

Paschenův zákon a jeho experimentální ověření

Paschen's law and its experimental verification

René Záruba

Bakalářská práce

Vedoucí práce: Ing. Jan Fulneček, Ph.D.

Ostrava, 2023

Zadání bakalářské práce

Student:

René Záruba

Studijní program:

B0713A060005 Elektroenergetika

Téma:

Paschenův zákon a jeho experimentální ověření
Paschen's Law and its Experimental Verification

Jazyk vypracování:

čeština

Zásady pro vypracování:

1. Problematika elektrických výbojů za sníženého tlaku.
2. Vliv teploty na průrazné napětí vzduchu.
3. Experimentální ověření Paschenova zákona.
4. Vyhodnocení experimentu.

Seznam doporučené odborné literatury:

- [1] MACH, Velešlav a Vysoká škola báňská - Technická univerzita Ostrava. Technika vysokého napětí. Ostrava: VŠB - Technická univerzita, 2006, p. [1a]. ISBN 80-248-1161-8.
- [2] VEVERKA, Antonín. Technika vysokých napětí. 2. přeprac. vyd. Praha: SNTL - Nakladatelství technické literatury, 1978.
- [3] Kuchler, A.: High Voltage Engineering Fundamentals. Springer, Berlin, Heidelberg (2013). ISBN: 978-3642-11992-7.

Formální náležitosti a rozsah bakalářské práce stanoví pokyny pro vypracování zveřejněné na webových stránkách fakulty.

Vedoucí bakalářské práce: **Ing. Jan Fulneček, Ph.D.**

Datum zadání: 01.09.2022

Datum odevzdání: 30.04.2023

Garant studijního programu: prof. Ing. Radomír Goňo, Ph.D.

V IS EDISON zadáno: 07.11.2022 08:55:50

Abstrakt

Cílem předkládané bakalářské práce je popsání problematiky elektrických výbojů, a experimentální ověření platnosti Paschenova zákona. První část práce se věnuje teoretickému popisu výbojů v plynech, jejich vzniku a chování. Mimo jiné jsou uvedeny vlastnosti a chování plynů z pohledu vedení elektrického proudu, charakterizováno homogenní pole, problematika ionizace a typy elektrických výbojů. Závěr této části bakalářské práce se věnuje Paschenovu zákonu a jeho teoretické závislosti na teplotě. Druhá část je zaměřena praktickému ověření závislosti průrazného napětí na součinu tlaku a vzdálenosti elektrod. Výsledky měření včetně sestavených Paschenových křivek vzduchu jsou vyhodnoceny a porovnány s teorií v závěru práce.

Klíčová slova

izolant, dielektrikum, homogenní pole, ionizace plynu, elektrická pevnost, průrazné napětí, elektrický výboj, Paschenův zákon, Paschenova křivka, teplotní korekce

Abstract

The goal of the presented bachelor thesis is to describe the topic of electric discharges, and to experimentally verify the validity of Paschen's law. The first part of the thesis is devoted to the theoretical description of discharges in gases, their creation and behaviour. Among other things, the properties and behavior of gases from the point of view of electric current conduction are presented, the homogeneous field is characterized, the topic of ionization and types of electric discharges are discussed. The conclusion of this part of the bachelor thesis is devoted to Paschen's law and its theoretical dependence on temperature. The second part is focused on the practical verification of the relation of breakdown voltage to the product of pressure and electrode distance. The measurement results including the constructed Paschen curves for the air are analysed and compared with the theory in the conclusion of the thesis.

Key words

insulator, dielectric material, homogeneous field, gas ionization, dielectric strength, breakdown voltage, electric discharge, Paschen's law, Paschen's curve, temperature correction

Poděkování

Rád bych tímto poděkoval panu Ing. Janu Fulnečkovi, Ph.D. za odborné vedení a konzultace, které mi při vypracování této bakalářské práce poskytnul.

Obsah

Seznam některých použitých zkratk a symbolů	8
Seznam ilustrací a seznam tabulek	9
Úvod	11
1 Teoretická část	12
1.1 Dělení látek dle konduktivity	12
1.2 Charakteristika dielektrika a izolantu	12
1.2.1 Interakce elektrického pole a dielektrika	12
1.3 Elektrická vodivost dielektrik	13
1.3.1 Elektrická vodivost plynů	13
1.4 Mechanismy ionizace	14
1.4.1 Nárazová ionizace	14
1.4.2 Fotoionizace	15
1.4.3 Tepelná ionizace	16
1.4.4 Povrchová ionizace	16
1.4.5 Deionizační pochody	17
1.5 Elektrické vlastnosti základních plynných izolantů	18
1.6 Elektrická pevnost	19
1.7 Stupeň homogenity pole	20
1.8 Výboje v plynech	20
1.8.1 Nesamostatné výboje	21
1.8.2 Samostatné výboje	21
1.9 Mírně a silně nehomogenní pole	23
1.10 Rozdělení typů výbojů	24
1.10.1 Koróna	24
1.10.2 Doutnavý výboj	26
1.10.3 Jiskrový výboj	26
1.10.4 Obloukový výboj	28
1.11 Paschenův zákon	29
1.11.1 Paschenova křivka	30
1.11.2 Vliv teploty a teplotní korekce	31
1.12 Odchylky od Paschenova zákona	33
1.12.1 Průraz ve vakuu	33

1.12.2 Strimér a líder	33
2 Praktická část	35
2.1 Použitá zařízení a přístroje	35
2.2 Postup měření	38
2.3 Zpracování naměřených dat	39
3 Závěr	43
Seznam použité literatury	44

Seznam některých použitých zkratek a symbolů

Symbol	Jednotky	Význam
A	$l/(\text{cm}\cdot\text{kPa})$	Konstanta závislá na druhu plynu a na teplotě
B	$V/(\text{cm}\cdot\text{kPa})$	Konstanta závislá na druhu plynu a na teplotě
c	$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	Rychlost světla
d	m	Vzdálenost elektrod, doskoková vzdálenost
E_m	$\text{V}\cdot\text{m}^{-1}$	Maximální intenzity daného pole
E_p	kV/mm	Elektrická pevnost
f	Hz	Frekvence záření
h	$\text{J}\cdot\text{s}$	Planckova konstanta
k	$\text{J}\cdot\text{K}^{-1}$	Boltzmannova konstanta
k_h	-	Korekční činitel
m_e	kg	Hmotnost ionizující částice
$n(0)$	m^{-3}	Počet elektronů uvolněných na katodě vlivem ionizačního činitele
N^+, N^-	m^{-3}	Koncentrace kladných a záporných iontů
N_0	m^{-3}	Počáteční hodnota koncentrace volných nosičů náboje
p	Pa	Tlak plynu
R	Ω	Je hodnota změřeného izolačního odporu
S	m^2	Plocha elektrod
T	T	Absolutní teplota
t	s	Čas
T_0	K	Výchozí teplota
U_i	V	Ionizační napětí
U_{0+}, U_{0-}	V	Počáteční napětí samostatného výboje
U_p	V	Průrazné napětí
v_e	$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	Rychlost ionizující částice
W_i	J	Ionizační energie
α	-	Ionizační číslo
β	-	Ionizační číslo
γ	-	Ionizační číslo
δ	-	Relativní (poměrná) hustota vzduchu
η	-	Stupeň homogenity
λ	m	Střední volná dráha elektronu
ρ	$\Omega\cdot\text{m}$	Rezistivita neboli měrný elektrický odpor
ρ	$\text{m}^3\cdot\text{s}^{-1}$	Koeficient rekombinace
σ	$\text{S}\cdot\text{m}^{-1}$	Konduktivita neboli měrná elektrická vodivost

Seznam ilustrací a seznam tabulek

Obrázek č.	Popis	Číslo stránky
1	Grafické znázornění vztahu mezi dielektriky a izolanty [5]	12
2	Poměry při ionizaci plynného dielektrika [6]	14
3	Situace před a po nepružné srážce dvou částic [1]	14
4	Voltampérová charakteristika plynných izolantů a napěťová závislost jejich konduktivity [5]	18
5	Průraz a přeskok [1]	19
6	Úplná voltampérová charakteristika plynného izolantu [5]	21
7	Mechanismus vzniku elektronové laviny [6]	22
8	Druhy elektrických výbojů [9]	24
9	Schématické znázornění koróny [7]	25
10	Schématické znázornění vzhledu doutnavého výboje, průběh intenzity elektrického pole a potenciálu ve výboji v závislosti na délce výboje [7]	26
11	Počáteční intenzita elektrického pole koróny a jiskry v závislosti na vzdálenosti elektrod [7]	27
12	Statická voltampérová charakteristika oblouku [2]	28
13	Pokusně zjištěná (plná čára) a vypočtená (přerušovaná čára) Paschenova křivka pro vzduch [2]	30
14	Porovnání typů korekcí Paschenovy křivky při 400 °C s Paschenovou křivkou pro 20 °C [10]	32
15	Znázornění vzniku strimérů [4]	34
16	Měřící stanoviště	35
17	Elektrické schéma stanoviště [13]	36
18	Měřící napěťový transformátor KPB Intra VTD 12 0,1/10 kV	36
19	Použitý regulovatelný autotransformátor ZPA PREŠOV RA5	37
20	Třífázová vývěva	37
21	Použité elektrody uvnitř komory stanoviště	38
22	Porovnání změřených závislostí U_p pro jednotlivé doskokové vzdálenosti	40
23	Porovnání změřených hodnot a teoretických Paschenových křivek pro 4 mm	41
24	Porovnání změřených hodnot a teoretických Paschenových křivek pro 3 mm	41
25	Porovnání změřených hodnot a teoretických Paschenových křivek pro 2 mm	42
26	Porovnání změřených hodnot a teoretických Paschenových křivek pro 1 mm	42

Tabulka č.	Popis	Číslo stránky
1	Závislost relativní hustoty vzduchu a korekčního činitele k_h [2][3]	32
2	Změřené hodnoty	39
3	Hodnoty konstant A , B a γ	39
4	Naměřené a vypočtené hodnoty	40

Úvod

Hlavním účelem a cílem této bakalářské práce je ověření platnosti Paschenova zákona a porovnání experimentálně zjištěných výsledků s teoretickými předpoklady jež jsou rovněž součástí této práce.

Chceme-li dosáhnout tohoto cíle, je nejprve nutno pochopit nejen samotný Paschenův zákon, ale i jeho zasazení a vztah k ostatním pojmům oboru techniky vysokých napětí. Mimo to je k dostatečnému pochopení Paschenova zákona nutno uvést a vysvětlit základní pojmy figurující v jeho znění a vyplývající z něj.

Paschenův zákon je totiž zákon vyjádřen vztahem odvozeným z podmínky samostatného výboje a popisující závislost průrazného napětí plynu, tedy napětí, kdy dochází v plynném izolantu k přeskoce, pouze na součinu vzdálenosti elektrod a tlaku mezi nimi. Platnost Paschenova zákona je přitom omezena podmínkami jako je například homogenita elektrického pole mezi elektrodami. Paschenův zákon je zároveň vyjádřen graficky takzvanou Paschenovou křivkou pro daný plyn, z jejíhož charakteristického tvaru jsou při porovnání s experimenty patrné jisté odchylky, jejichž vysvětlení je věnován konec teoretické části práce.

Práce je tedy mimo závěr rozdělena na dvě části, přičemž první z nich je část teoretická, v jejímž úvodu jsou mimo jiné rozebrány základní elektrické vlastnosti dielektrik a elektrická vodivost plyných izolantů. V teoretické části jsou rovněž vysvětleny pojmy jako elektrická pevnost, stupeň homogenity pole či ionizace a její typy. Konec teoretické části práce pojednává o typech výbojů a Paschenovu zákonu.

Druhou částí práce je část praktická, popisující pro měření použitá zařízení a přístroje, postup měření a obsahující zpracovaná výstupní data. To umožňuje porovnání experimentálně zjištěných výsledků s teoretickými a vyhodnocení případných odchylek.

Vyhodnocení experimentu, zhodnocení dosažených cílů a případných odchylek jsou včetně návrhů na navazující závěrečné práce uvedeny v závěru práce.

1 Teoretická část

1.1 Dělení látek dle konduktivity

V případě dělení látek z hlediska jejich konduktivity σ se rozdělují následovně: [5]

- Vodiče $\sigma > 10^5$ ($S \cdot m^{-1}$)
- Polovodiče $10^{-8} > \sigma > 10^5$ ($S \cdot m^{-1}$)
- Izolanty $\sigma < 10^{-9}$ ($S \cdot m^{-1}$)

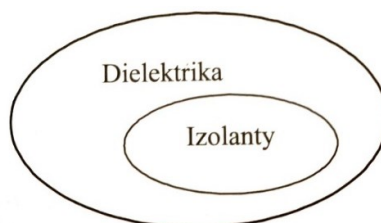
Dělení látek do těchto skupin je však ovlivněno vnějšími vlivy. Mimo jiné například teplotou, tlakem, frekvencí přivedeného elektrického napětí a intenzitou přítomného elektrického pole. [5]

1.2 Charakteristika dielektrika a izolantu

Dielektrikum je látka, která je ve vnějším elektrickém poli schopna polarizace. To znamená, že po vložení do vnějšího elektrického pole dojde uvnitř dielektrika k vytvoření vlastního elektrického pole. Polarizací existuje řada druhů, dělených například podle potřeby působení vnějšího elektrického pole. Schopnost vzniku vlastního vnitřního elektrického pole definuje dielektrikum jako prvek aktivní. Mimo dělení dle skupenství se dielektrika podle výskytu vlastních dipólových momentů dále dělí na polární a nepolární. [5]

Izolant je materiál, jehož účelem a schopností je bránit průchodu elektrického proudu mezi dvěma body s rozdílným elektrickým potenciálem. Izolanty jsou považovány za prvky pasivní. Pro ideální izolant tedy platí, že má nulovou elektrickou vodivost a neobsahuje žádné volné nosiče elektrického náboje. Důležité je zdůraznit, že reálné izolanty obsahují určitou koncentraci volných nosičů elektrického náboje, a tudíž mají určitou vodivost. [5]

Vztah mezi dielektriky a izolanty je naznačen na Obrázku 1. Dielektrika jsou vůči izolantům pojmem nadřazeným, tedy každý izolant je zároveň dielektrikem, avšak ne každé dielektrikum je zároveň izolantem. [5]



Obrázek 1 Grafické znázornění vztahu mezi dielektriky a izolanty [5]

1.2.1 Interakce elektrického pole a dielektrika

Ve chvíli, kdy vložíme dielektrikum do elektrického pole začnou v dielektriku probíhat takzvané polarizační procesy. Tyto jevy se vyhodnocují ze dvou hledisek. Zaprvé z hlediska makroskopického, kdy dielektrikum chápeme jako celek o určitých rozměrech a při kterém se vyhodnocují vnější projevy polarizačních dějů. Druhou možností je hledisko mikroskopické, kdy se na základě znalosti struktury a polarizačních jevů uvnitř dielektrika hledá příčina dějů zkoumaných z hlediska makroskopického. [5]

