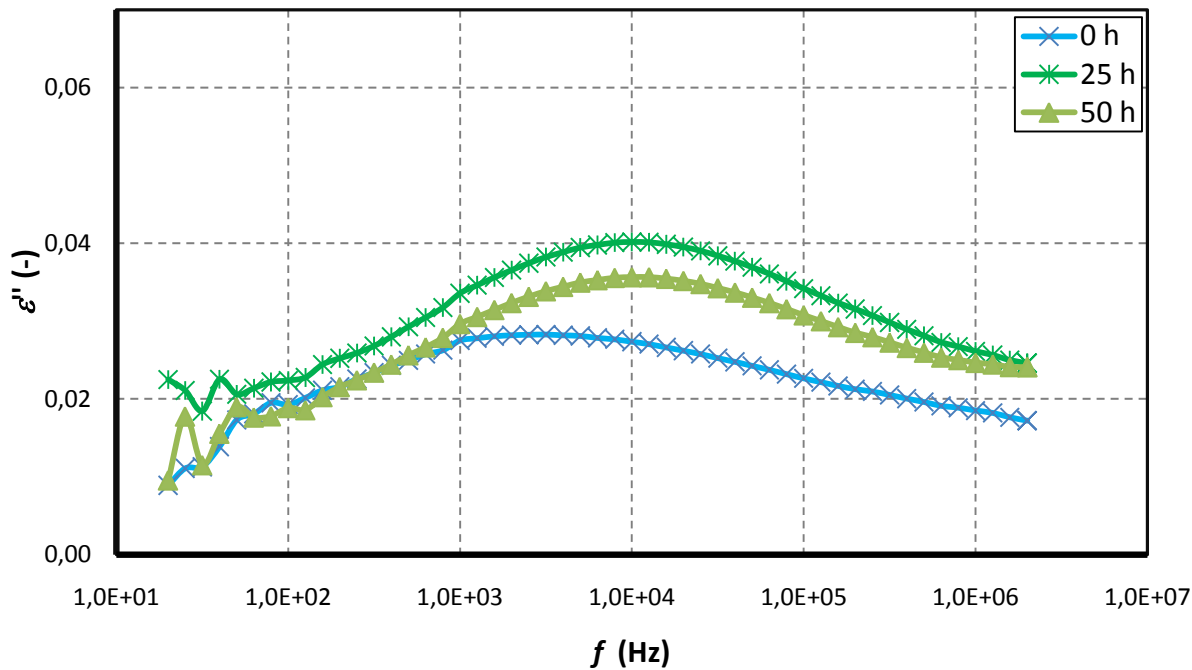
Obr. 36: Frekvenční závislost ε' kombinovaně stárnutých vzorků ($U = 1,5 \cdot 10^3$ V, $\vartheta = 200$ °C) s parametrem doby stárnutí, měřeno při $\vartheta = 23$ °C, $\varphi = 55$ %



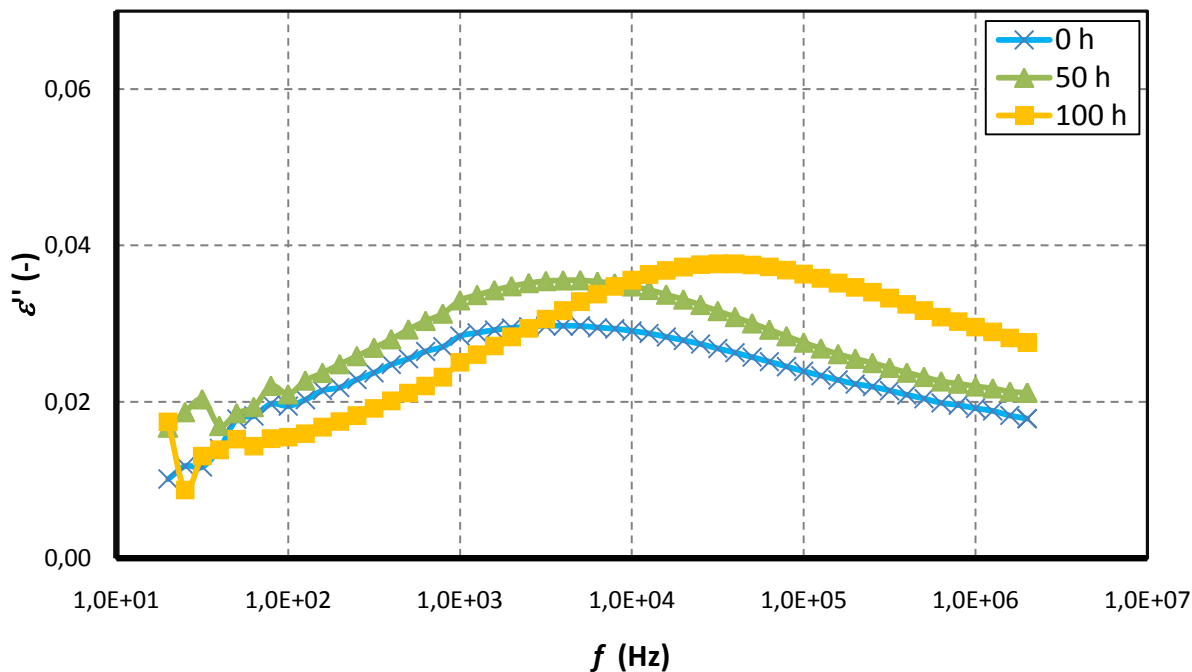
Obr. 37: Frekvenční závislost ε'' elektricky stárnutých vzorků ($U = 1,5 \cdot 10^3 \text{ V}$, $\vartheta = 22 \text{ }^\circ\text{C}$) s parametrem doby stárnutí, měřeno při $\vartheta = 23 \text{ }^\circ\text{C}$, $\varphi < 5\%$



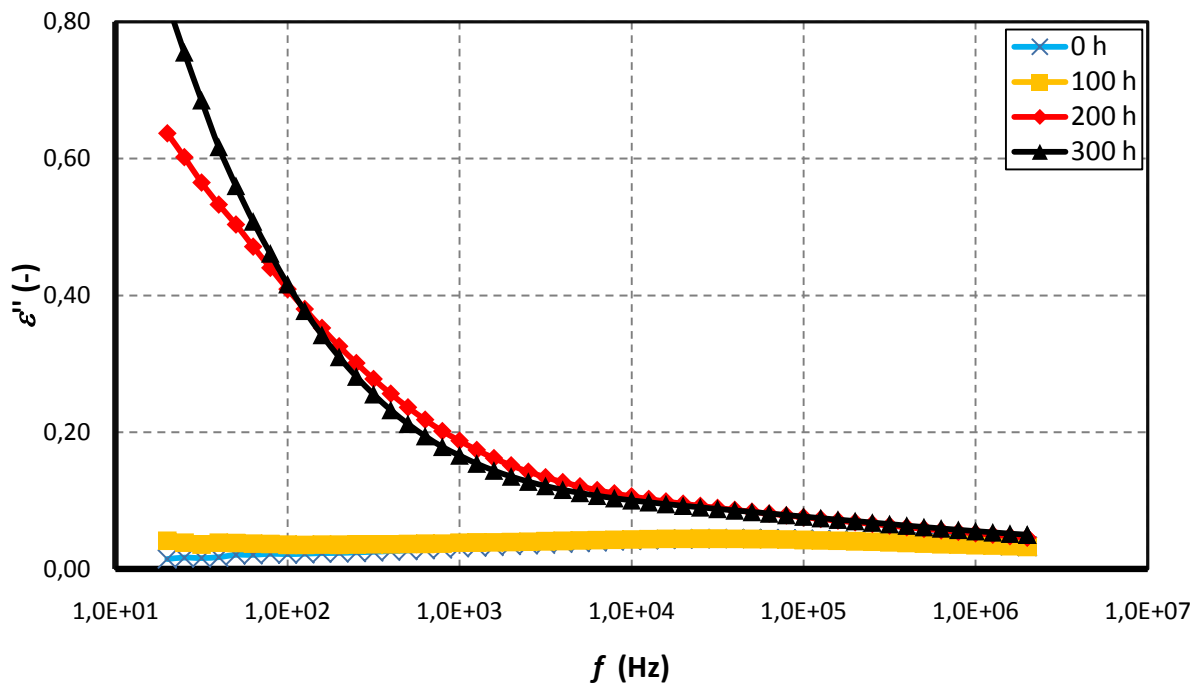
Obr. 38: Frekvenční závislost ε'' elektricky stárnutých vzorků ($U = 2 \cdot 10^3 \text{ V}$, $\vartheta = 22 \text{ }^\circ\text{C}$) s parametrem doby stárnutí, měřeno při $\vartheta = 23 \text{ }^\circ\text{C}$, $\varphi < 5\%$