1.3 Elektrická vodivost dielektrik

Jak bylo zmíněno, reálné izolanty na rozdíl od ideálních vykazují nenulovou hodnotu elektrické vodivosti a obsahují určité množství volných nosičů elektrického náboje. Důvodem těchto pro izolanty nežádoucích vlastností jsou příměsi či znečištění. [5]

Při hodnocení materiálů pro reálné účely z hlediska jejich vodivosti proto sledujeme hodnoty rezistivity ρ ($\Omega \cdot m$) a konduktivity σ ($S \cdot m^{-1}$). Mezi těmito veličinami platí následující vztah: [5]

$$\sigma = \frac{1}{\rho} \quad (1)$$

Hodnota rezistivity ρ je číselně rovna odporu krychle daného materiálu o hraně 1 m, a to za předpokladu, že mezi jejími dvěma protilehlými stěnami protéká proud. V případě plochého vzorku za předpokladu homogenního pole lze vztah pro rezistivitu vyjádřit následovně: [5]

$$\rho = R \cdot \frac{1}{h} \quad (2)$$

Kde S je plocha elektrod (m^2)

h je tloušťka vzorku (m)

R je hodnota změřeného izolačního odporu (Ω)

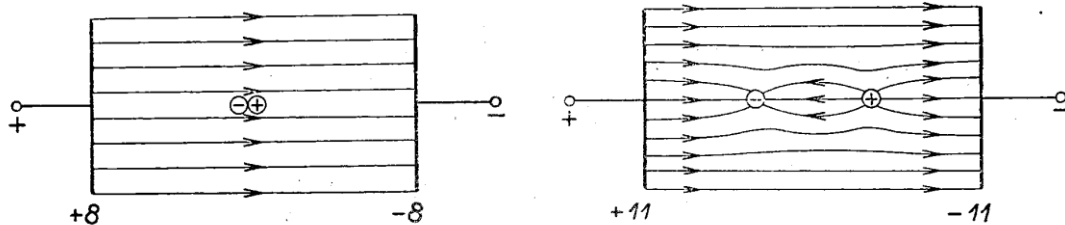
Izolačním odporem materiálu chápeme hodnotu okamžitého odporu vypočítanou pomocí Ohmova zákona z přiloženého napětí a protékajícího proudu. Jedním z hledisek posuzování elektrické vodivosti je rozdělení podle typu nosičů elektrického náboje. Takto rozlišujeme elektrické vodivosti elektronové, děrové, protonové, iontové a elektroforetické. Princip vodivosti v látkách z velké části závisí na skupenství, přičemž velké rozdíly způsobuje především různá vzdálenost částic látek v jednotlivých skupenstvích a různý stupeň vzájemných interakcí částic. [5]

1.3.1 Elektrická vodivost plynů

Za normálních podmínek, a ne příliš velkých intenzit elektrického pole jsou plyny velice dobrými izolanty, avšak překročí-li intenzita elektrického pole určitou mez, plyny se stanou vodivými. Jejich izolační vlastnosti jsou způsobeny malou koncentrací volných nosičů elektrického náboje. Výskyt těchto volných nosičů elektrického náboje je způsobem vlivem působení ionizačních činitelů elektrického původu, radioaktivního a kosmického záření. Jejich vlivem dochází k uvolnění jednoho či více elektronů z neutrálního atomu, čímž dochází ke vzniku volných nosičů elektrického náboje. Tento proces se nazývá ionizace plynu. Malou elektrickou vodivostí plynů jsou způsobeny takzvané dielektrické ztráty, které však v případě plynů jsou zanedbatelné. Dielektrické ztráty plynných izolantů nicméně výrazně vzrostou, jakmile začne docházet k ionizaci. [6] [5]

Působí-li na daný plyn například rentgenové paprsky, v plynu se tvoří nabitě nosiče elektrického náboje, plyn ztrácí své izolační vlastnosti, a vede měřitelnou hodnotu elektrického proudu. Takový výboj se nazývá nesamostatný, jelikož je jeho vznik závislý na přítomnosti vnějšího ionizátoru, v tomto případě rentgenových paprsků.

Během ionizace v plynném dielektriku nastává stav uvedený na Obrázku 2, kdy v čase $t = 0$ vlivem vnějšího ionizátoru vzniknou uvnitř dielektrika dvě opačně nabitě částice, přičemž celkově vytvořený náboj zůstává nulový. Za předpokladu přiložení napětí mezi elektrodami vzniká homogenní pole, a jeho vlivem nastává pohyb částic k opačně nabitým elektrodám kde po jejich nárazu dojde k neutralizaci těchto částic. [6]



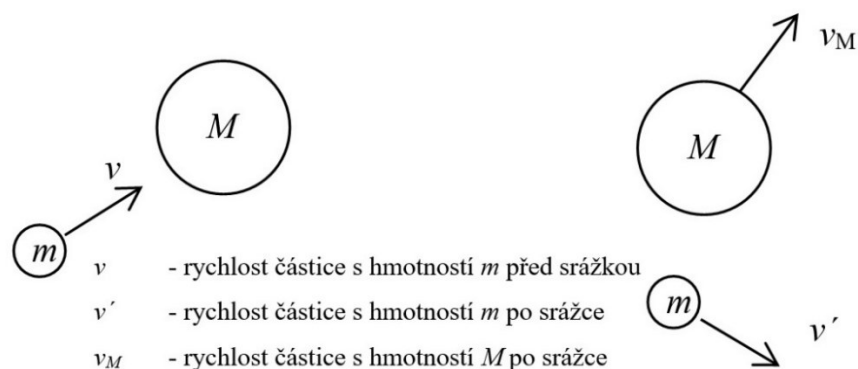
Obrázek 2 Poměry při ionizaci plynného dielektrika [6]

1.4 Mechanismy ionizace

Jak již bylo řečeno, ionizace je tedy mechanismus, kterým se neutrální atom rozdělí na volný elektron a kladný iont. K ionizaci atomu plynu dochází v případě, kdy dodáme dostatečně velké množství takzvané ionizační energie. Existuje několik typů ionizace, ke kterým může v plynu dojít. Jedná se o ionizaci nárazovou, povrchovou, tepelnou a fotoionizaci. Pro nárazovou a fotoionizaci může nastat i ionizace postupná, což znamená, že v případě nedostatečné kinetické energie ionizující částice bude ionizace neutrálního atomu dokončena nárazem další částice. [1] [5] [2]

1.4.1 Nárazová ionizace

Během nárazové ionizace dochází po srážce s ionizující částicí k uvolnění elektronu z neutrálního atomu plynu. Ionizující částicí může být elektron či iont s dostatečnou kinetickou energií, získanou jeho urychlením působícím elektrickým polem. Nárazovou ionizaci mohou však způsobit i rychlé α a β částice. Nárazem ionizující částice a neutrálního atomu, respektive působením jejich silových polí, se změní jejich dráha a rychlost, přičemž během nepružné srážky se část kinetické energie ionizující částice přemění na potenciální energii vazebních elektronů atomového obalu. To se projeví nabuzením či ionizací atomu plynu. Ionizačním činitelem způsobujícím nárazovou ionizaci v atmosférickém vzduchu je plyn radon, který se rozpadá a způsobuje ve svém okolí nárazovou ionizaci. [1] [5] [2]



Obrázek 3 Situace před a po nepružné srážce dvou částic [1]

Situaci zobrazenou na Obrázku 3 je možno popsat následující rovnicí zachování hybnosti: [1]

$$m \cdot v = m \cdot v' + M \cdot v_M \quad (3)$$

V případě, že ionizující částicí o hmotnosti m je elektron, ionizovanou částicí o hmotnosti M atom plynu, a platí $m \ll M$, je potřebná velikost ionizační energie W_i dána vztahem : [1]

$$\frac{1}{2} \cdot m_e \cdot v_e^2 \geq W_i \quad (4)$$

Kde W_i je ionizační energie (J)

m_e je hmotnost ionizující částice (kg)

v_e je rychlost ionizující částice ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)

Pokud však bude ionizující částicí namísto elektronu iont, a hmotnost ionizující a ionizované částice budou tedy stejné, je potřebná velikost ionizační energie W_i dána vztahem: [1]

$$\frac{1}{2} \cdot m_i \cdot v_i^2 \geq 2 \cdot W_i \quad (5)$$

Kde m_i je hmotnost ionizující částice (kg)

v_i je rychlost ionizující částice ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)

Vzhledem k tomu, že potřebná ionizační energie je v případě iontu jako ionizující částice dvojnásobná, jsou ionizujícími částicemi při nárazové ionizaci výhradně elektrony. [1]

Pro nárazovou ionizaci charakterizujeme ionizační číslo α , které vyjadřuje počet elektronů vzniklých nárazovou ionizací jedním elektronem na jednotce délky. [1] Ionizační číslo α závisí na energii získané elektronem na jeho střední volné dráze λ . Pro vyjádření ionizačního čísla však musíme předpokládat splnění tří podmínek: [1] [2]

1. Elektron ionizuje při dosažení ionizační energie
2. Neutrální částici předá celou energii W_e
3. Elektron se pohybuje ve směru elektrického pole

1.4.2 Fotoionizace

Tento typ ionizace spočívá v pohlcení fotonu neutrální částicí. Ve vzduchu fotoionizace nastává působením rentgenových paprsků, zářením γ vycházejícím ze solí rádia rozptýlených v zemské kůře či kosmickým zářením. Fotoionizace rovněž nastává jako sekundární proces během výbojů v plynech, kde nabuzené atomy plynu vyzáří fotony, které mohou ionizovat jiný atom. [1] [5] [2]

Pro fotoionizaci musí být splněna následující podmínka: [2]

$$h \cdot f \geq W_i \quad (6)$$

Kde h je Planckova konstanta ($6,625 \cdot 10^{-34}$ J·s)

f je frekvence záření (Hz)

W_i je ionizační energie (J)

Pro výpočet délky vlny, při níž může ionizace nastat tedy platí: [2]

$$\lambda \leq \frac{h \cdot c}{W_i} = \frac{123 \cdot 10^{-8}}{W_i} \quad (7)$$

Kde λ je vlnová délka (m)

c je rychlost světla ($m \cdot s^{-1}$)

1.4.3 Tepelná ionizace

Vlivem vysokých teplot je střední rychlost tepelného pohybu neutrálních částic velmi velká, což vede k tomu, že významná část srážek částic vede k ionizaci plynu a tím tedy k tvorbě volných nosičů elektrického náboje. [2]

Tepelné záření při nízkých teplotách vyvolá pouze ionizaci postupnou: [1]

$$\frac{3}{2} \cdot k \cdot T > W_i \quad (8)$$

Kde k je Boltzmannova konstanta ($1,37 \cdot 10^{-23}$ J·K⁻¹)

T je absolutní teplota (K)

V plynech s vysokou teplotou nastávají následující případy: [2]

1. Ionizace při srážkách molekul plynu s velkou kinetickou energií.
2. Fotoionizace tepelným zářením plynu.
3. Ionizace srážkami molekul plynu s elektrony vzniklými při předchozích procesech

1.4.4 Povrchová ionizace

Je proces, při kterém dochází k ionizaci uvolňováním elektronů z povrchu elektrod. Povrchová ionizace nastává například při ozáření jiskřiště ultrafialovým zářením, následkem čehož dochází ke snížení zpoždění výboje. Jedná se o specifický typ ionizace plynů, jelikož protékající proud závisí na použitém kovu elektrod, a ne vodivosti charakteristické pro daný plyn nacházející se mezi těmito elektrodami. Chceme-li docílit uvolnění elektronů z povrchu elektrod, je nutné dodat taktovanou výstupní práci, což provádíme následujícími způsoby: [1] [5] [2]

- Zahřátím elektrod (termoemise)
- Bombardováním povrchu kovu částicemi s dostatečně velkou energií
- Ozařováním povrchu kovu krátkovlnným zářením
- Působením silného vnějšího elektrického pole

1.4.5 Deionizační pochody

Ionizační procesy probíhají zároveň s procesy vedoucím k zániku elektricky nabitých částic, tedy s pochody opačného charakteru. Tyto opačné pochody nazýváme deionizační, a konkrétně se jedná o rekombinaci a difúzi. [1] [4] [5]

Difúze je proces, kdy v plynu dochází k úbytku volných nosičů elektrického náboje (iontů), jelikož odcházejí mimo výbojový prostor. Difúzních pochodů se však účastní nejen ionty, ale i elektricky neutrální částice, což způsobuje odvod tepla, a hraje významnou roli při deionizaci. [1] [4]

Rekombinace nastává při spojení dvou elektricky opačně nabitých částic a znovuvytvoření elektricky neutrálního atomu. Rekombinaci můžeme rozdělit podle toho, kde nastává. První možností je rekombinace prostorová, ke které dochází ve výbojovém prostoru srážkou a splynutím dvou částic opačných polarit. Dále může docházet k rekombinaci na okraji výbojového prostoru, kde elektricky nabitá částice narazí na stěnu (či rozhraní s okolním prostředím) s částicemi elektricky opačné polarity. Třetí možností je rekombinace na elektrodách, v některé literatuře nazývána neutralizace, kdy se po splynutí kladného a záporného iontu nebo elektronu elektricky neutrální atom vrací do výbojového prostoru mezi elektrodami. Během rekombinace na elektrodách neboli neutralizaci, dochází k zahřátí elektrod, což přispívá k termoemisi. [1] [4] [8]

Pro rekombinaci platí následující rovnice: [1] [5]

$$-\frac{dN^+}{dt} = -\frac{dN^-}{dt} = \rho \cdot N^+ \cdot N^- \quad (9)$$

Kde N^+ , N^- jsou koncentrace kladných a záporných iontů (m^{-3})

ρ je koeficient rekombinace ($\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$)

Za předpokladu stejné koncentrace kladných a záporných částic je závislost poklesu koncentrace iontů N na čase t z počáteční hodnoty N_0 dána: [1] [5]

$$N = \frac{N_0}{1 + \rho \cdot N_0 \cdot t} \quad (10)$$

Kde N_0 je počáteční hodnota koncentrace volných nosičů náboje (m^{-3})

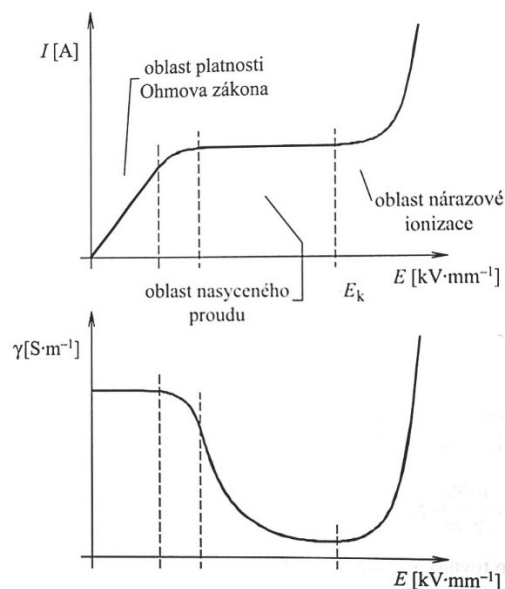
t je čas (s)

1.5 Elektrické vlastnosti základních plynných izolantů

Mezi základní plynné izolanty významné pro vysokonapěťovou techniku patří vzduch, který se skládá převážně z molekul dusíku a kyslíku, dále malého množství atomů vzácných plynů, molekul kysličníku uhličitého, kyseliny uhličitě a případně ozónu. Vzduch také obsahuje určitou koncentraci vodní páry či mlhy, dále i ve formě prachu vlákna a minerální látky. Z pohledu nosičů elektrického náboje obsahuje vzduch neutrální molekuly, elektrony, a kladné i záporné ionty výše zmíněných plynů. Za běžného stavu obsahuje vzduch 10^9 m^{-3} iontů, a jen málo elektronů. Počet iontů ve vzduchu se mění dle polohy na Zemi, působící ionizace a tlaku. Suchý vzduch má při $20 \text{ }^\circ\text{C}$ koeficient rekombinace $1,52 \cdot 10^{-12} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$. [1] [2]

Elektrické vlastnosti a chování plynných izolantů můžeme do určité míry popsat takzvanou voltampérovou charakteristikou, kterou můžeme vidět na první části Obrázku 4. Jedná se o závislost elektrického proudu I na intenzitě působícího elektrického pole E . Konkrétně uvažujeme deskový kondenzátor se dvěma elektrodami o ploše S a vzájemné vzdálenosti d s plynným dielektrikem. Po připojení stejnosměrného napětí na elektrody mezi nimi začne protékat elektrický proud jehož průběh závislosti na intenzitě elektrického pole lze odvodit na základě rovnováhy mezi vznikajícími a zanikajícími nosiči elektrického náboje. Zánik volných nosičů elektrického náboje je způsoben deionizačními pochody, především tedy rekombinací prostorovou a neutralizací na elektrodách. [1] [5]

Oblast platnosti Ohmova zákona znamená, že při nízkých hodnotách intenzity lze pro plyn použít obdobu Ohmova zákona. S růstem intenzity pole začne nad prostorovou převažovat rekombinace na elektrodách a proudová hustota dosáhne svého maxima, což má za následek přechod do oblasti nasyceného proudu neboli oblasti, ve které v praxi vzduch používáme jako izolant. Za normálních podmínek je hodnota nasyceného proudu vzduchu pozorovatelná v rozmezí intenzit elektrického pole od $0,7 \cdot 10^{-6}$ do $1 \text{ kV} \cdot \text{mm}^{-1}$. Pokud intenzita elektrického pole vzduchu překročí kritickou úroveň blížíci se $E_k = 1 \text{ kV} \cdot \text{mm}^{-1}$, začne probíhat nárazová ionizace, a vzduch následně ztrácí své elektroizolační vlastnosti. V příslušné oblasti charakteristiky můžeme tudíž vidět exponenciální nárůst proudu. [1] [5]



Obrázek 4 Voltampérová charakteristika plynných izolantů a napěťová závislost jejich konduktivity [5]

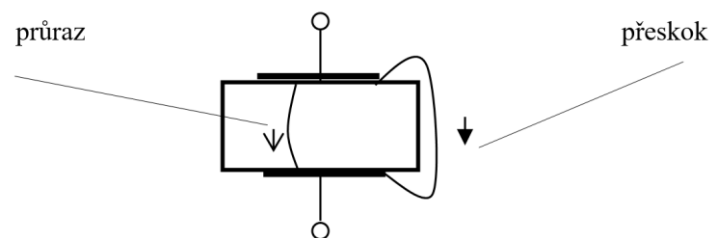
V druhé polovině Obrázku 4 je vyobrazena napěťová závislost konduktivity vzduchu. Oblast platnosti Ohmova zákona a nasyceného proudu odpovídá nesamostatné vodivosti, oblast nárazové ionizace vodivosti samostatné. [5]

1.6 Elektrická pevnost

Jedná se o veličinu charakterizující daný materiál z hlediska jeho schopnosti izolovat, tedy od sebe elektricky oddělovat místa s různými elektrickými potenciály, a tak bránit průchodu elektrického proudu. Zásadní roli hrají okolní podmínky a intenzita působícího elektrického pole. Pokud přiložené napětí, respektive intenzita působícího elektrického pole překročí určitou kritickou mez charakteristickou pro daný materiál za konkrétních podmínek, dojde k nárůstu koncentrace volných nosičů elektrického náboje, což má za následek prudký pokles izolačních schopností. Proces končí vznikem dokonale elektricky vodivého spojení původně izolovaných míst s různými potenciály. Tato vodivá cesta se nazývá výboj. [5] [1]

Podle skupenství materiálu, ve kterém došlo k výboji rozlišujeme pojmy průraz a přeskok. Průraz uvádíme pro případ pevných izolantů, kdy výboj prochází daným izolantem. Průraz je obvykle spojen s výraznými degradačními účinky a trvalým zhoršením izolačních schopností materiálu. Degradace je způsobena vznikem a následným hořením elektrického oblouku, což je jev doprovázený velice vysokými teplotami, ionizačními procesy a intenzivním zářením. [5] [1]

Přeskok uvádíme zase v případě kapalných a plyných izolantů, nebo pokud ke vzniku výboje došlo na podélném rozhraní pevného a kapalného nebo plyného izolantu, viz. Obrázek 5. Důležitým rozdílem oproti průrazu je v tom, že při přeskoku nedochází k trvalému zhoršení izolačních schopností, ale pouze dočasnému. Důvodem je schopnost plyných a kapalných izolantů regenerovat svou elektrickou pevnost. [5] [1]



Obrázek 5 Průraz a přeskok [1]

Oba případy jsou doprovázeny okamžitým poklesem napětí na elektrodách a nárůstem proudu. Oné kritické hodnotě napětí, při které dochází k průrazu či přeskoku říkáme průrazné napětí U_p (kV). Jeho velikost závisí na druhu a rozměrech izolantu, tvaru elektrického pole, časovém průběhu elektrického namáhání a době působení napětí na daný izolant. Výrazný vliv má rovněž teplota, vlhkost, znečištění a tlak. [5]

Elektrickou pevnost značíme E_p (kV/mm), a lze ji v případě lineárního přepočítání na tloušťku izolantu d (mm) v místě průrazu či přeskoku zapsat: [5]

$$E_p = \frac{U_p}{d} \quad (11)$$

Pro případ homogenního pole představuje elektrická pevnost hodnotu intenzity elektrického pole, při kterém dojde k průrazu či přeskočení. V případě nehomogenního pole je její přesnou hodnotu obtížné stanovit, jelikož silně závisí na podmínkách při měření. Mezi tyto podmínky mimo jiné patří rozměry, homogenita a struktura materiálu, tvar elektrického pole a jeho frekvence, i teplota izolantu a jeho okolí. [5]

Rozlišujeme elektrickou pevnost střídavou, impulzní a stejnosměrnou. Při použití střídavého napětí se průrazné napětí udává v efektivních či vrcholových hodnotách. Impulzní pevnost zjišťujeme příkladem takzvaného rázového napětí, přičemž tvar rázové vlny může být například 1,2/50 (doba čela vlny 1,2 μ s a doba do poklesu napětí na poloviční hodnotu 50 μ s). Stejnosměrná elektrická pevnost může být oproti střídavé až dvojnásobná. [5]

1.7 Stupeň homogenity pole

Jelikož se v reálných podmínkách zcela homogenní pole nevyskytuje, je nutné stanovit měřítko, vyjadřující nakolik se dané pole elektrod blíží poli homogennímu. K tomuto popisu polí slouží stupeň homogenity η , který je definován následujícím vztahem: [1]

$$\eta = \frac{E_h}{E_m} = \frac{U}{d \cdot E_m} \quad (12)$$

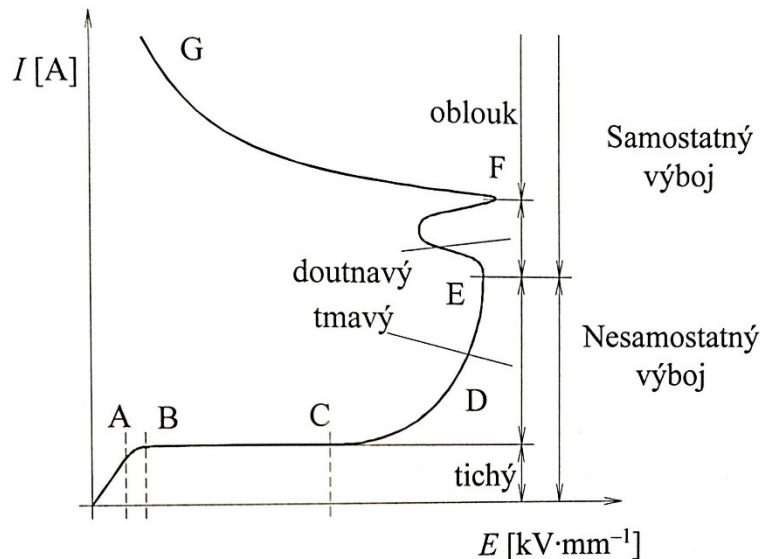
Kde E_m je hodnota maximální intenzity daného pole a intenzita homogenního pole E_h je rovna podílu napětí U a nejmenší doskové vzdálenosti d . [1]

Stupeň homogenity η nabývá hodnot od 1 do 0, přičemž zcela homogenní pole má stupeň homogenity roven jedné a stupeň homogenity pro silně nehomogenní pole se blíží nule. [1]

1.8 Výboje v plynech

Jak již bylo řečeno výše, výboj je elektricky vodivé spojení původně izolovaných míst s různými potenciály, které podle doby trvání rozdělujeme na výboje přechodné a ustálené. Ustálené výboje dále dělíme na nesamostatné a samostatné, přičemž hlediskem pro toto rozdělení jsou podmínky vzniku a udržení výbojové dráhy. Voltampérová charakteristika s vyznačením oblastí samostatných a nesamostatných výbojů je znázorněna na Obrázku 6. [5][7][4]

Formálně se každý výboj skládá z elektrod a prostoru mezi nimi vyplněným plynem, ve kterém výbojové procesy probíhají a utváří se v něm sloupec výboje. Tento prostor mezi elektrodami je u většiny výbojů vyplněn plazmatem elektrického výboje. Parametry určující vlastnosti daných elektrických výbojů jsou: napětí na elektrodách, proud tekoucí výbojovou dráhou, tlak ve výbojové dráze, elementární procesy probíhající ve výbojové dráze, způsob chlazení plazmatu, chemické složení plazmatu výboje, tvar a materiál elektrod. Uvedené parametry určují další charakteristické vlastnosti elektrických výbojů: průměr výbojové dráhy, vlastnosti anodového a katodového prostoru, průběh napětí podél osy plazmatu, teplotu elektronů a iontů (molekul tvořících plazma). Parametry výbojů jsou vzájemně závislé, a změna jednoho má za následek změnu dalších. Například napětí na elektrodách je závislé na proudu tekoucím výbojovou dráhou, velikost proudu dále závisí na chemickém složení a tlaku prostředí atd. Závislost napětí mezi elektrodami na proudu protékajícím výbojem nazýváme charakteristikou výboje. [7][4][5]



Obrázek 6 Úplná voltampérová charakteristika plynného izolantu [5]

1.8.1 Nesamostatné výboje

Jako nesamostatné označujeme výboje, které pro svůj vznik a udržení vyžadují vnější ionizační činitele jako jsou například zdroje záření či externí zdroje elektronů. V případě, že ionizační činitele přestanou působit, nesamostatný výboj zaniká. Na Obrázku 6 nesamostatným výbojům odpovídá úsek C až E. [2][5]

Mezi výboje nesamostatné se řadí Townsendovy výboje, které se zejména tvoří při nízkých tlacích a malých hustotách proudu, kde nenastává buzení atomů provázené světelným zářením. Vzhledem k absenci světelného projevu výboje jsou také někdy nazývány jako temné výboje. [2][5]

1.8.2 Samostatné výboje

Výboje samostatné mají pouze vlastní zdroj, jehož hodnota elektrického napětí je dostatečná k tomu, aby vytvořila volné nosiče náboje a uvedla je do pohybu. Jinými slovy na rozdíl od výbojů nesamostatných již nepotřebují vnější ionizační činitele. Nesamostatný výboj přechází v samostatný ve chvíli, kdy zvyšované napětí dosáhne kritické hodnoty U_p a hodnota proudu se velmi rychle zvýší. Úsek E až G na Obrázku 6 odpovídá výbojům samostatným. [5][2][1]

Existence samostatných výbojů je především vázána na nárazovou ionizaci atomů plynu a na uvolnění elektronů při nárazu kladných iontů na zápornou elektrodu. V případě, že vlivem elektrického pole dosáhne nosič určité kritické rychlosti, získá tím jistou kinetickou energii, a při nárazu na neutrální atom plynu může z jeho elektronového obalu uvolnit jeden elektron. Pro potřebnou ionizační energii platí vztah (4). [6][5]

Pokud vyjdeme z již zmíněného a definovaného ionizačního čísla α , jeden elektron při postupu na dráze dx vytvoří $\alpha \cdot dx$ nových elektronů. Vstoupí-li n elektronů do vrstvy plynu o tloušťce dx , pro tento přírůstek platí: [6][5]

$$dn = \alpha \cdot n \cdot dx \quad (13)$$

Po integraci získáme: [6][5]

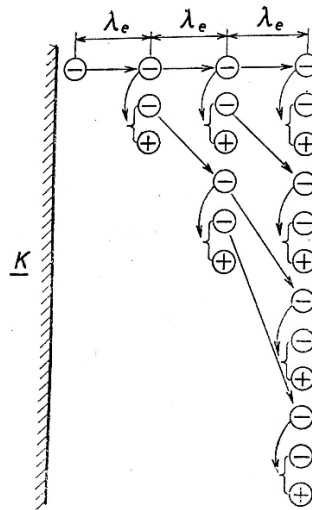
$$n(d) = n(0) \cdot e^{\alpha \cdot d} \quad (14)$$

Kde $n(0)$ je počet elektronů uvolněných na katodě vlivem ionizačního činitele (m^{-3})

$n(d)$ je počet elektronů, které dospěly k anodě (m^{-3})

d je vzdálenost elektrod (m)