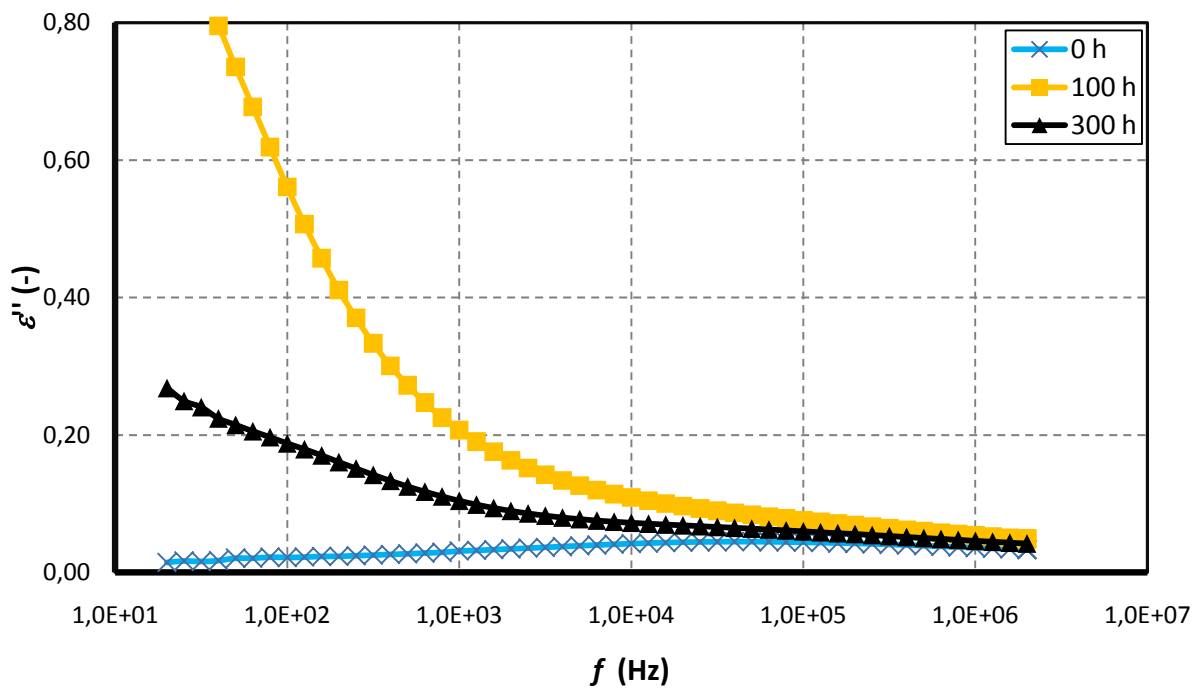
Obr. 39: Frekvenční závislost ε'' kombinovaně stárnutých vzorků ($U = 2 \cdot 10^3$ V, $\vartheta = 200$ °C) s parametrem doby stárnutí, měřeno při $\vartheta = 23$ °C, $\varphi < 5\%$



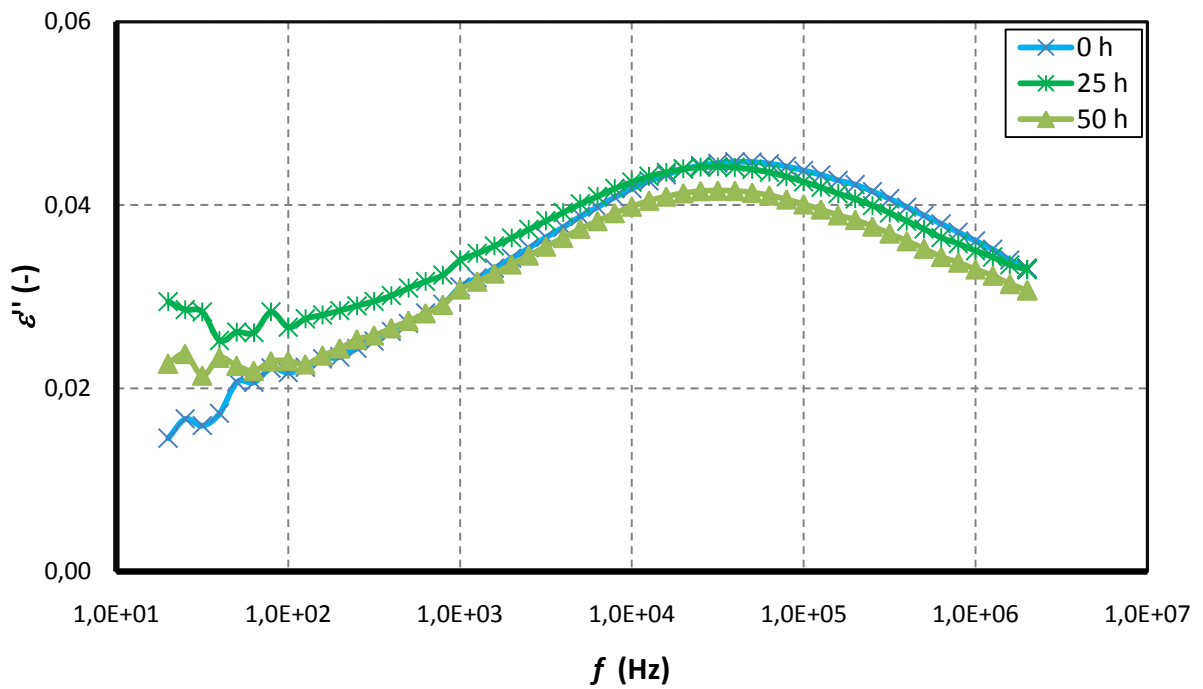
Obr. 40: Frekvenční závislost ε'' kombinovaně stárnutých vzorků ($U = 1,5 \cdot 10^3$ V, $\vartheta = 200$ °C) s parametrem doby stárnutí, měřeno při $\vartheta = 23$ °C, $\varphi < 5\%$



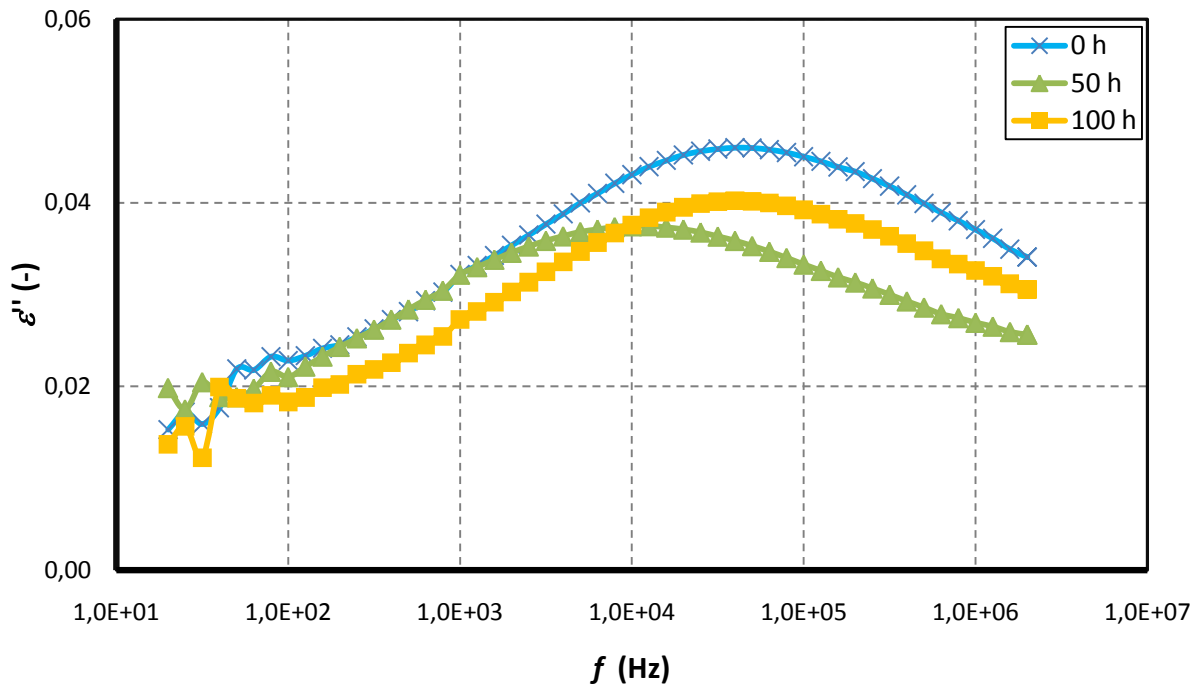
Obr. 41: Frekvenční závislost ε'' elektricky stárnutých vzorků ($U = 1,5 \cdot 10^3 \text{ V}$, $\vartheta = 22 \text{ }^\circ\text{C}$) s parametrem doby stárnutí, měřeno při $\vartheta = 23 \text{ }^\circ\text{C}$, $\varphi = 55 \%$