Vlivem nárazové ionizace tedy každý elektron při uražení vzdálenosti x vytvoří $e^{\alpha x}$ nových elektronů. Počet elektronů takto velmi rychle roste, jelikož každý nově vzniklý dále přispívá k ionizaci. Vznik této takzvané elektronové laviny je znázorněn na Obrázku 7, kde lze vidět z katody uvolněný elektron, který nárazy ionizuje neutrální atomy či molekuly. Po vzniku nového elektronu a kladného iontu nový elektron na své cestě k anodě ionizuje další neutrální atomy, zatímco vzniklé kladné ionty se pomalu pohybují směrem ke katodě a tyto jevy nadále neovlivňují. Jakmile dosáhne počet tímto způsobem vzniklých elektronů jisté hodnoty, náboj se tím může stabilizovat a výboj se tím stane samostatným. Podmínku pro samostatný výboj lze tedy vyslovit i tak, že každý elektron emitovaný na katodě musí na své dráze vytvořit tolik iontů, aby ty na katodě uvolnily zase nejméně jeden další elektron. [6]



Obrázek 7 Mechanismus vzniku elektronové laviny [6]

Je však nutno zdůraznit, že elektronová lavina je výboj nesamostatný, neboť zanikne, pokud přestane působit vnější ionizační činitel. Bavíme se tedy o oblasti C až D Obrázku 6. V části charakteristiky D–E dochází k odchýlkám mezi výsledky teoretickými a experimentálně získanými. Za účelem vysvětlení těchto odchylek bylo zavedeno ionizační číslo β . Jelikož jsou v oblasti D–E, důsledkem způsobované povrchové emise elektronů z katody, kladné ionty příčinou prudkého nárůstu proudu, je tento příspěvek charakterizován ionizačním číslem γ . Ionizační číslo γ tedy vyjadřuje počet elektronů uvolněných dopadem kladného iontu na katodu. [1] [5]

Do oblasti samostatných výboj přechází v případě překročení určité meze intenzity vnějšího elektrického pole. Nastává tehdy kvalitativní zvrát vyjádřený podmínkou existence samostatného výboje: [5][1]

$$1 \leq \gamma \cdot (e^{\alpha \cdot d} - 1) \quad (15)$$

Kde γ, α jsou ionizační čísla
 d je vzdálenost elektrod

Tato podmínka existence samostatného výboje má následující fyzikální význam: [5]

- Výraz $(e^{\alpha \cdot d} - 1)$ udává počet vytvořených kladných iontů jedním elektronem emitovaným z katody
- Součin $\gamma \cdot (e^{\alpha \cdot d} - 1)$ udává počet elektronů uvolněných ionty z povrchu katody

Proud se pak může udržet i bez vnějšího ionizačního činitele, a napětí, při kterém samostatný výboj vzniká, nazýváme počátečním napětím výboje. V homogenním elektrickém poli, případně v poli od homogenního málo odlišného, počáteční napětí ztotožňujeme s napětím přeskokovým. V silně nehomogenních polích počáteční napětí chápeme jako napětí, při kterém se objevuje tzv. koróna. [2][5]

1.9 Mírně a silně nehomogenní pole

Jako mírně nehomogenní pole uvažujeme pole se stupněm homogenity η blížícím se jedné, a pro které je možné průrazné napětí určit z průrazného napětí v poli homogenním a stupně homogenity. Platí tedy následující vztah: [1]

$$U_{nehomogenní} = \eta \cdot U_{homogenní} \quad (16)$$

A rovněž platí zákon podobnosti výbojů: „Při konstantní teplotě je průrazné napětí v geometricky podobných uspořádáních stejné, mění-li se tlak v obráceném poměru s geometrickými rozměry.“ Zatímco u homogenních polí uvažujeme, že jsou si tato dvě napětí rovna, u nehomogenních polí rozlišujeme počáteční napětí samostatného výboje U_0 od napětí průrazného U_p . Rozdíl je v tom, že U_0 vyjadřuje napětí, při kterém vzniká samostatný částečný výboj, který se nerozšíří po celé vzdálenosti mezi elektrodami, zatímco U_p vyjadřuje hodnotu přeskokového napětí neboli napětí jiskry. [1] [2]

Silně nehomogenní pole má stupeň homogenity blížící se nule, a začíná se projevovat vliv polarity způsobený rozdílnou pohyblivostí kladných iontů a záporných částic. Příkladem silně nehomogenního pole je uspořádání elektrod hrot – deska, přičemž platí následující relace pro polaritu napětí vztáženou ke hrotu: [1]

$$U_{p+} < U_{p-} \quad \text{a} \quad U_{o+} > U_{o-} \quad (17)$$

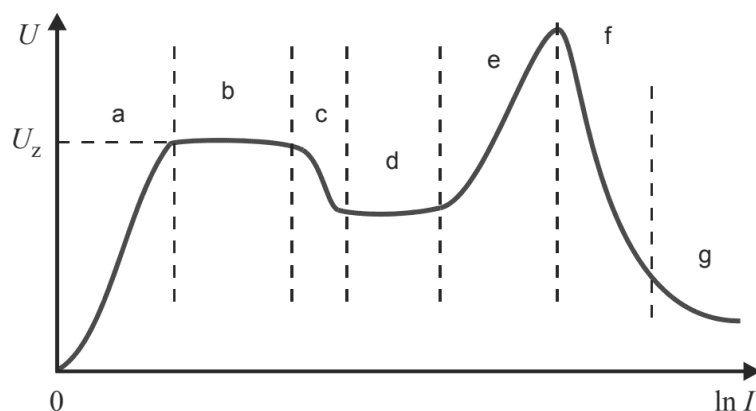
Kde U_{p+}, U_{p-} jsou napětí průrazná
 U_{o+}, U_{o-} jsou počáteční napětí samostatného výboje

V případě kladné polaroty hrotu zeslabí kladný náboj pole v blízkosti hrotu, a zvýšená intenzita pole u desky usnadní vznik takzvaných kladných strimérů. Pokud je polarita hrotu záporná, kyslík zachycuje elektrony s malou energií, a záporné ionty vytvoří záporný prostorový náboj. Kolem hrotu se nahromadí kladný prostorový náboj, což zabraňuje rozvoji lavin. [1]

1.10 Rozdělení typů výbojů

Po definování elektrických výbojů je nutno objasnit konkrétní druhy výbojů, jejich vlastnosti a jak na sebe navazují. Pro tento účel je rovněž uveden Obrázek 8, ze kterého je patné rozdělení křivky V-A diagramu na následující části: [9]

- Část *a* znázorňuje výboj nesamostatný, při kterém prochází jen nízká hodnota elektrického proudu. [9]
- Část *b* je charakteristická pro temné Townsendovy výboje projevující se prskáním, šuměním a syčením bez emise viditelného záření. [9]
- Část *c* představuje oblast koróny. [9]
- Část *d* je oblastí normálního doutnavého výboje, při kterém je hustota proudu nízká, a katoda i plyn ve výbojové dráze zůstávají chladné. [9]
- Část *e* znázorňuje případ takzvaného anomálního doutnavého výboje, kdy je vyšší proudová hustota i teplota katody. [9]
- Část *f* přísluší jiskrovému výboji, při kterém napětí mezi elektrodami prudce klesá důsledkem jejich propojení vysoce vodivým jiskrovým kanálem. [9]
- Část *g* odpovídá obloukovému výboji, jinými slovy elektrickému oblouku. [9]

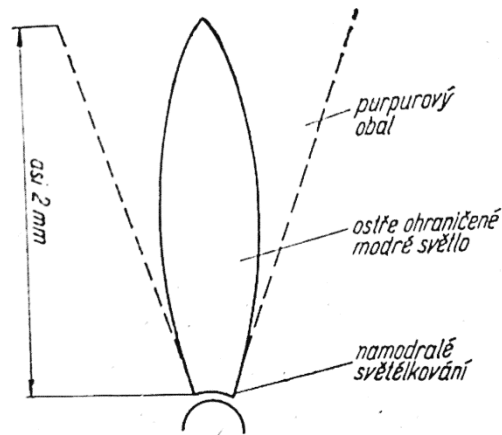


Obrázek 8 Druhy elektrických výbojů [9]

1.10.1 Koróna

Koróna je typem neúplného samostatného výboje vznikajícího za atmosférického tlaku, jehož hlavní podmínkou vzniku je nehomogenní elektrické pole ve výbojové dráze. Takové pole vzniká v okolí elektrod s malým poloměrem křivosti povrchu, konkrétně poměr vzdálenosti elektrod a nejmenšího poloměru zakřivení musí být větší než 25. [1] [2] [7]

Plazma korónového výboje obvykle tvoří tenkou vrstvu kolem elektrody s malým poloměrem zakřivení. Vzroste-li na elektrodách napětí na hodnotu několikrát vyšší než počáteční napětí, plazma se rozšíří až k druhé elektrodě, nastává průraz, a korónový výboj přechází v jiskru či oblouk. Pro korónu je charakteristická modrofialová světélkující vrstva doprovázená šuměním a praskáním. Dle Whiteheada je skutečný průměr korónové vrstvy kolem drátu až 1,9krát větší než průměr viditelný okem, přičemž neviditelné oblasti vysílají pouze ultrafialové záření. [1] [2] [7]



Obrázek 9 Schématické znázornění koróny [7]

Za zmínku stojí to, že rozhodující vliv na korónu má mimo jiné stav povrchu elektrod, tedy nečistoty či nerovnosti povrchu. Chceme-li určit konkrétní hodnotu počátečního napětí koróny, je tedy nutno dosáhnout hladkých a čistých elektrod za přesně určeného tvaru pole, druhu a hustoty plynu, a vlhkosti. Dle polarity elektrod rozlišujeme mechanismy koróny následovně: [1] [2] [7]

- Pro případ záporné elektrody vstupují elektrony ze svítící vrstvy do oblasti vnější, kde rychle tvoří záporné ionty a kladné ionty putující k elektrodě se neutralizují. [1] [2]
- U kladné polarity elektrody přechází kladné ionty vrstvy do vnější oblasti, a elektrony vstupují do vodiče. [1] [2]

Jelikož koróna nepotřebuje ke své existenci vnější zdroj nosičů náboje, jedná se o výboj samostatný, od ostatních samostatných výbojů odlišný v tom, že nepotřebuje stabilizační rezistor jako ostatní výboje. Jeho funkci přebírají okrajové vrstvy koróny. Vlivem ionizování vzduchu korónou vzniká ozón, jenž přispívá ke korozi zařízení, na kterém koróna vzniká. Rovněž je zdrojem širokého spektra elektromagnetického rušení. Na vodičích dálkových vedení způsobuje ztráty elektrické energie, a je nežádoucí například ve vzduchových mezerách pod porcelánovými tělesy průchodek či bleskojistek. Naopak své využití má koróna například u elektrických odlučovačů, které slouží k odlučování tuhých a kapalných částic ze vzduchu, čímž brání znečišťování ovzduší. Dále v případech vzniku přepětí na vedení napomáhá k jeho tlumení. [1] [2] [4] [7]

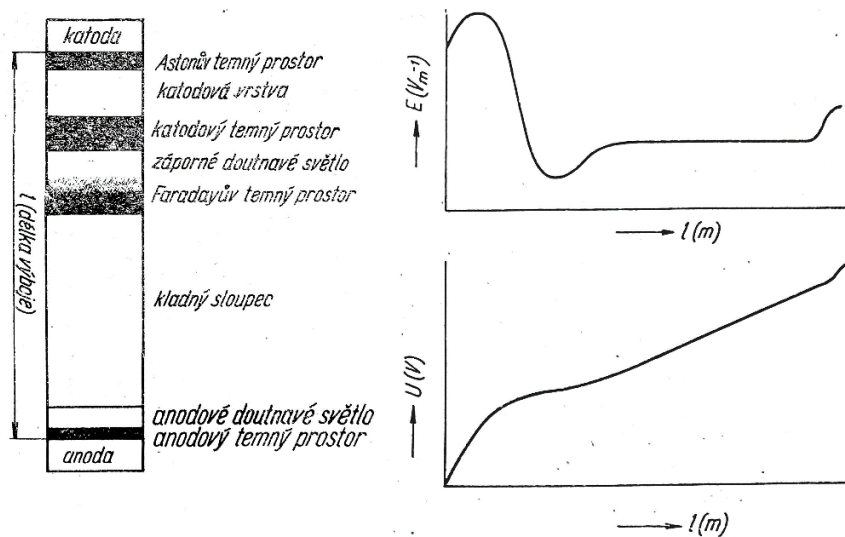
Zvláštním typem koróny je takzvaná ultrakoróna, což je výboj vznikající v případě velmi tenkého drátu s konstantním nebo pomalu se měnícím kladným potenciálem a protielektrody malé křivosti. Ultrakoróna při střídavém napětí brání přeskoku, jelikož potlačuje vznik trsů. Využívá se u zvláště vysokého napětí pro zvýšení přeskokového napětí. [1][2]

1.10.2 Doutnavý výboj

Doutnavý výboj je výbojem samostatným, vznikajícím ve výbojové trubici za tlaku nižšího než atmosférického a při dostatečné hodnotě zápalného napětí mezi elektrodami. Velikost proudové hustoty má za následek vznik prostorových nábojů způsobujících nehomogenitu elektrického pole ve výbojové dráze a rozdělení potenciálu v prostoru mezi elektrodami na typické vrstvy zobrazené na Obrázku 10. Na Obrázku 10 je rovněž uveden průběh potenciálu a intenzity elektrického pole doutnavého výboje. [7] [8]

Pro vznik doutnavého náboje musí napětí mezi elektrodami dosáhnout alespoň hodnoty zápalného napětí. Po zapálení doutnavého výboje napětí klesne na ustálenou hodnotu takzvaného hořícího napětí. Posledním charakteristickým napětím doutnavého výboje je napětí zhasací neboli hodnota napětí, při kterém dochází k zániku výboje. Hodnoty těchto napětí jsou dány materiálem a tvarem elektrod, jejich vzdáleností, tvarem výbojové trubice, hustotou a chemickým složením výbojové dráhy a velikostí stabilizačního rezistoru. [7] [8]

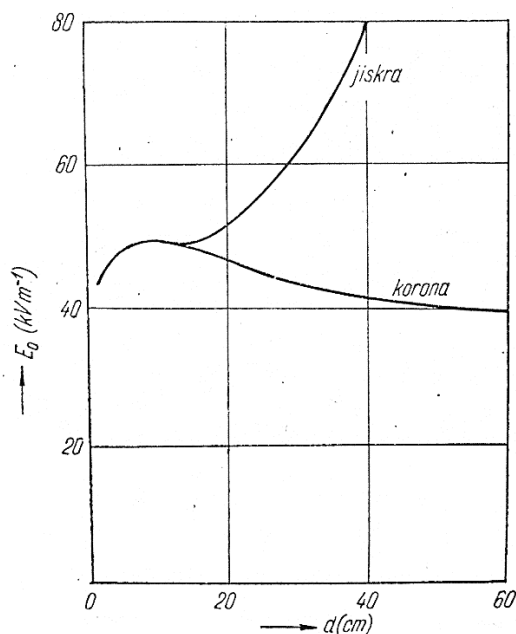
Jak již bylo zmíněno, doutnavé výboje rozdělujeme na normální a anomální. Při normálním doutnavém výboji světélkování pokrývá pouze část katody, zatímco u anomálního světélkuje celý povrch katody a roste i úbytek na katodě. Barva vyzařovaného světla je dána především náplní výbojové trubice a částečně i materiálem elektrod.[7] [8]