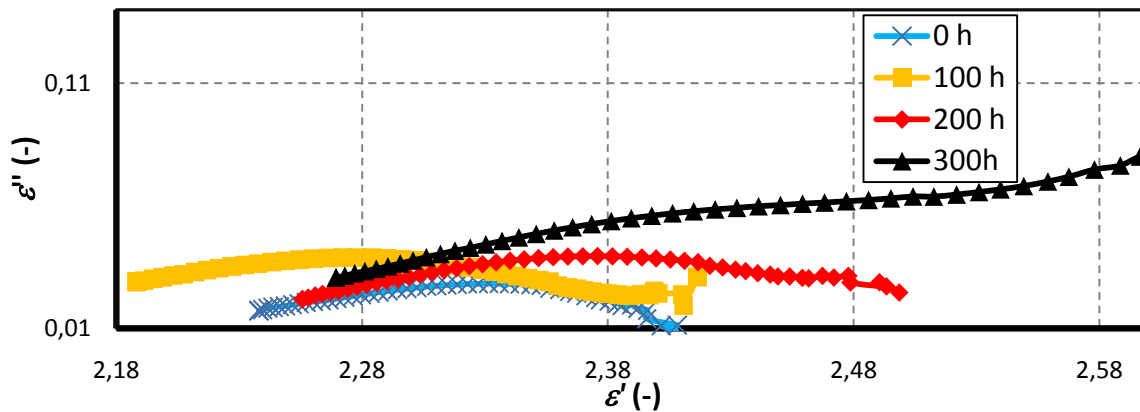
Obr. 42: Frekvenční závislost ε'' elektricky stárnutých vzorků ($U = 2 \cdot 10^3 \text{ V}$, $\vartheta = 22 \text{ }^\circ\text{C}$) s parametrem doby stárnutí, měřeno při $\vartheta = 23 \text{ }^\circ\text{C}$, $\varphi = 55 \%$



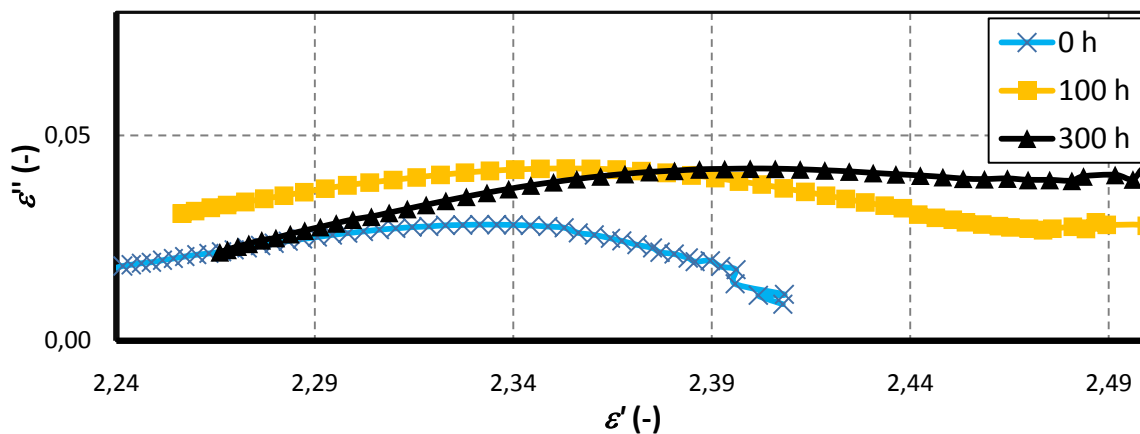
Obr. 43: Frekvenční závislost ϵ'' kombinovaně stárnutých vzorků ($U = 2 \cdot 10^3$ V, $\vartheta = 200$ °C) s parametrem doby stárnutí, měřeno při $\vartheta = 23$ °C, $\varphi = 55$ %



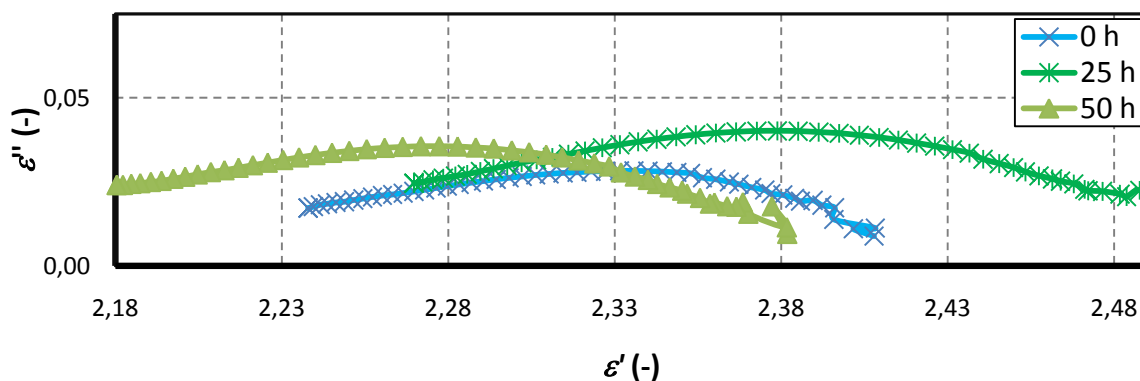
Obr. 44: Frekvenční závislost ϵ'' kombinovaně stárnutých vzorků ($U = 1,5 \cdot 10^3$ V, $\vartheta = 200$ °C) s parametrem doby stárnutí, měřeno při $\vartheta = 23$ °C, $\varphi = 55$ %



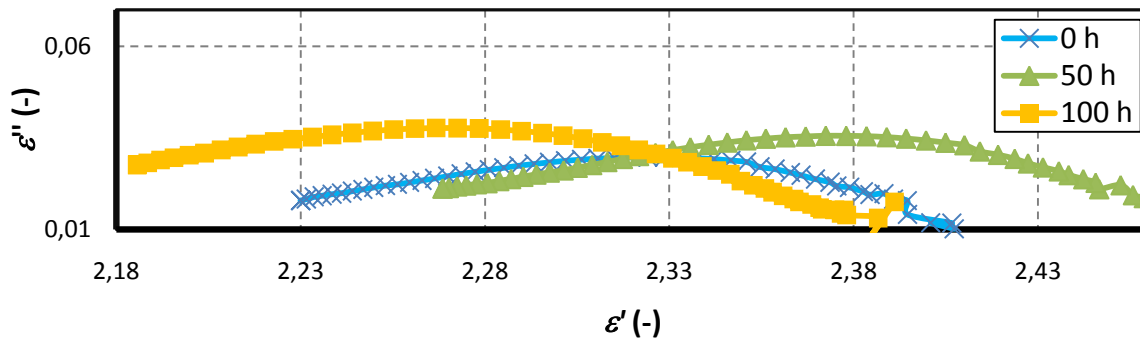
Obr. 45: Coleho-Coleho diagram elektricky stárnutých vzorků ($U = 1,5 \cdot 10^3 \text{ V}$, $\vartheta = 22 \text{ }^\circ\text{C}$) s parametrem doby stárnutí, měřeno při $\vartheta = 23 \text{ }^\circ\text{C}$, $\varphi < 5\%$



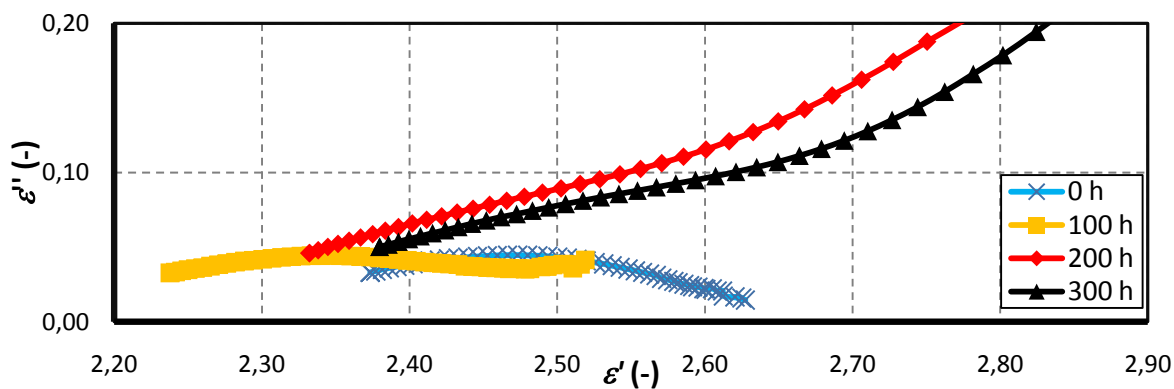
Obr. 46: Coleho-Coleho diagram elektricky stárnutých vzorků ($U = 2 \cdot 10^3 \text{ V}$, $\vartheta = 22 \text{ }^\circ\text{C}$) s parametrem doby stárnutí, měřeno při $\vartheta = 23 \text{ }^\circ\text{C}$, $\varphi < 5\%$