Obrázek 10 Schématické znázornění vzhledu doutnavého výboje, průběh intenzity elektrického pole a potenciálu ve výboji v závislosti na délce výboje [7]

1.10.3 Jiskrový výboj

Jiskrový výboj, někdy označován pouze jako jiskra, je typem samostatného výboje vznikajícího při tlaku atmosférickém či vyšším, a poměrně vysokém napětí mezi elektrodami. V homogenním, či téměř homogenním poli vzniká ve chvíli, kdy přiložené napětí překročí hodnotu počátečního napětí samostatného výboje. V případě nehomogenního elektrického pole se může jiskrový výboj vyvinout z koróny, která je rovněž výbojem samostatným, avšak na rozdíl od jiskry je výbojem stabilním. Výbojem stabilním je myšlen výboj, který je možno udržet po libovolnou dobu. Jiskrový výboj je však stejně jako koróna nestacionárním výbojem, čímž rozumíme takový výboj, jehož parametry jsou časově závislé. [2] [7] [8]



Obrázek 11 Počáteční intenzita elektrického pole koróny a jiskry v závislosti na vzdálenosti elektrod [7]

Vzhledem je jiskrový výboj tvořen intenzivně svítícími, klikatými a rozvětujícími se tenkými nitkami či kanálky vznikajícími na elektrodách nebo v prostoru mezi nimi. Opticky se tedy jiskra jeví jako výboj nehomogenní. Tyto výbojové kanálky dosahují vysokých teplot, čímž v nich dochází k tepelné ionizaci, a mohou končit v prostoru, tím pádem všechny kanálky vycházející z jedné elektrody nemusí končit na elektrodě druhé. Přeskok jiskry je rovněž doprovázen výraznými akustickými projevy, způsobenými vytvořením rázové vlny při vzniku výbojové dráhy jiskry. [2] [7] [8]

Jelikož se jiskrový výboj jeví jako přechodná forma elektrického výboje v plynu, mohou po přiložení dostatečného napětí pro vznik jiskrového výboje nastat dva případy: [7] [8]

- Pokud má zdroj elektrické energie malý vnitřní odpor, přechází jiskra v obloukový výboj. [7] [8]
- V případě zdroje s velkým vnitřním odporem se při poklesu napětí důsledkem zatížení jiskrovým výbojem výboj přeruší, a obnoví se až po regeneraci zdroje napětí. [7] [8]

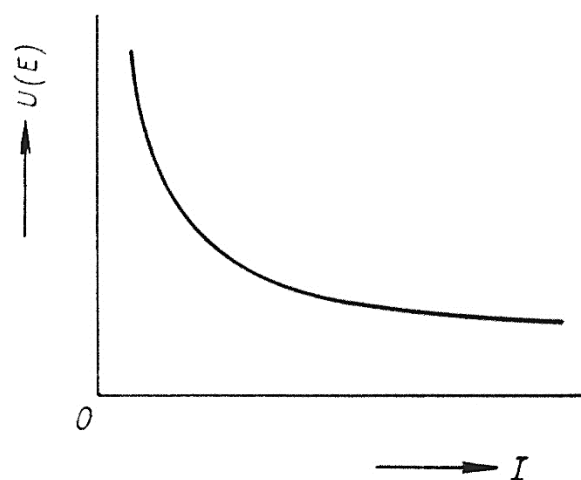
Jiskrový výboj nenastává okamžitě po přiložení dostatečné hodnoty napětí, nastává tedy určitá časová prodleva. Tuto prodlevu nazýváme dobou zpoždění výboje, a skládá se ze dvou částí. První částí je statistická doba zpoždění závislá na pravděpodobnosti výskytu náboje ve výbojové dráze a pravděpodobnosti vzniku ionizačního pochodu vytvářejícího elektrické náboje. Dobu zpoždění přitom můžeme snížit téměř na nulu ozářováním jiskřiště ultrafialovými paprsky nebo rentgenovým zářením s dostatečnou intenzitou. Statistická doba zpoždění má v praxi význam u malých, například kulových jiskřišť s poměrně homogenním polem. Druhou částí doby zpoždění výboje je takzvaná doba výstavby jiskry, což je doba od okamžiku, kdy jsou k dispozici počáteční elektrony a dochází k vytvoření první elektronové laviny, až do vybudování výboje, tedy do vzniku vodivé dráhy spojující obě elektrody. Tato doba závisí na parametrech výboje a projevuje se zvláště při dlouhých doskocích v nehomogenních polích. [2] [7]

1.10.4 Obloukový výboj

Přechod doutnavého výboje v oblouk nastává při překročení určité hodnoty napětí za tlaku nižšího než atmosférického, přičemž u tlaků vyšších obloukový výboj vzniká z výboje jiskrového. Rozdíl mezi výbojem jiskrovým a obloukovým je především doba jejich existence, přičemž obloukový výboj neboli elektrický oblouk, může teoreticky trvat libovolně dlouhou dobu, zatímco jiskra pouze velmi krátkou dobu. Za předpokladu, že podmínky v elektrickém obvodu neumožní přechod jiskry v oblouk, jiskra zaniká i bez zhašecího zařízení, zatímco u oblouku je pro jeho zánik nutný mechanický či elektromechanický zásah do jeho struktury. Pro zánik obloukového výboje tedy musí převážít pochody deionizační nad těmi ionizačními. [2] [4] [6]

Jedná o ostře ohraničený jasně svítící plynný útvar mezi elektrodami, tvořený plazmatem výboje, který je při bližším pohledu souměrný, přestože osou souměrnosti není přímka. Obloukový výboj se mimo jiné vyznačuje přenášením velkých proudů při malém napětí a vysokou teplotou katody, která je dána nárazy v katodovém prostoru urychlených kladných iontů na katodu. Volně přicházející kladné ionty v této tenké vrstvě před katodou získávají značnou kinetickou energii, kterou při dopadu na katodu odevzdají, což má za následek její ohřátí. V okolí anody se vytváří tzv. anodový prostor kde se soustřeďuje vlna elektronů na anodu, následkem čehož dochází k rozžhavení anody a následnému vysílání kladných iontů. [2] [4] [6]

Jeden způsob dělení elektrického oblouku je dle druhu napětí v obvodu, kdy rozlišujeme oblouk střídavý pro střídavé napětí a stejnosměrný oblouk pro napětí stejnosměrné. Stejnosměrný oblouk považujeme za statický a charakteristiku vyjadřující závislost napětí mezi elektrodami na obloukovém proudu vidíme na Obrázku 12. Zobrazený klesající charakter je dán zvětšováním průřezu oblouku při rostoucím proudu, kdy dochází i ke zvýšení teploty a vlivu tepelné ionizace. Střídavý oblouk lze popsat charakteristikou dynamickou, a je proměnný s časem. Dále obloukové výboje dělíme na oblouky nízkotlaké a vysokotlaké. Pro případ nízkotlakého oblouku jsou neutrální částice ionizovány především nárazy elektronů, tedy ionizací nárazovou. U vysokotlakého oblouku je vlivem vysokých teplot spojených s transportem nosičů elektrického náboje dominantní ionizace tepelná. [2] [4] [6]



Obrázek 12 Statická voltampérová charakteristika oblouku [2]

1.11 Paschenův zákon

Paschenův zákon říká, že průrazné napětí plynu U_p je v homogenním poli závislé pouze na součinu tlaku p a vzdálenosti elektrod d . [1] Průrazným napětím U_p , v některé literatuře označeným také jako napětí přeskokové, je zde myšlena kritická hodnota napětí, při které v plynu dochází k přeskoku. Grafickým vyjádřením Paschenova zákona je takzvaná Paschenova křivka neboli závislost průrazného (přeskokového) napětí U_p na součinu $p \cdot d$. Porovnání pokusně zjištěné a vypočtené Paschenovy křivky pro vzduch je uvedeno na Obrázku 13. [1] [2]

Paschenův zákon lze vyjádřit vztahem odvozeným z podmínky samostatného výboje: [1][2]

$$\alpha \cdot d = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) \quad (18)$$

Z upraveného vztahu pro ionizační číslo α je patrné, že α/p je funkcí E/p . Rovněž ionizační číslo γ je závislé na poměru E/p , neboť je funkcí energie v průměru získané kladným iontem na volné dráze před katodou. Píšeme tedy $\alpha/p = F(E/p)$ a $\gamma = G(E/p)$. Zároveň platí $E = U/d$, kde U je napětí mezi elektrodami. Na základě těchto úvah rovnici (18) upravíme následovně: [1][2]

$$p \cdot d \cdot F \left(\frac{U}{p \cdot d} \right) = \ln \left[1 + \frac{1}{G \left(\frac{U}{p \cdot d} \right)} \right] \quad (19)$$

Splňuje-li napětí tuto podmínku, nastává v homogenním poli plynu přeskok, a toto napětí nazveme napětím průrazným U_p . V rovnici (19) vystupuje tlak p a vzdálenost elektrod d pouze v součinu, z čehož za konstantní teploty v homogenním poli plyne závislost průrazného napětí plynu U_p na součinu tlaku a vzdálenosti mezi elektrodami. Z toho vyplývá zákonitost experimentálně zjištěna Paschenem ještě před vytvořením teorie nárazové ionizace: „Zvětšíme-li vzdálenost n -krát a současně tlak zmenšíme n -krát (nebo naopak), průrazné napětí se nezmění.“ [1][2]

Za předpokladu konstantního ionizačního čísla γ dosadíme do rovnice (18) za α výraz: [2]

$$\frac{\alpha}{p} = A \cdot e^{-\frac{A \cdot U_i \cdot p}{E}} = A \cdot e^{-\frac{B \cdot p}{E}} \quad (20)$$

Kde U_i je ionizační napětí

A, B jsou konstanty závislé na druhu plynu a na teplotě

Po dosazení tedy dostáváme místo rovnice (19) následující vztah: [2]

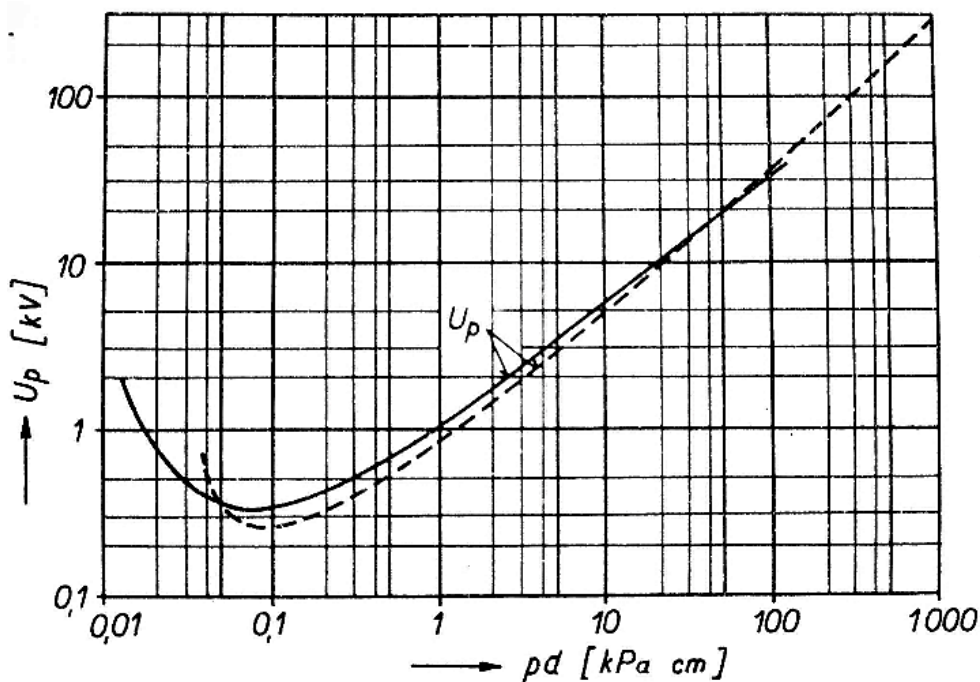
$$A \cdot p \cdot d \cdot e^{-\frac{B \cdot p \cdot d}{U}} = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) \quad (21)$$

Z čehož po úpravě získáme vztah označovaný jako Paschenův zákon: [1][2]

$$U_p = \frac{B \cdot p \cdot d}{\ln \frac{A \cdot p \cdot d}{\ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right)}} \quad (22)$$

Podle tohoto výrazu je na Obrázku 13 přerušovanou čarou sestrojena závislost průrazného napětí U_p na součinu $p \cdot d$ neboli vypočtená Paschenova křivka pro vzduch. [2]

1.11.1 Paschenova křivka



Obrázek 13 Pokusně zjištěná (plná čára) a vypočtená (přerušovaná čára) Paschenova křivka pro vzduch [2]

Při porovnání s experimentálně zjištěnou křivkou vynesenu na témže obrázku plnou čarou vidíme, že shoda experimentu s výpočtem je mimo oblast nízkých hodnot $p \cdot d$ dobrá. Tato výraznější odchylka v oblasti nízkých hodnot součinu $p \cdot d$ je částečně způsobena předpokladem konstantní hodnoty ionizačního čísla γ , kdy pro měděné elektrody byla použita hodnota $\gamma = 0,025$. V této oblasti však roste kinetická energie kladných iontů, jelikož poměr E_p/p je úměrný energii nahromaděné iontem na volné dráze, což má za následek i nárůst ionizačního čísla γ a zmenšení napětí U_p . [2]

Konstanty A a B , přičemž platí $B = A \cdot U_i$, jsou závislé na druhu plynu a na teplotě. Hodnoty $A = 109,5 \text{ l}/(\text{cm} \cdot \text{kPa})$ a $B = 2738 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{kPa})$ byly zvoleny Townsendem pro zlepšení shody výsledků rovnice (20) s experimenty, přestože pro omezený rozsah hodnot. Ačkoliv experimentálně zjištěná hodnota ionizačního napětí U_i je mnohem menší, zvolil Townsend pro vzduch $U_i = 25 \text{ V}$. Důvodem byl jeho předpoklad pravděpodobnosti ionizace roven jedné pro elektrony s kinetickou energií dosahující hodnoty ionizační práce, zatímco pokusy ukazují dosažení maxima pravděpodobnosti podstatně menšího u elektronů s energií výrazně vyšší. Mimo to zanedbal pravděpodobnost vzbuzení atomů elektrony a možnost získat kinetickou energii pro ionizaci za několik srážek po sobě. [2]