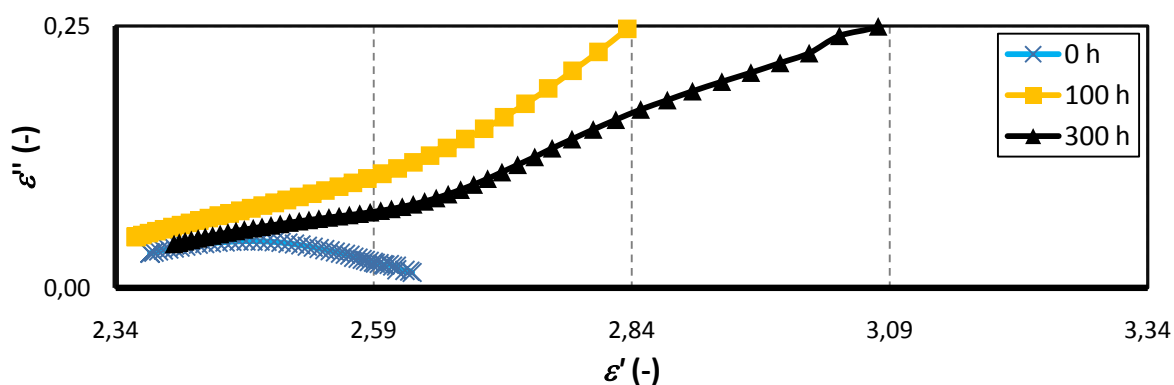
Obr. 47: Coleho-Coleho diagram kombinovaně stárnutých vzorků ($U = 2 \cdot 10^3 \text{ V}$, $\vartheta = 200 \text{ }^\circ\text{C}$) s parametrem doby stárnutí, měřeno při $\vartheta = 23 \text{ }^\circ\text{C}$, $\varphi < 5\%$



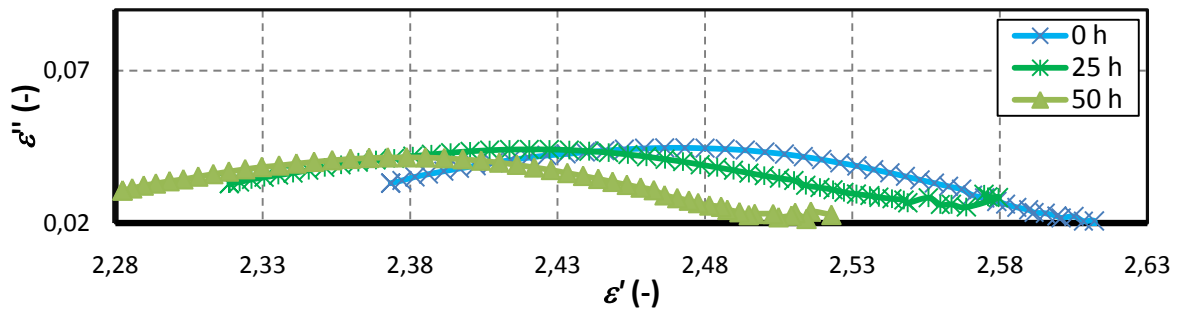
Obr. 48: Coleho-Coleho diagram kombinovaně stárnutých vzorků ($U = 1,5 \cdot 10^3 \text{ V}$, $\vartheta = 200 \text{ }^\circ\text{C}$) s parametrem doby stárnutí, měřeno při $\vartheta = 23 \text{ }^\circ\text{C}$, $\varphi < 5 \%$



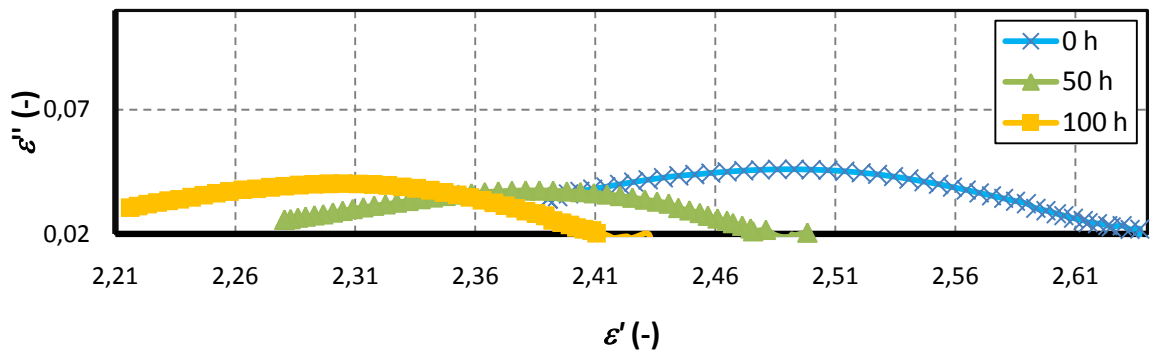
Obr. 49: Coleho-Coleho diagram elektricky stárnutých vzorků ($U = 1,5 \cdot 10^3 \text{ V}$, $\vartheta = 22 \text{ }^\circ\text{C}$) s parametrem doby stárnutí, měřeno při $\vartheta = 23 \text{ }^\circ\text{C}$, $\varphi = 55 \%$



Obr. 50: Coleho-Coleho diagram elektricky stárnutých vzorků ($U = 2 \cdot 10^3 \text{ V}$, $\vartheta = 22 \text{ }^\circ\text{C}$) s parametrem doby stárnutí, měřeno při $\vartheta = 23 \text{ }^\circ\text{C}$, $\varphi = 55 \%$



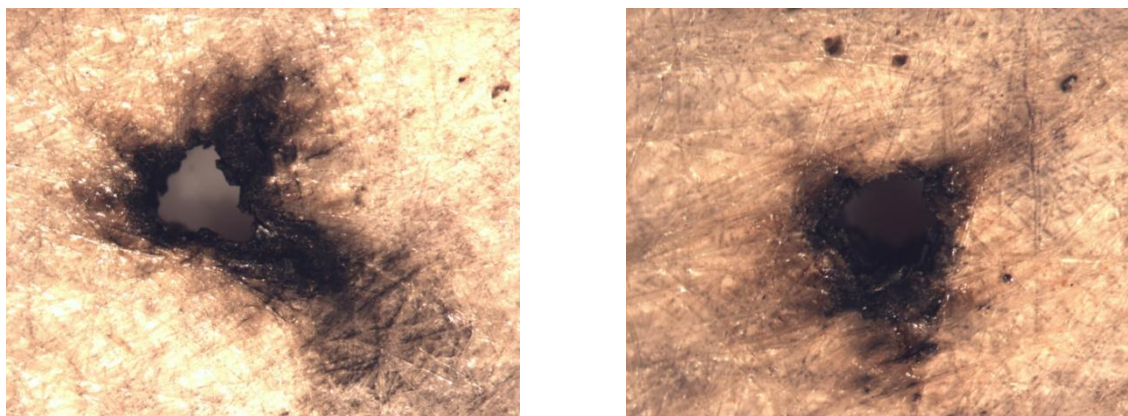
Obr. 51: Coleho-Coleho diagram kombinovaně stárnutých vzorků ($U = 2 \cdot 10^3 \text{ V}$, $\vartheta = 200 \text{ °C}$) s parametrem doby stárnutí, měřeno při $\vartheta = 23 \text{ °C}$, $\varphi = 55 \%$



Obr. 52: Coleho-Coleho diagram kombinovaně stárnutých vzorků ($U = 1,5 \cdot 10^3 \text{ V}$, $\vartheta = 200 \text{ °C}$) s parametrem doby stárnutí, měřeno při $\vartheta = 23 \text{ °C}$, $\varphi = 55 \%$

2.5.2 Průrazy dielektrik

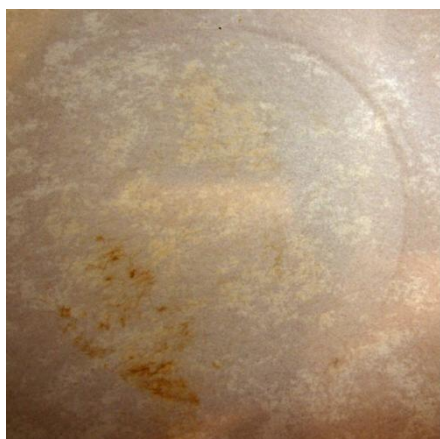
Kombinovaně namáhané sady izolačního materiálu byly stárnuty jen do té doby, dokud vlivem vysokého napětí a vysoké teploty nezačalo docházet k jejich tepelným průrazům. U čistě elektricky namáhaných sad k průrazu izolantu nedošlo a byly stárnuty po dobu 300 h. Mikroskopem pořízený obraz tepelného průrazu izolantu je zobrazen na obr. 53.



Obr. 53: Průrazy dielektrik stárnutých při $U = 2,2 \text{ kV}$, $\vartheta = 200 \text{ }^\circ\text{C}$

2.5.3 Defekty stárnutého materiálu

Vystavení vysokému napětí a vysoké teplotě způsobilo, že se na povrchu izolačního materiálu vytvořily defekty viditelné na obr. 54. Konkrétně na vzorku X3 namáhaném napětím $U = 2 \cdot 10^3 \text{ V}$ a teplotou $\vartheta = 200 \text{ }^\circ\text{C}$ byly defekty tak významné, že kapacitu a ztrátový činitel tohoto vzorku bylo nutné měřit mimo tyto defekty, protože zejména frekvenční charakteristika ztrátového činitele $\text{tg } \delta$ a z ní vypočtené hodnoty ztrátového čísla ε'' , měřené elektrodou umístěnou právě v těchto místech vykazovala značné odchylky od charakteristik vzorků ze stejné sady. Na frekvenční charakteristiky relativní permitivity měření přes defekty velký vliv nemělo.

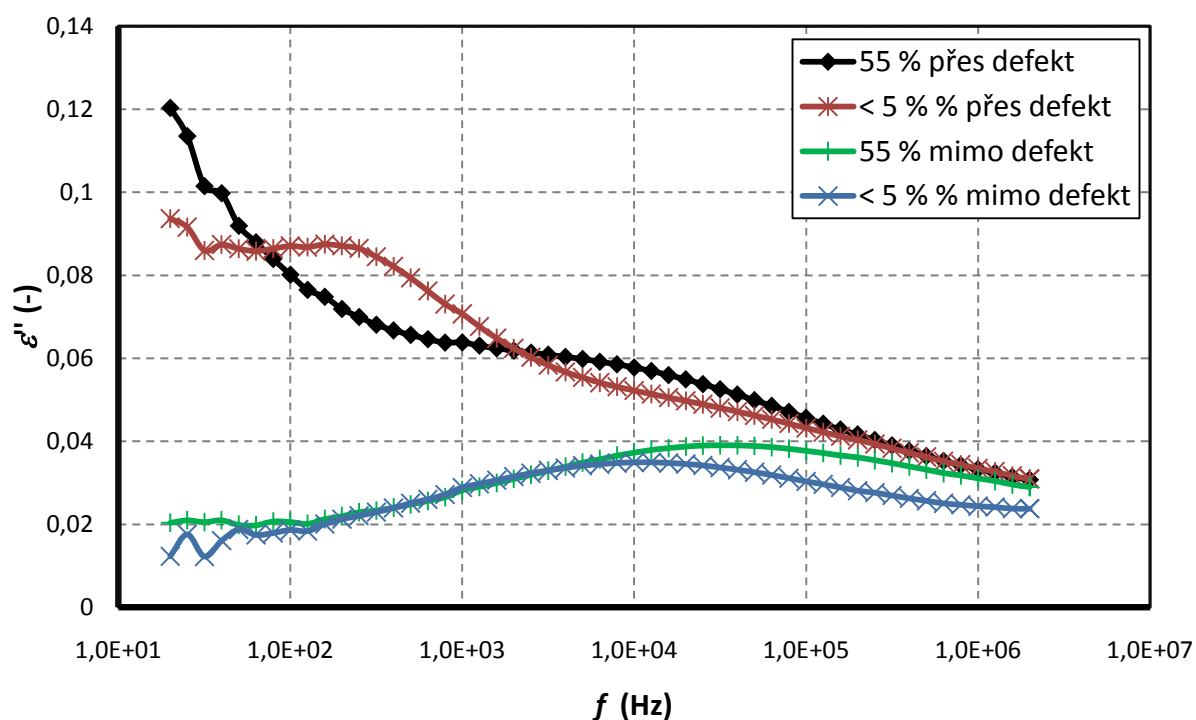


Obr. 54: Defekty povrchu vzorku X3



Obr. 55: Detail defektů

Na obr. 56 je znázorněn vliv měření frekvenčních charakteristik přes defektní oblast vzorku X3 pro vlhkost $\varphi < 5\%$ i $\varphi = 55\%$.



Obr. 56: Vliv umístění měřicí elektrody na měřené charakteristiky pro různé relativní vlhkosti

Ze závislosti ztrátového čísla na frekvenci vzorku X3, znázorněného na obr. 56 je patrné, že defekty vytvořené na povrchu izolantu značně zvyšují vliv vodivostní složky ztrátového čísla.

2.6 Vyhodnocení experimentu

2.6.1 Zhodnocení grafických výsledků experimentu

V této kapitole jsou vzájemně porovnány grafické průběhy frekvenčních závislostí relativní permitivity a ztrátového čísla zobrazené v kapitole 2.5. Z nich je pak určen vliv jednotlivých kombinací stárnutí na elektrické vlastnosti materiálu NKN.

- **Elektricky namáhané vzorky**

Elektrickým stárnutím vzorků E1 ÷ E5 ($U = 1,5 \cdot 10^3$ V, $\vartheta = 22$ °C), měřených při relativní vlhkosti $\varphi < 5$ % bylo zjištěno, že čistě elektrické stárnutí materiálu NKN způsobuje s časem mírný nárůst hodnot relativní permitivity. V oblastech nižších frekvencí měřeného spektra vzrostla hodnota relativní permitivity po 300hodinovém stárnutí o 0,3, v měřicích frekvencích blízkých se $2 \cdot 10^6$ Hz vzrostla hodnota relativní permitivity pouze o 0,03. Elektrické stárnutí má tedy největší vliv na změnu hodnoty relativní permitivity při měření v oblastech síťového kmitočtu, pro něž je materiál určen. Se zvyšující se frekvencí se vliv elektrického stárnutí na hodnotu relativní permitivity snižuje.

Hodnoty ztrátového čísla sady vzorků E1 ÷ E5 s dobou stárnutí vzrostly výrazněji než hodnoty relativní permitivity. Při frekvencích nad 20 Hz byl poměr ztrátového čísla měřeného v dobách stárnutí 200 h a 0 h asi 1,5 násobný. Velký rozdíl však nastal u měření sady stárnuté po dobu 300 h. Rozdíl mezi ztrátovými čísly pro, vzorky namáhané 100 h a 300 h, měřeními při 20 Hz je desetinásobný, při frekvenci 10^4 je už jen dvojnásobný.

Z grafického vyjádření relativní permitivity sady vzorků E1 ÷ E5 měřené při relativní vlhkosti vzorků $\varphi = 55$ % vyplývá, že elektrické stárnutí značně zvyšuje míru navlhavosti materiálu. Uvedenou situaci naznačují frekvenční průběhy složek komplexní permitivity. Zatímco charakteristiky pro doby stárnutí 0 h a 100 h pro vysušené i vlhké vzorky jsou velmi podobné, v dobách 200 h a 300 h došlo v oblasti nízkých frekvencí u vzorků s relativní vlhkostí $\varphi = 55$ % k výraznému nárůstu hodnot obou veličin oproti vzorkům vysušeným. Nárůst hodnot relativní permitivity je dán polarizací molekul vody a nárůst hodnot ztrátového čísla je dán zvýšením elektrické vodivosti vzorků způsobeným vodivostí molekul vody. Při frekvencích blízkých se $2 \cdot 10^6$ Hz se tento efekt již neprojevuje, protože polarizace molekul vody patří mezi pomalé dipólové mechanismy a jejich vliv na celkovou polarizaci klesá.

Elektricky stárnuté sady vzorků E6 ÷ E10 ($U = 2 \cdot 10^3$ V, $\vartheta = 22$ °C) vykazují v závislosti na době stárnutí stejný trend vývoje jako sada vzorků E1 ÷ E5, tj. růst hodnot relativní permitivity i ztrátového čísla. Oproti očekávání vykazují tyto hodnoty větší nárůst s dobou stárnutí u sady E1 ÷ E5, která byla stárnutá nižším napětím, a to jak pro vysušený, tak i pro vlhký vzorek.

Z frekvenčních charakteristik elektricky namáhaných vzorků také vyplývá, že tyto vzorky vykazují vyšší navlhavost než vzorky v původním stavu. Střední hodnota ztrátového čísla nestárnuté sady E1 ÷ E5 měřeného při relativní vlhkosti $\varphi < 5 \%$ a frekvenci $f = 10^3$ Hz vzroste po umístění sady na dobu 5 dnů do exsikátoru s relativní vlhkostí vzduchu 55 % o 0,004. U stejné sady stárnuté po dobu 300 h je tento rozdíl pouze 0,1. Podobně je tomu u sady E6-E10. Střední hodnota ztrátového čísla nestárnutých vzorků, měřeného při relativní vlhkosti $\varphi < 5 \%$ a frekvenci $f = 10^3$ Hz, vzroste po umístění sady na dobu 5 dnů do exsikátoru s relativní vlhkostí vzduchu 55 % o 0,0036. U stejné sady stárnuté po dobu 300 h je tento rozdíl 0,06. Trend zvyšování navlhavosti s dobou stárnutí je patrný u všech časů stárnutí čistě elektrického stárnutých vzorků. Tento efekt je zřejmě způsoben narušením struktury materiálu vlivem částečných elektrických výbojů. Do takto narušeného materiálu poté snadněji pronikají molekuly vody.

- **Kombinovaně namáhané vzorky**

Vliv kombinovaného namáhání na hodnoty relativní permitivity vzorků sady X1 ÷ X5 ($U = 2 \cdot 10^3$ V, $\vartheta = 200$ °C) i X6-X10 ($U = 1,5 \cdot 10^3$ V, $\vartheta = 200$ °C) měřených při relativní vlhkosti $\varphi < 5 \%$ nelze jednoznačně určit, protože s dobou stárnutí nevykazují hodnoty relativní permitivity trend růstu ani poklesu. Stárnutí sady vzorků X1 ÷ X5 po dobu 25 h způsobilo vzrůst hodnot relativní permitivity, stárnutí dalších 25 h způsobilo naopak jejich pokles. Stejně tak stárnutí sady vzorků X6 ÷ X10 po dobu 50 h způsobilo vzrůst hodnot relativní permitivity, stárnutí po dalších 50 h způsobilo naopak její pokles. Protože stejný trend vykázaly dvě sady kombinovaně stárnutých vzorků, lze s vysokou pravděpodobností vyloučit chybu měření.