Z charakteristického tvaru Paschenových křivek na Obrázku 13 je patné, že průběh závislosti průrazného napětí na součinu $p \cdot d$ má své minimum. Toto minimum určíme derivováním rovnice (22) podle $p \cdot d$ a následným položením derivace rovné nule, čímž dostáváme: [2]

$$\ln \frac{A \cdot p \cdot d}{\ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right)} = 1 \quad (23)$$

Z toho dále: [2]

$$(p \cdot d)_{min} = \frac{e \cdot \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)}{A} \quad (24)$$

Následně získáme: [2]

$$U_{p \ min} = B \cdot (p \cdot d)_{min} \quad (25)$$

Případně také: [2]

$$E_{p \ min} = B \cdot p_{min} \quad (26)$$

Kde $E_{p \ min}$ je intenzita elektrického pole, při níž v prostoru mezi elektrodami nastává za nejpříznivějších podmínek pro ionizaci přeskok. [2]

Ve vzduchu minimum křivky U_p za atmosférického tlaku nastává při vzdálenosti elektrod v řádu 10^{-2} až 10^{-3} mm a dosahuje hodnot 335 až 350 V. Při vysvětlení minima křivky předpokládáme konstantní vzdálenost elektrod. [2]

V oblasti nízkých tlaků jsou volné dráhy dlouhé, tudíž velká část elektronů uvolněných z katody na své cestě k anodě vůbec nenaráží, tedy nepřispívá ke vzniku kladných iontů. Naopak při vysokém tlaku se elektrony srážejí s molekulami dříve, než na své dráze dosáhnou dostatečné hodnoty kinetické energie potřebné k ionizaci. [2]

Část křivky nalevo od jejího minima náleží velmi zředěným plynům, nikoli malým vzdálenostem. Natolik malé vzdálenosti mezi elektrodami nebereme v potaz, jelikož se v praxi nevyskytují. V této oblasti, tedy u tlaků nižších než 10^{-4} až 10^{-5} kPa volná dráha nabývá hodnot větších, než je samotná vzdálenost mezi elektrodami. Avšak výboje vznikají při jakémkoli zředění plynu, což u velmi nízkých tlaků naznačuje jiný mechanismus přeskoků. [2]

V části křivky napravo od minima, tedy při velkých vzdálenostech elektrod nebo velmi vysokých tlacích, dochází k podstatným odchylkám od Paschenova zákona, čímž též dávají podnět k jinému mechanismu přeskoků. [2]

1.11.2 Vliv teploty a teplotní korekce

V dosavadních úvahách a odvozeních se předpokládala konstantní teplota plynu 20°C neboli $T_0 = 293\text{ K}$. Chceme-li sledovat vliv teploty na průrazné napětí, je nutno uvažovat úměrnost střední volné dráhy na absolutní teplotě T , z čehož ve výrazu (20) plyne nepřímá úměrnost konstant A a B na T . Poté můžeme rovnici (22) upravit následovně: [1] [2]

$$U_p = \frac{B \cdot p \cdot d \cdot \frac{T_0}{T}}{\ln \frac{A \cdot p \cdot d \cdot \frac{T_0}{T}}{\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)}} = \Phi\left(\frac{p \cdot d}{T}\right) \quad (27)$$

Kde T_0 je výchozí teplota (K)

T je absolutní teplota (K)

Namísto p/T zavádíme pro vzduch poměrnou neboli relativní hustotu vzduchu δ , kdy platí: [2]

$$\delta = \frac{p}{p_0} \cdot \frac{T_0}{T} = 2,89 \cdot \frac{p}{T} \quad (28)$$

Kde $p_0 = 101,33$ kPa a $T_0 = 293$ K. Pak lze Paschenův zákon vyjádřit ve tvaru: [2]

$$U_p = \varphi(\delta \cdot d) \quad (29)$$

V oblasti velkých hodnot $\delta \cdot d$, například pro atmosférický tlak a vzdálenost elektrod v řádu centimetrů, je tato závislost téměř lineární, což při orientačních výpočtech pro vzduch v homogenním poli umožňuje počítat se střední hodnotou elektrické pevnosti 30 kV/cm. Závislost průrazného napětí U_p na $\delta \cdot d$ pak lze aproximovat vztahem: [1][2]

$$U_p = 1,36 + 30 \cdot \delta \cdot d \quad (30)$$

Avšak pro střídavé napětí vzorec platí pro vrcholovou hodnotu. [2]

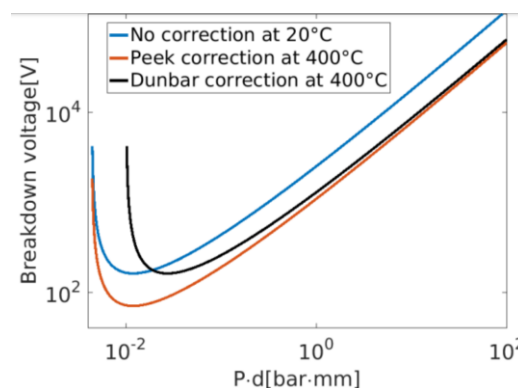
Za účelem lepší reprodukovatelnosti výsledků se naměřená průrazná napětí korigují na normální atmosférické poměry, mezi které patří atmosférický tlak, teplota 20 °C, a absolutní vlhkost 11 g/m³. Korekční činitel k_h respektující vliv tlaku a teploty je závislý na relativní hustotě vzduchu dané výrazem (28). Tato závislost relativní hustoty vzduchu a korekčního činitele v homogenním poli je vyjádřena v Tabulce 1, ze které je patrná rovnost $k_h = \delta$ pro hodnoty 0,95 až 1,05. [2]

Dle normy ČSN EN 60060-1 je korekce považována za spolehlivou pro $0,8 < k_h < 1,05$. [12]

Tabulka 1 Závislost relativní hustoty vzduchu a korekčního činitele k_h [2][3]

δ	0,70	0,75	0,80	0,85	0,90	0,95	1,00	1,05	1,10	1,15
k_h	0,72	0,77	0,82	0,86	0,91	0,95	1,00	1,05	1,09	1,13

Za zmínku stojí dvě teplotní korekce, a to Peekova a Dunbarova. Obě tyto korekce využívají zákony ideálního plynu k úpravě Paschenovy křivky. Peekova korekce je založena na relativní hustotě plynu δ , a spočívá tedy v úpravě velikosti průrazného napětí podílem T_0/T , což má pro vyšší teploty za následek posun křivky směrem dolů, zatímco Dunbarova korekce upraví podílem T/T_0 hodnoty tlaku, čímž se pro teploty vyšší než 20 °C Paschenova křivka posouvá doprava. Pro názornost je porovnání korekcí uvedeno na Obrázku 14. Nutno však podotknout, že jednotlivé korekce jsou vhodné jen pro určité rozsahy hodnot součinu $p \cdot d$, zatímco v pravé části Paschenovy křivky dosahují přibližně stejných výsledků. [10] [11]



Obrázek 14 Porovnání typů korekcí Paschenovy křivky při 400 °C s Paschenovou křivkou pro 20 °C [10]

1.12 Odchyly od Paschenova zákona

Jak bylo řečeno v předchozí kapitole, v oblastech malých tlaků, kde dochází k velkým zředěním vzduchu, střední volná dráha je větší než vzdálenost mezi elektrodami. Přesto dochází k výbojům i u velmi zředěných plynů, což však neodpovídá doposud uvažovaným mechanismům přeskoku. V tomto případě se aplikuje mechanismus přeskoku ve vakuu. [2] [5] [6]

V opačném případě, tedy v oblasti velkých vzdáleností elektrod či při vysokých tlacích se projevují podstatné odchyly od Paschenova zákona. Experimentálně zjištěné časy výstavby výboje v homogenním poli při větších vzdálenostech elektrod jsou výrazně kratší než vysvětluje mechanismus elektronové laviny. Vzhledem k hodnotám intenzit pole, při kterých dochází v plynu k přeskoku se elektrony pohybují rychlostí řádově $10^7 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ a ionty přibližně $10^3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Nejedná se tedy o rychlost dostatečnou k tomu, aby kladné ionty stihly projít vzdáleností mezi elektrodami a dopadnout na katodu, kde by uvolnily potřebný počet elektronů. Tyto odchyly vysvětluje kanálová neboli strimérová teorie přeskoku. [5] [6]

1.12.1 Průraz ve vakuu

Pokud postupně snižujeme tlak plynu v uzavřené nádobě, dosáhneme nakonec stavu, při kterém střední volná dráha částic je několikanásobně větší než vzdálenost elektrod a většina z katody uvolněných elektronů dospěje k anodě bez srážek. Natolik zředěné plyny se mohou téměř blížit vakuu, ve kterém je pravděpodobnost nárazové ionizace prakticky nulová, nicméně k přeskoku a vytvoření vysokoproudového výboje přesto dochází. [5] [6]

Z toho vyplývá, že nosiče zúčastněné na proudu se uvolňují na elektrodách a stěnách nádoby. Elektrony uvolněné z katody se vlivem silného elektrického pole urychlují bez srážek, čímž získají značnou kinetickou energii. Při dopadu na anodu pak dochází k uvolnění kladných iontů a fotonů, které se pohybují ke katodě a nadále tam přispějí k uvolnění dalších elektronů. [5] [6]

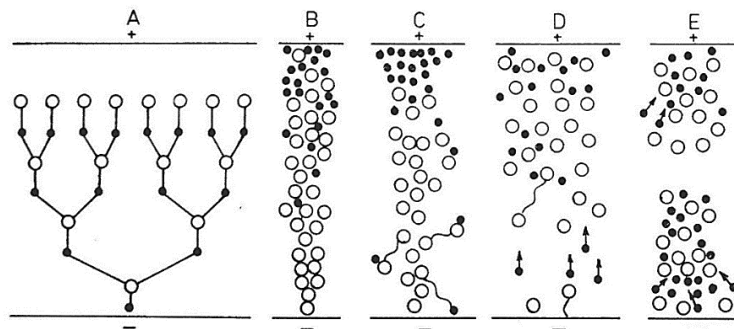
Dle jedné z hypotéz má rovněž vliv lokálně vysoká teplota elektrody způsobená dopadem elektronu s velkou energií, čímž se kov anody vypařuje, uvolní se paprsek páry rychle letící ke katodě a přispívá k ionizačním procesům. [5] [6]

1.12.2 Strimér a líder

Strimérem neboli kanálovým výbojem nazýváme shluk ionizovaných částic o vyšší stupni ionizace než se vyskytuje u elektronové laviny. Lavinový a strimérový mechanismus průrazu nastává v homogenním i nehomogenním poli. [1] [4] [5]

Lavina nárazovou ionizací roste rychlostí v řádu $10^5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, kdy od hodnoty $\alpha \cdot d = 18$ až 20 již dále neroste, jelikož její vlastní pole ruší vliv pole vnějšího. Intenzita pole v čele laviny je však natolik vysoká, že nabuzené elektrony při návratu na nižší energetické hladiny emitují fotony. Foton s dostatečnou energií může na své dráze ionizovat neutrální částici a tím přispět ke vzniku sekundární laviny. Uplatňuje se tedy fotoionizace. Při obdobném vzniku dalších sekundárních lavin nakonec vzniká plazmový kanál neboli strimér spojující obě elektrody. Rychlost budování tohoto kanálu je až $10^6 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ jelikož je větší část dráhy překonávána fotony. [1] [5]

Na Obrázku 15 je uveden vznik striméru, kde plné kroužky zastupují elektrony, kružnice kladné ionty a vlnovky fotony. Část A vyjadřuje vznik elektronové laviny, část B elektronovou lavinu v momentě dotyku jejího čela a anody. V části C je znázorněno stádium, kdy je většina záporných nábojů shromážděna u anody, zatímco část D představuje vytvoření kladného striméru. Vznik záporného striméru v oblasti anody a striméru uprostřed výbojové dráhy je vyobrazen v části E. [4] [5]



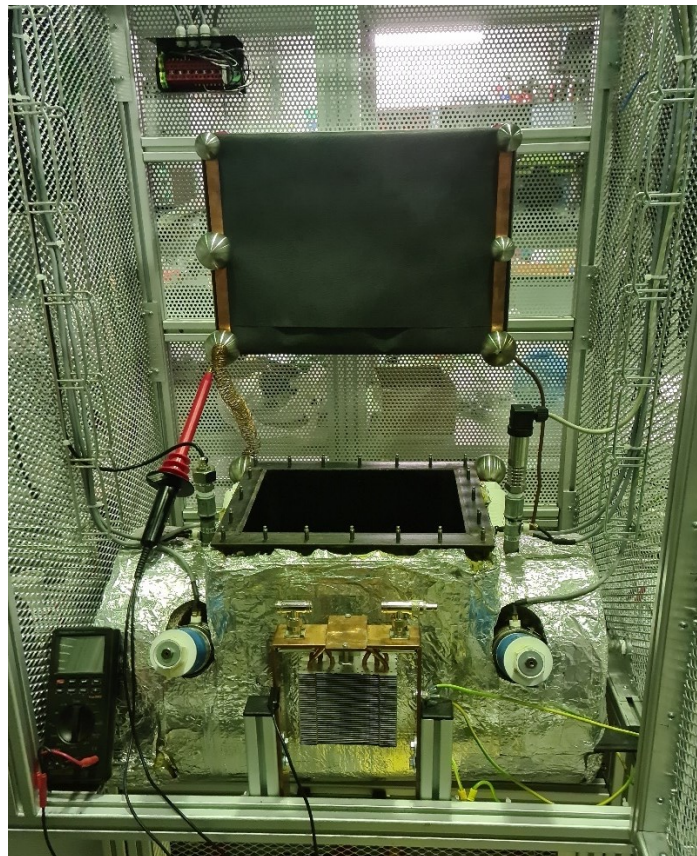
Obrázek 15 Znárodnění vzniku strimérů [4]

Strimér v silně nehomogenním poli vytváří velkou hustotu náboje v okolí elektrody s menším poloměrem křivosti a při vysokých hodnotách intenzit elektrického pole je v tomto místě rovněž vysoká teplota plynu, což vyvolává teplenou ionizaci zapříčiňující vznik dalších elektronů. Tento typ výboje nazýváme líder, přičemž jeho rychlost výstavby je nižší než u striméru. Líder se od kladné elektrody šíří souvisle, zatímco od záporné ve skocích. [1]