Frekvenční průběh ztrátového čísla sad vzorků X1 ÷ X5 i X6 ÷ X10 měřené při relativní vlhkosti $\varphi < 5 \%$ se s dobou stárnutí zvyšuje. U sady vzorků X1-X5, stárnuté z 0 h na 50 h, vzroste hodnota ztrátového čísla v celém měřeném frekvenčním spektru asi o polovinu, podobně je tomu i u sady X6 ÷ X10 stárnuté z 0 h na 100 h, kde je nárůst také poloviční. V obou případech dochází k poklesu nejpravděpodobnější hodnoty relaxační doby τ_0 (dochází k posunu nejvyšší hodnoty ztrátového čísla směrem k vyšším frekvencím).

Charakteristiky sad vzorků X1 ÷ X5 i X6 ÷ X10 měřených při $\varphi = 55 \%$ mají stejný trend, a to pokles hodnot relativní permitivity s dobou stárnutí. Hodnoty relativní permitivity sady X1-X5 klesnou po 50h stárnutí v celém měřeném rozsahu asi o 0,09. U sady X6 ÷ X10 je to asi o hodnotu 1,1.

Hodnoty ztrátového čísla mají rovněž klesající tendenci. Pokles však není jednoznačný a křivky vyjadřující hodnoty ztrátového čísla se v několika místech protínají.

Z charakteristik sad vzorků X1 ÷ X5 i X6 ÷ X10 měřených při $\varphi = 55\%$ vyplývá, že se vzrůstající dobou stárnutí se elektroizolační vlastnosti materiálu NKN zlepšují, protože klesá jeho relativní permitivita i ztrátové číslo. Ke zlepšování dielektrických vlastností kombinovaně namáhaného materiálu v počáteční fázi stárnutí zřejmě dochází proto, že vlivem vysoké teploty a tlaku vyvíjeného hmotností napěťových elektrod probíhají ve struktuře materiálu chemické reakce, které zlepšují jeho elektrické vlastnosti. K přesnému určení chemické reakce by bylo vhodné rozšířit experimentální metody zkoumání o skupinu strukturálních metod. Zlepšení elektrických vlastností pro nízké doby stárnutí je velmi malé. Z frekvenčních charakteristik také vyplývá, že kombinovaně namáhané vzorky vykazují nižší navlhavost než vzorky nestárnuté. Střední hodnota relativní permitivity nestárnuté sady X1 ÷ X5 měřené při relativní vlhkosti $\varphi < 5\%$ a frekvenci $f = 10^4$ Hz vzroste po umístění sady na dobu 5 dnů do exsikátoru s relativní vlhkostí vzduchu 55 % o 0,014. U stejné sady stárnuté po dobu 50 h je tento rozdíl pouze 0,004. Podobně je tomu u sady vzorků X6 ÷ X10. Střední hodnota relativní permitivity nestárnuté sady X6 ÷ X10 měřené při relativní vlhkosti $\varphi < 5\%$ a frekvenci $f = 10^4$ Hz vzroste po umístění sady na dobu 5 dnů do exsikátoru s relativní vlhkostí vzduchu 55 % o 0,014. U stejné sady stárnuté po dobu 50 h je tento rozdíl 0,003. Tento efekt je zřejmě způsoben vyhlazením nerovností povrchu nomexového papíru. Při své výrobě je materiál Nomex vystavován působení vysokého tlaku a teploty. Z této skutečnosti vyplývá, že materiál Nomex je při výrobě takto upravován pro snížení jeho navlhavosti.

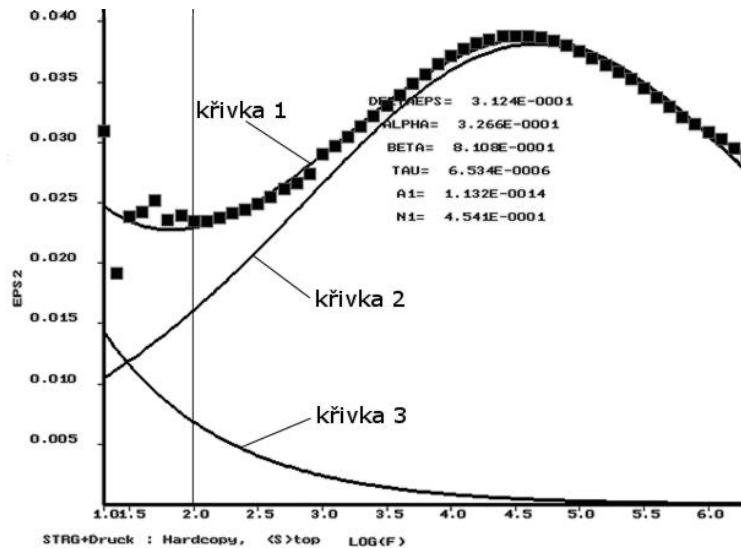
Kombinovaně namáhané vzorky X11 ÷ X15 ($U = 2,2 \cdot 10^3$ V, $\vartheta = 200$ °C) byly namáhány pouze po dobu 25 h. Dále nebylo možno vzorky namáhat, protože docházelo k jejich průrazům. Z charakteristik sady X11 ÷ X15 lze s určitou pravděpodobností vyčíst, že s dobou stárnutí dochází k poklesu hodnot relativní permitivity v celém měřeném frekvenčním rozsahu. Doba stárnutí 25 h byla ale příliš krátká na to, aby se dal určit trend vývoje relativní permitivity s časem namáhání.

Křivky průběhu ztrátového čísla jsou téměř totožné, proto z nich nelze vyčíst žádný trend. Porovnáním křivek relativní permitivity i ztrátového čísla měřených u vysušeného i vlhkého vzorku lze zjistit, že stejně jako u ostatních sad vzorků způsobuje vlhkost nárůst hodnot obou křivek.

2.6.2 Matematická interpretace

K matematickému vyjádření a porovnání výsledků byly z frekvenčních závislostí relativní permitivity všech sad a dob stárnutí vypočteny koeficienty α , β , τ , A, N a $\Delta\varepsilon$ Havriliak-Negamiho funkce. K výpočtu těchto koeficientů určujících tvar Coleho-Coleho diagramu bylo využito matematického programu DK36. Přibližnou hodnotu těchto koeficientů bylo nejdříve

nutno zadat ručně, až poté program koeficienty automaticky zpřesnil. Příklad výstupu programu DK36 je znázorněn na obr. 57.



Obr. 57: Výstup programu DK36

Na obr. 57 je černými čtverečky znázorněn průběh frekvenční závislosti ztrátového čísla. Křivka 1 je tvořena součtem křivek 2 (polarizační složka) a 3 (vodivostní složka). Pro správné určení koeficientů by měla být křivka 1 totožná s křivkou tvořenou hodnotami ztrátového čísla.

Jak bylo podrobněji popsáno v kapitole 1.2.2, tvar křivky polarizační složky je dán koeficienty α , β , τ , $\Delta\varepsilon$ a tvar křivky vodivostní složky je dán koeficienty A a N . Tyto koeficienty jsou uvedeny v tab. 2. V případech, kdy vodivostní složka měla zanedbatelný vliv na průběh frekvenční závislosti ztrátového čísla nebyly koeficienty A a N určeny. Z důvodu velmi výrazného vlivu vodivostní složky na průběh ztrátového čísla nebylo možné určit koeficienty Havriliak-Negamiho funkce sad vzorků s parametry E1 ÷ E5, 300 h, $\varphi < 5\%$; E1 ÷ E5, 200 h, $\varphi = 55\%$; E1 ÷ E5, 300 h, $\varphi = 55\%$; E6 ÷ E10, 100 h, $\varphi = 55\%$; E6 ÷ E10, 300 h, $\varphi = 55\%$;

Tab. 2: Koeficienty Havriliak-Negamiho funkce pro
vzorky s relativní vlhkostí $\varphi < 5\%$

E1 ÷ E5	$\Delta\varepsilon (-)$	$\alpha (-)$	$\beta (-)$	$\tau_0 (s)$	A (S / F)	N (-)
0 h	0,26	0,284	0,811	6,46E-05	X	X
100 h	0,312	0,326	0,81	6,53E-06	1,13E-14	0,454
200 h	0,289	0,402	0,499	9,01E-05	6,98E-15	0,301

E6 ÷ E10	$\Delta\varepsilon (-)$	$\alpha (-)$	$\beta (-)$	$\tau_0 (s)$	A (S / F)	N (-)
0 h	0,263	0,344	0,495	2,61E-04	X	X
100 h	0,247	0,376	0,72	6,04E-06	2,92E-15	0,109
300 h	0,201	0,374	0,662	5,87E-05	4,41E-15	1,16E-01

X1 ÷ X5	$\Delta\varepsilon (-)$	$\alpha (-)$	$\beta (-)$	$\tau_0 (s)$	A (S / F)	N (-)
0 h	0,263	0,306	0,651	1,28E-04	X	X
25 h	0,331	0,418	0,423	1,22E-04	X	X
50 h	0,298	0,367	0,544	6,05E-05	X	X

X6 ÷ X10	$\Delta\varepsilon (-)$	$\alpha (-)$	$\beta (-)$	$\tau_0 (s)$	A (S / F)	N (-)
0 h	0,273	0,431	0,324	4,66E-04	X	X
50 h	0,29	0,356	0,609	1,01E-04	X	X
100 h	0,282	0,396	0,575	1,25E-05	2,69E-15	0,317

X11 ÷ X15	$\Delta\varepsilon (-)$	$\alpha (-)$	$\beta (-)$	$\tau_0 (s)$	A (S / F)	N (-)
0 h	0,435	0,254	0,64	8,93E-05	X	X
25 h	0,327	0,379	0,48	2,38E-04	X	X

Tab. 3: Koeficienty Havriliak-Negamiho funkce pro
vzorky s relativní vlhkostí $\varphi = 55\%$

E1 ÷ E5	$\Delta\varepsilon (-)$	$\alpha (-)$	$\beta (-)$	$\tau_0 (s)$	A (S / F)	N (-)
0 h	0,373	0,321	0,771	7,32E-06	4,12E-15	0,519
100 h	0,364	0,313	0,81	7,93E-06	1,94E-14	0,402

E6 ÷ E10	$\Delta\varepsilon (-)$	$\alpha (-)$	$\beta (-)$	$\tau_0 (s)$	A (S / F)	N (-)
0 h	0,223	0,437	0,574	1,20E-05	1,11E-15	2,43E-03

X1 ÷ X5	$\Delta\varepsilon (-)$	$\alpha (-)$	$\beta (-)$	$\tau_0 (s)$	A (S / F)	N (-)
0 h	0,373	0,33	0,665	1,11E-05	1,43E-16	3,95E-02
25 h	0,194	0,47	0,479	1,56E-05	2,37E-15	4,12E-02
50 h	0,229	0,44	0,472	1,66E-05	1,87E-15	5,49E-02

X6 ÷ X10	$\Delta\varepsilon (-)$	$\alpha (-)$	$\beta (-)$	$\tau_0 (s)$	A (S / F)	N (-)
0 h	0,39	0,323	0,681	9,93E-06	1,03E-14	0,602
50 h	0,333	0,354	0,524	7,96E-05	1,73E-16	0,513
100 h	0,325	0,373	0,574	1,34E-05	5,63E-15	0,422

X11 ÷ X15	$\Delta\varepsilon (-)$	$\alpha (-)$	$\beta (-)$	$\tau_0 (s)$	A (S / m)	N (-)
0 h	0,508	0,227	1,169	2,44E-06	1,92E-15	0,452
25 h	0,5	0,268	0,77	1,84E-05	4,93E-15	0,538

2.6.3 Fyzikální interpretace

Z hodnot koeficientů A a N určujících tvar vodivostní složky ztrátového čísla vyplývá, že při relativní vlhkosti vzorků $\varphi < 5\%$ se vodivostní složka na průběhu frekvenční závislosti ztrátového čísla měřeného pro doby stárnutí pod 100 h téměř neprojevuje. Od doby stárnutí 100 h se však vliv vodivostní složky začal projevovat velmi výrazně a hodnoty relativní permitivity měřené při frekvenci 20 Hz se zvýšily až desetinásobně. To platí pro elektricky i kombinovaně namáhané vzorky. Tento jev je zřejmě způsoben výskytem nehomogenit vzniklých při procesu stárnutí na povrchu izolačního materiálu spojených s jeho chemickými změnami. Tyto změny se projevovaly ztmavnutím povrchu a s dobou stárnutí se zvyšovala četnost jejich výskytu. Tyto nově vzniklé chemické sloučeniny poté přispívaly ke zvýšení elektrické vodivosti materiálu. U sady vzorků E1 ÷ E5 ($U = 1,5 \cdot 10^3$ V, $\vartheta = 22$ °C) s dobou stárnutí 300 h byl průběh vodivostní složky tak výrazný, že průběh polarizační složky v ní nebyl rozeznatelný.

Vodivostní složka se vyskytuje v charakteristikách všech vzorků měřených při relativní vlhkosti $\varphi = 55\%$ a je výraznější než u vysušených vzorků. K tomuto jevu dochází z důvodu zvýšení elektrické vodivosti materiálu způsobené přítomností polárních molekul vody v struktuře materiálu. U sad vzorků E1 ÷ E5 a X6 ÷ X10 ($U = 1,5 \cdot 10^3$ V, $\vartheta = 200$ °C) dochází ke zvýšení hodnoty koeficientu A , vyjadřujícího úroveň vodivostní složky ztrátového čísla o jeden řád opět v době stárnutí 100 h.

Z vývoje hodnot relaxačních dob τ_0 měřených při relativní vlhkosti vzorků $\varphi < 5\%$ je patrné, že v době stárnutí 100 h vždy dojde k poklesu hodnoty relaxační doby o jeden až dva řády. Ze spojení tohoto faktu s vývojem koeficientů A a N , jejichž hodnota se také výrazně mění v době stárnutí 100 h, lze usuzovat, že v době stárnutí mezi 50 h a 100 h dochází k výrazným změnám ve struktuře. Skutečnost, že k těmto změnám dochází ve stejnou dobu stárnutí u elektricky i kombinovaně stárnutých vzorků nasvědčuje tomu, že tyto změny jsou způsobeny elektrickou složkou namáhání materiálu.

K jakým konkrétním změnám ve struktuře materiálu dochází není dielektrickou relaxační spektroskopii možné zjistit.

3 Závěr

Porovnáním koeficientů Havriliak-Negamiho funkce, frekvenčních charakteristik relativní permitivity a ztrátového čísla jednotlivých sad vzorků s různými kombinacemi činitelů stárnutí bylo zjištěno, že čistě elektrické stárnutí způsobuje zvyšování hodnot relativní permitivity i ztrátového čísla. Změna hodnoty ztrátového čísla je s dobou stárnutí výraznější než změna relativní permitivity. Vliv elektrického namáhání na tvar křivek relativní permitivity a ztrátového čísla je obtížné určit, protože charakteristiky sady E1 ÷ E5 stárnuté napětím $U = 1,5 \cdot 10^3$ vykazují větší změnu s dobou stárnutí než sada E6 ÷ E10 stárnutá napětím $U = 2 \cdot 10^3$. K přesnějšímu určení trendu vývoje charakteristik by bylo nutné sledovat změny vybraných vlastností v průběhu degradace v dlouhodobějším časovém horizontu. U čistě elektricky stárnutých vzorků nedošlo během procesu stárnutí k jejich průrazu.

U kombinovaně stárnutých vzorků s rostoucí dobou stárnutí rovněž docházelo ke zvyšování hodnot relativní permitivity i ztrátového čísla. Z průběhů vodivostní složky ztrátového čísla však vyplynulo, že s dobou stárnutí se postupně snižovala míra navlhavosti izolačního materiálu. Zvyšování hodnot relativní permitivity s dobou stárnutí se projevovalo nejvíce při měření v oblasti síťových frekvencí. Se zvyšující se měřicí frekvencí se rozdíly postupně ztrácely, přesto však byly patrné.

Ztrátové číslo kombinovaně stárnutých vysušených vzorků s dobou stárnutí roste. K růstu hodnot ztrátového čísla s dobou stárnutí dochází i u čistě elektricky stárnutých vzorků a to pro vlhkosti $\varphi < 5\%$ i $\varphi = 55\%$. Naopak u kombinovaně stárnutých vzorků s relativní vlhkostí $\varphi = 55\%$ dochází s dobou stárnutí k opačnému trendu, tedy poklesu ztrátového čísla. Z těchto tří skutečností lze vyvodit závěr, že čistě elektrické stárnutí způsobuje chemické změny struktury materiálu, které jsou příčinou zvýšení hodnoty elektrické vodivosti materiálu. Čistě elektrické stárnutí také způsobuje poruchy v povrchu materiálu, které jsou příčinou jeho zvýšené hodnoty navlhavosti. Kombinované stárnutí má na navlhavost materiálu opačný vliv, ta s dobou kombinovaného stárnutí klesá. Pro přesné určení vlivu tepla na frekvenční charakteristiky a navlhavost by bylo nutné stárnout materiál čistě tepelně bez elektrické složky.

Pozorováním bylo zjištěno, že přesnost měření dielektrických vlastností materiálu byla ovlivněna vznikem nehomogenit na jeho povrchu. Měření relativní permitivity i ztrátového čísla v místech s velkým počtem těchto vad byly získány hodnoty i několikanásobně vyšší. Výskyt ani četnost těchto nehomogenit nezávisela na kombinaci stárnoucích faktorů a pravděpodobnost jejich výskytu se zvyšovala s dobou stárnutí. Ve stejné sadě se nehomogenity vyskytly pouze u některých vzorků, u jiných se objevovaly méně nebo vůbec.