2 Praktická část

2.1 Použitá zařízení a přístroje

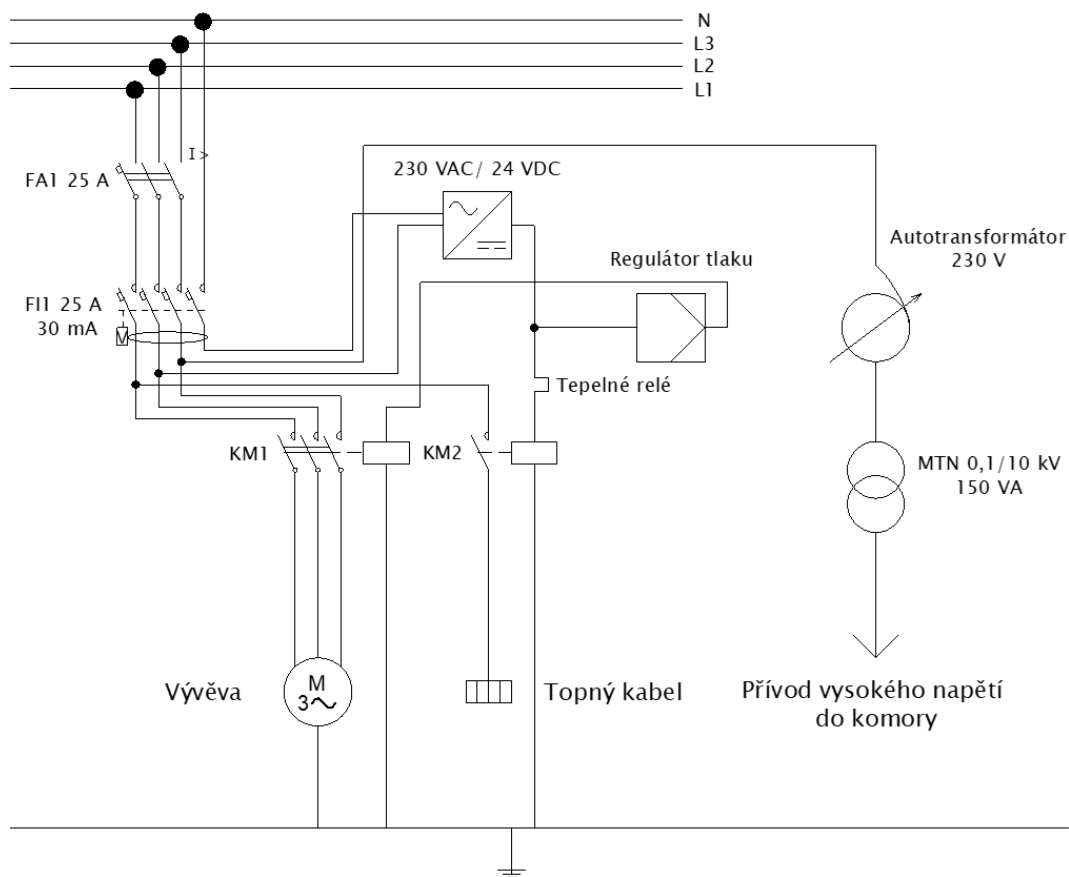
Experimentální ověření Paschenova zákona bylo provedeno na stanovišti pro měření částečných výbojů ve specifických okolních podmínkách sestaveném v budově Těžkých laboratoří (HARD). Jedná se o vakuovou komoru umožňující přivedení vysokého napětí do jejího vnitřního prostoru při zachování těsnosti. Komora umožňuje měření s vlivem teploty v rozmezí od teploty okolí až po 200 °C, což je limitní hodnota dána materiálem použitých vysokonapěťových průchodek. Ohřev je realizován topným kabelem omotaným kolem komory stanoviště a regulovaným pomocí tepelného relé. Zdrojem vysokého napětí je zde měřící napěťový transformátor (KPB Intra VTD 12) 0,1/10 kV napájený z nízkonapěťové strany autotransformátorem. Při atmosférickém tlaku je maximální hodnota napětí, které je možno do komory přivést přibližně 10 kV AC, zatímco při tlaku 200 mbar cca 6 kV AC. Při překročení těchto hodnot napětí může dojít k přeskoku z vývodu na kostru komory. Ovládání tlaku zajišťuje regulátor Orbit Merret, přičemž samotné vytváření podtlaku obstarává připojená třífázová vývěva. Těsnost komory zajišťuje víko s průzorem z křemičitého skla umožňující sledování procesů probíhajících uvnitř komory. [13]



Obrázek 16 Měřící stanoviště

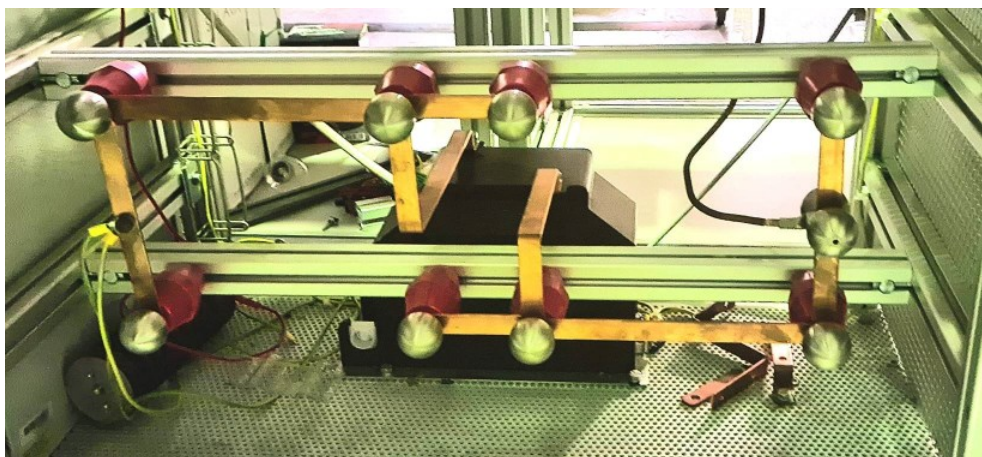
Pro zvýšení efektivity vytápění a lepší teplotní stabilitu je komora obalena vysokoteplotní izolační vatou a hliníkovou fólií. Přívod vysokého napětí do komory stanoviště je realizován teflonovými průchodkami. Veškeré komponenty jsou umístěny na speciálně navržené konstrukci z hliníkových

profilů, což společně s obložením hliníkovými a ocelovými sítý přispívá ke stínění a zamezení vstupu rušení. Zároveň veškeré rozvody elektrické energie a ovládání jsou vedeny v kabelech opatřených stíněním. [13]

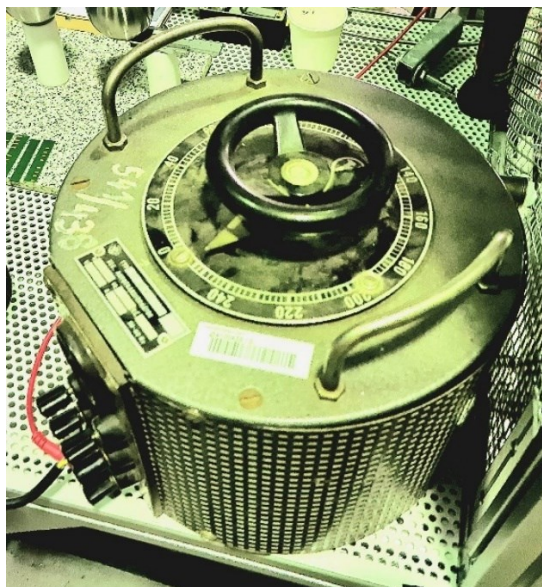


Obrázek 17 Elektrické schéma stanoviště [13]

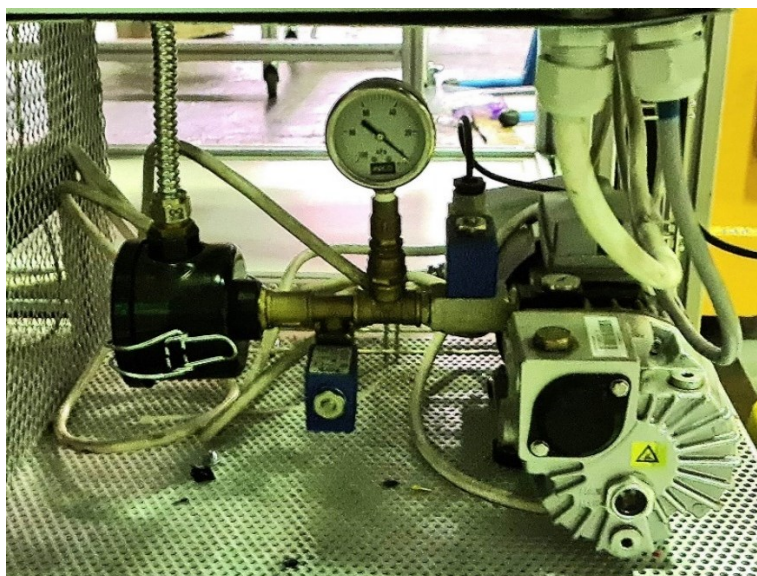
Součástí stanoviště je rovněž VN odpor, sloužící k omezení proudu protékajícího obvodem po vzniku výboje. Během experimentu byl pro napájení měřícího napěťového transformátoru KPB Intra VTD 12 z nízkonapěťové strany použit regulovatelný autotransfómátor ZPA PREŠOV typu RA5, a pro odečet přesné hodnoty napětí digitální multimetr Protek 506.



Obrázek 18 Měřící napěťový transformátor KPB Intra VTD 12,0,1/10 kV

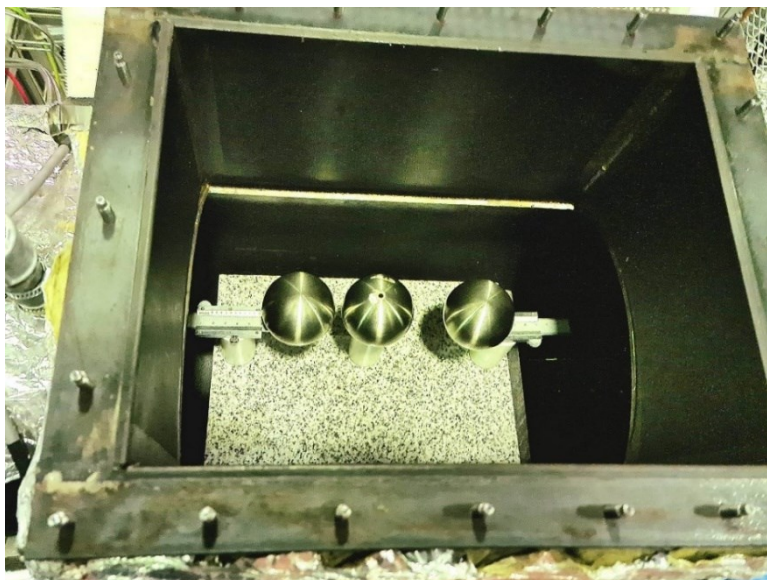


Obrázek 19 Použitý regulovatelný autotransformátor ZPA PREŠOV RA5



Obrázek 20 Třífázová vývěva

Jako měřící elektrody jsou použity dvě nerezové koule o průměru 5 cm, z nichž jedna byla připojena na vysoké napětí, a druhá uzemněna. Koule byly upevněny na žulové desce a vloženy dovnitř komory. Průměr koulí D a doskokové vzdálenosti d jsou voleny tak, aby stále platilo $D \gg d$. Za předpokladu dodržení této podmínky uvažujeme, že konfigurace elektrod koule – koule představuje pole homogenní.



Obrázek 21 Použité elektrody uvnitř komory stanoviště

2.2 Postup měření

Pro experimentální ověření Paschenova zákona byly s přihlédnutím k rozměrům použitých elektrod a jejich mechanickému upevnění zvoleny čtyři hodnoty doskokových vzdáleností neboli vzdáleností mezi elektrodami. Při průměru kulových elektrod 5 cm byly zvoleny doskokové vzdálenosti 1, 2, 3 a 4 mm.

Během měření se předpokládala konstantní teplota okolí 20 °C, a absolutní vlhkost vzduchu se zanedbávala. Nutno však podotknout, že teplota v laboratoři během jednotlivých měření kolísala přibližně o 2 °C, což však lze považovat za zanedbatelný vliv, jelikož je měřicí komora tepelně izolovaná. Z důvodu konstrukce a technických možností měřicího stanoviště byla pro jednotlivé doskokové vzdálenosti prováděna měření od hodnot tlaku 10 mbar až po tlak přibližně atmosférický. Nižších hodnot tlaku uvnitř komory nebylo možno dosáhnout především z důvodu netěsnosti víka a hystereze regulátoru tlaku. Obzvláště u vyšších hodnot tlaku bylo zároveň nutno výrazněji nepřekročit hodnotu napětí 10 kV, jelikož překročením této hodnoty napětí mohl hrozit přeskok z vývodu na kostru komory.

Po připojení jedné z elektrod na vysoké napětí a uzemnění druhé, se měřicí elektrody umístili dovnitř komory stanoviště, kde byla následně nastavena příslušná doskoková vzdálenost. Komora byla uzavřena víkem s průzorem z křemičitého skla a řádně přitažena pomocí křídlových matic pro zajištění potřebné těsnosti. Třífázovou vývěvou bylo dosaženo nejnižšího možného tlaku v komoře, v našem případě 10 mbar. Pomocí autotransformátoru bylo postupně zvyšováno napětí, dokud nedošlo k přeskoku a vzniku výboje doprovázeného výrazným světelným projevem viditelným skrze průzor víka komory. Napětí bylo okamžitě sníženo na nulu. Hodnota napětí, při kterém k výboji došlo byla odečtena a zaznamenána. Pomocí zavzdušňovacího ventilu se zvýšil tlak v komoře na zvolenou hodnotu a postup měření se opakoval. Po dosažení přibližně atmosférického tlaku a zaznamenání poslední hodnoty průrazného napětí U_p pro danou vzdálenost elektrod bylo víko komory uvolněno a komora byla otevřena. Analogicky se experiment provedl i pro zbývající hodnoty doskokových vzdáleností. Tímto postupem změřené hodnoty jsou uvedeny v Tabulce 2.