Během procesu stárnutí nebyly vzorky fotografovány, proto nelze přesně stanovit vývoj výskytu nehomogenit ani vliv na veličiny měřené na konkrétním vzorku.

Vliv stárnutí na vývoj hodnot koeficientů α , β a $\Delta\varepsilon$ Havriliak-Negamiho funkce nebylo možné určit kvůli nedostatečně dlouhé době stárnutí. Více však bylo možné určit z relaxační doby τ_0 a koeficientů vodivostní složky A a N . U všech sad vzorků došlo v době stárnutí 100 h k výraznému poklesu hodnoty τ_0 a k růstu hodnot koeficientů A i N . To poukazuje na chemickou změnu ve struktuře materiálu v době stárnutí mezi 50 h a 100 h. O jakou změnu se jedná však nelze metodou elektrické relaxační spektroskopie určit. Z koeficientů A a N lze také určit, že vliv vodivostní složky na frekvenční závislost ztrátového čísla s dobou stárnutí roste. S dobou stárnutí tedy roste elektrická vodivost vzorků.

4 Použitá literatura

- [1] Agilent, *Agilent 16451B DIELECTRIC MATERIAL TEST FIXTURE Operation Manual*. Japonsko 2008. 149 stran.
- [2] Agilent, *Agilent E4980 precision LCR meter OPERATION MANUAL*. Japonsko 2006. 545 stran. Manufacturing number E4980-90020.
- [3] Bednář, J., *Thermal ageing of thermikanit 26.000* [cit. 12.1.2009] Dostupné z http://www.feec.vutbr.cz/EEICT/2006/sbornik/02-Magisterske_projekty/06-Mikroelektronika_a_technologie/01-xbedna12.pdf.
- [4] Chaipanit, N., Rattanakhongviput, C., Sundararajan, R., *Accelerated Multistress Aging of Polymeric insulators Under San Francisco Coastal Environment*. ECET Department, Arizona State University East, 2004, 4 strany.
- [5] ČSN EN 60216-1 *Elektroizolační materiály - Vlastnosti tepelné odolnosti - Část 1: Proces stárnutí a vyhodnocení výsledků zkoušky* Technická normalizační komise: TNK 110 Elektroizolační materiály, 2001. 20 stran.
- [6] Farahani, M., Borsi, H., Gockenbach, E., *Dielectric Spectroscopy in Time and Frequency Domain on Insulation System of High Voltage Rotating Machines*. Institute of Electric Power Systems, University of Hanover, Hanover, Germany, 2004, 4 strany.
- [7] Hassdenteufel, J. a ost. *Elektrotechnické materiály. 2. vyd.* Bratislava: ALFA, vydavateľstvo technickej a ekonomickej literatúry, 1978. 607 stran.
- [8] Jiráček, J., *Materiály a technická dokumentace*, Brno: Vysoké učení technické v Brně, 129 s.
- [9] Kazelle, J., *Elektrotechnické materiály a výrobní procesy*, Brno: Vysoké učení technické v Brně, 273 strany.
- [10] Kremer, F., Schonhals, A., *Broadband dielectric spectroscopy*. Berlin: BAM Federal Institute for Materials Testing and Research, 2003. 209 stran.
- [11] Liren electrical insulation materials: *NKN & NHN Nomex Kapton Nomex Flexible Laminates* [cit. 11.5.2010]. Dostupné z <http://www.liren01.com/ProductShow.asp?ArticleID=158>.
- [12] Mentlík, V.: *Dielektrické prvky a systémy. 1. vyd.* Praha: BEN - technická literatura, 2006. 240 stran.

- [13] NOVÁK, L. *Optimalizace nastavení měřicího systému pro sledování dielektrických vlastností kapalných izolantů*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2008. 76 stran. Vedoucí bakalářské práce Ing. Martin Frk, Ph.D.
- [14] Šedovič, J., Artbauer, J., Adamec, V. *Izolanty a izolácie*. Bratislava: Nakladateľstvo ALFA Bratislava, 1969. 620 stran.
- [15] Simoni, L., *A general approach to the endurance of electrical insulation under temperature and voltage*. Instituto di Elettrotecnica Industriale universita di Bologna, Bologna, Italy, 1981, 13 stran.
- [16] Zaengl, W., *Dielectric spectroscopy in time and frequency domain for HV power equipment (transformers, cables etc.)*. Swiss federal institute of technology (ETH), Zurich, Switzerland, 2001, 10 stran.

5 Seznam veličin

A (S / F)	koeficient vyjadřující průběh vodivostní složky
A, B, a, b (-)	konstanty elektrického namáhání
A, B	materiálové konstanty u tepelného stárnutí
C_0 (F)	kapacita vakuového kondenzátoru
$C_{stř}$ (F)	střední hodnota kapacity
D (C / m ²)	elektrická indukce
d_m (m)	průměr elektrod elektrodového systému
E (V / m)	intenzita elektrického pole
E_p (V / m)	elektrická pevnost
G (-)	elektrické namáhání
h (m)	vzdálenost elektrod elektrodového systému
i_{depol} (A)	depolarizační proud
i_{pol} (A)	polarizační proud
j (A / m ²)	proudová hustota
L (h)	doba života izolantu
L_0 (h)	doba života při pokojové teplotě
L_t (h)	doba života při tepelném stárnutí
N (-)	koeficient vyjadřující průběh vodivostní složky
p (-)	Laplaceův operátor
P (C / m ²)	dielektrická polarizace
p (D)	dipólový moment
q (C)	elektrický náboj
R_t (-)	míra tepelného stárnutí
T_c (s)	čas po který bylo připojeno nabíjecí napětí
T (K)	absolutní teplota
T (K)	absolutní teplota
$tg\delta_{stř}$ (-)	střední hodnota ztrátového činitele
U_s (V)	stárnoucí napětí
ε'' (-)	ztrátové číslo
ε' (-)	relativní permitivita
ε^* (-)	komplexní permitivita
ε_0 (F / m)	absolutní permitivita vakua
ε_∞ (-)	optická permitivita
ε_s (-)	statická permitivita

$\varepsilon''_{stř}$ (-)	střední hodnota ztrátového čísla
$\varepsilon'_{stř}$ (-)	střední hodnota relativní permitivity
$\bar{\mu}$ (D)	průměrný dipólový moment
ρ_v (Ωm)	vnitřní rezistivita
$\bar{\chi}$ (-)	komplexní susceptibilita
ϑ_0 ($^{\circ}C$)	pokojová teplota
ϑ_s ($^{\circ}C$)	teplota stárnutí
$\text{tg } \delta$ (-)	ztrátový činitel
$\Delta\varepsilon$ (-)	intenzita relaxace
α ($F m^2$)	polarizovatelnost
α, β (-)	koeficienty Havriliak-Negamiho funkce
τ (s)	relaxační doba
σ (S / m)	elektrická vodivost
φ (%)	relativní vlhkost vzorku
χ (-)	dielektrická susceptibilita
ω (rad / s)	úhlová frekvence
ϑ ($^{\circ}C$)	teplota okolí

6 Přílohy

Přiložené tabulky obsahují grafická znázornění frekvenčních závislostí relativní permitivity, frekvenčních závislostí ztrátového čísla a Coleho-Coleho diagramy sady vzorků X11-X15 stárnuté napětím $U = 2,2 \cdot 10^3$ V a teplotou $\vartheta = 200$ °C měřené při relativních vlhkostech $\varphi < 5\%$ a $\varphi = 55\%$.

6.1 Seznam přiložených obrázků

Obr. P1: Frekvenční závislost ε' kombinovaně stárnutých vzorků ($U = 2,2 \cdot 10^3$ V, $\vartheta = 200$ °C) s parametrem doby stárnutí, měřeno při $\vartheta = 23$ °C, $\varphi < 5\%$

Obr. P2: Frekvenční závislost ε' kombinovaně stárnutých vzorků ($U = 2,2 \cdot 10^3$ V, $\vartheta = 200$ °C) s parametrem doby stárnutí, měřeno při $\vartheta = 23$ °C, $\varphi = 55\%$

Obr. P3: Frekvenční závislost ε'' kombinovaně stárnutých vzorků ($U = 2,2 \cdot 10^3$ V, $\vartheta = 200$ °C) s parametrem doby stárnutí, měřeno při $\vartheta = 23$ °C, $\varphi < 5\%$

Obr. P4: Frekvenční závislost ε'' kombinovaně stárnutých vzorků ($U = 2,2 \cdot 10^3$ V, $\vartheta = 200$ °C) s parametrem doby stárnutí, měřeno při $\vartheta = 23$ °C, $\varphi = 55\%$

Obr. P4: Coleho-Coleho diagram kombinovaně stárnutých vzorků ($U = 2,2 \cdot 10^3$ V, $\vartheta = 200$ °C) s parametrem doby stárnutí, měřeno při $\vartheta = 23$ °C, $\varphi < 5\%$

Obr. P6: Coleho-Coleho diagram kombinovaně stárnutých vzorků ($U = 2,2 \cdot 10^3$ V, $\vartheta = 200$ °C) s parametrem doby stárnutí, měřeno při $\vartheta = 23$ °C, $\varphi = 55\%$