Tabulka 2 Změřené hodnoty

Doskoková vzdálenost d (mm)							
1		2		3		4	
p (mbar)	U_p (V)	p (mbar)	U_p (V)	p (mbar)	U_p (V)	p (mbar)	U_p (V)
10	406	10	786	10	1571	10	1962
100	1017	100	1581	100	2006	100	2957
200	1834	200	2456	200	3340	200	3999
300	2735	300	3356	300	3844	300	5610
400	2947	400	3254	400	5000	400	6580
500	3232	500	3954	500	5810	500	7930
600	3711	600	4960	600	6800	600	8680
700	4370	700	5120	700	8000	700	9880
800	5020	800	5820	800	8610		
900	5350	900	6170	900	10040		
965	6570	958	6170				

2.3 Zpracování naměřených dat

Abychom mohli ověřit platnost Paschenova zákona, je nutno porovnat změřené hodnoty z Tabulky 2 s teoretickými hodnotami vypočtenými pomocí rovnice (22). K tomu je však nutno znát hodnoty konstant A a B , které jsou závislé na druhu plynu a na teplotě. Rovněž potřebujeme znát hodnotu ionizačního čísla γ , které budeme považovat za konstantní, přestože jak je v teoretické části práce uvedeno, jeho hodnota v oblasti nízkých hodnot součinu $p \cdot d$ roste. Potřebné hodnoty jsou tedy převzaty z literatury následovně: [2] [3]

Tabulka 3 Hodnoty konstant A , B a γ

Symbol	Hodnota	Jednotky
A	109,5	$l/(cm \cdot kPa)$
B	2738	$V/(cm \cdot kPa)$
γ	0,01	-

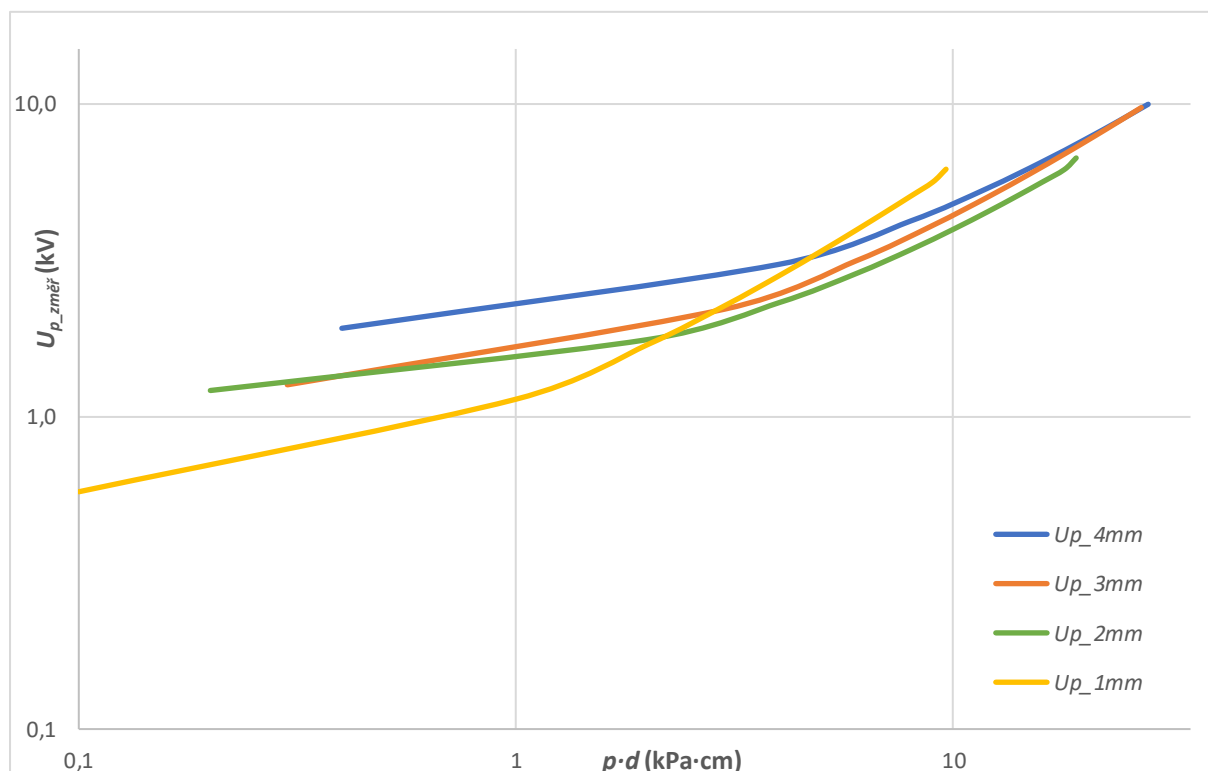
Použitá hodnota ionizačního čísla γ platí pro hliníkové elektrody ve vzduchu, a to je tedy pro případ nerezových elektrod nepřesné. Dle provedených pokusů o úpravu hodnoty γ předpokládám pro nerez nižší hodnotu než pro hliník. Důvodem k této domněnce je mimo teoretický předpoklad plynoucí z definice ionizačního čísla γ i snížení odchylek změřených a teoretických hodnot při použití nižší hodnoty ionizačního čísla γ . Nezanedbatelné snížení odchylek však nastává až při výrazně nižších hodnotách ionizačního čísla γ .

Za účelem porovnání a následného grafického zpracování jsou změřená data převedena do vhodnějších jednotek a uvedeny společně s hodnotami vypočtenými v Tabulce 4. Konkrétně se jedná o převod tlaku p z mbar do kPa, a doskokové vzdálenosti z milimetrů na centimetry. Tím následně získáme součin $p \cdot d$ v $kPa \cdot cm$ což využijeme při konstrukci Paschenových křivek v logaritmickém měřítku.

Tabulka 4 Naměřené a vypočtené hodnoty

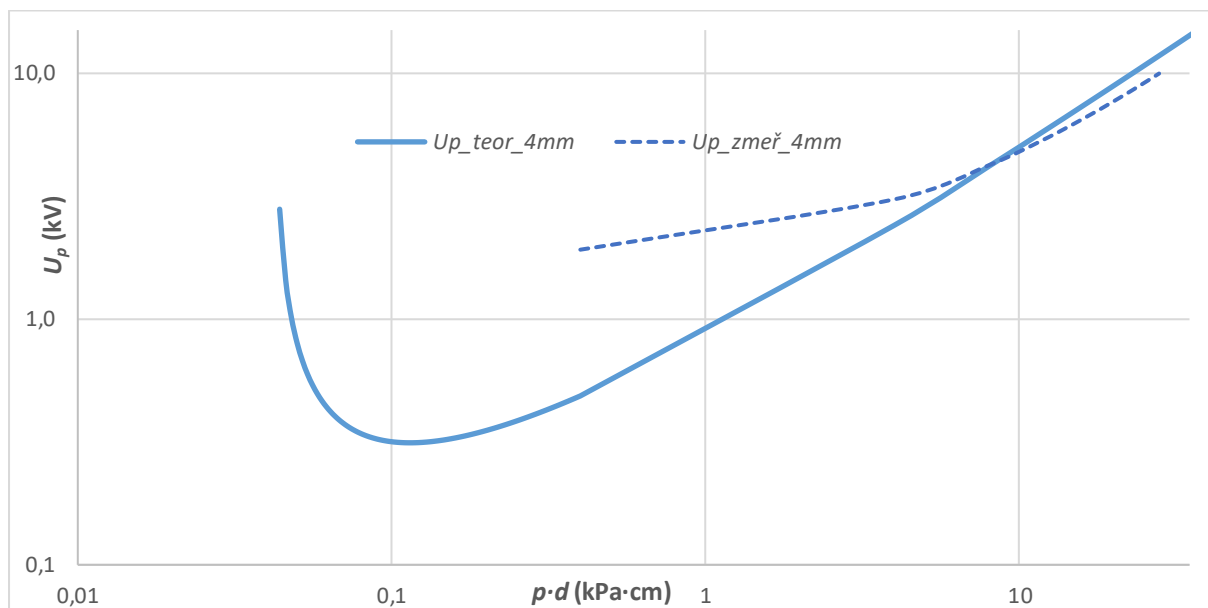
Doskoková vzdálenost d (cm)											
0,1			0,2			0,3			0,4		
p	$U_{p_změř}$	U_{p_vyp}	p	$U_{p_změř}$	U_{p_vyp}	p	$U_{p_změř}$	U_{p_vyp}	p	$U_{p_změř}$	U_{p_vyp}
(kPa)	(V)	(V)	(kPa)	(V)	(V)	(kPa)	(V)	(V)	(kPa)	(V)	(V)
1	406	316,898	1	786	351,668	1	1571	418,524	1	1962	486,692
10	1017	864,653	10	1581	1418,751	10	2006	1925,819	10	2957	2405,510
20	1834	1418,751	20	2456	2405,510	20	3340	3313,202	20	3999	4175,349
30	2735	1925,819	30	3356	3313,202	30	3844	4594,121	30	5610	5813,685
40	2947	2405,510	40	3254	4175,349	40	5000	5813,685	40	6580	7376,108
50	3232	2866,401	50	3954	5006,243	50	5810	6991,071	50	7930	8886,265
60	3711	3313,202	60	4960	5813,685	60	6800	8136,757	60	8680	10357,088
70	4370	3748,853	70	5120	6602,541	70	8000	9257,284	70	9880	11796,656
80	5020	4175,349	80	5820	7376,108	80	8610	10357,088			
90	5350	4594,121	90	6170	8136,757	90	10040	11439,362			
96,5	6570	4862,701	95,8	6170	8572,733						

Zaměříme-li se pouze na změřené hodnoty průrazných napětí pro jednotlivé doskokové vzdálenosti, můžeme dle Tabulky 4 a Obrázku 22 z větší části potvrdit platnost teoretického předpokladu vyšších hodnot průrazného napětí u větších doskokových vzdáleností.

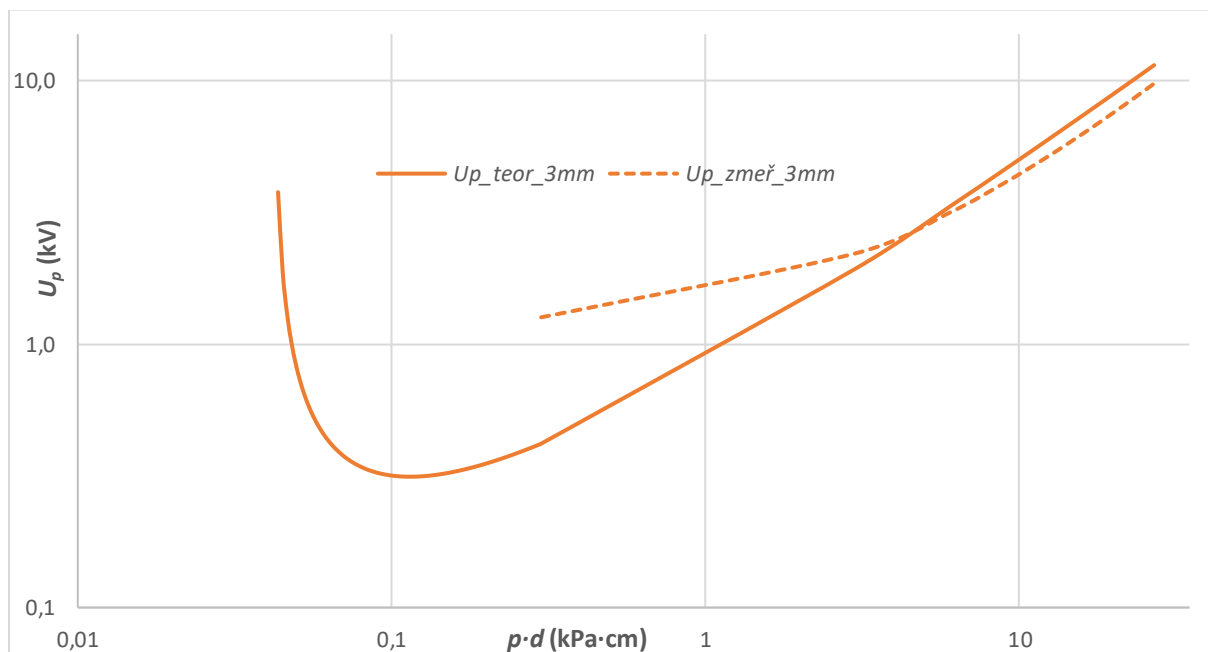


Obrázek 22 Porovnání změřených závislostí U_p pro jednotlivé doskokové vzdálenosti

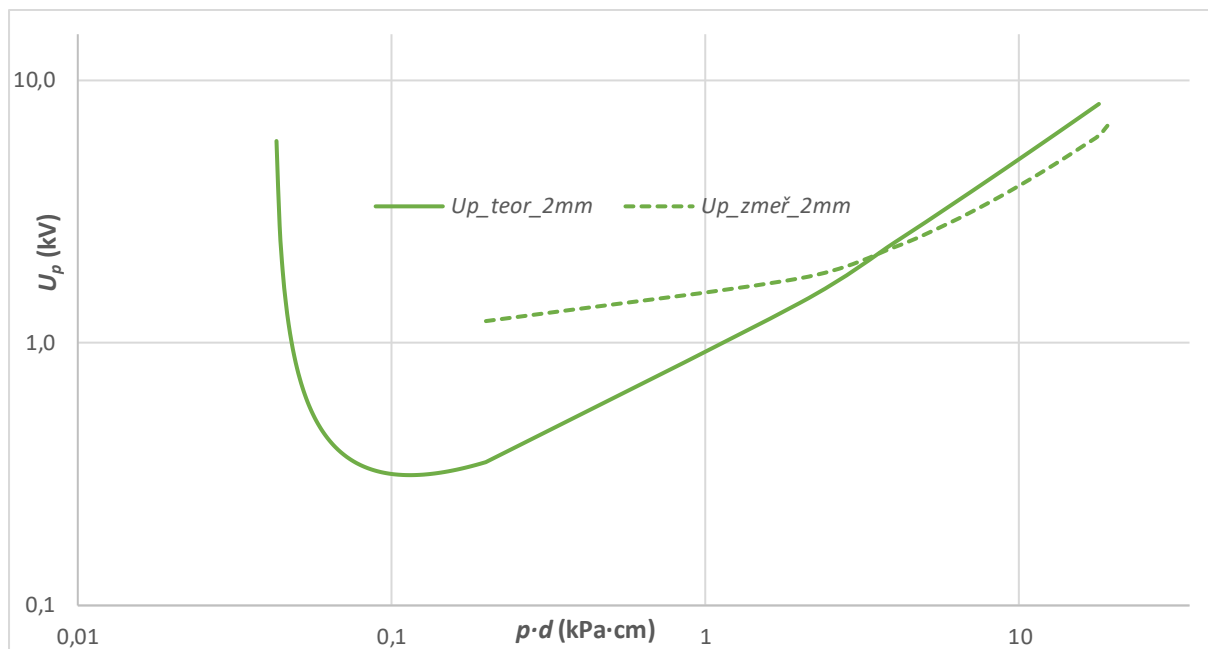
Pro lepší představu rozsahu změřených hodnot průrazného napětí U_p a součinu $p \cdot d$ je vhodné jejich porovnání s kompletními teoretickými Paschenovými křivkami pro jednotlivé doskokové vzdálenosti. Výpočet teoretických Paschenových křivek byl proveden pomocí vztahu (22) a hodnot z Tabulky 3, pro hodnoty tlaku i nižší než umožňuje konstrukce použitého měřicího stanoviště.



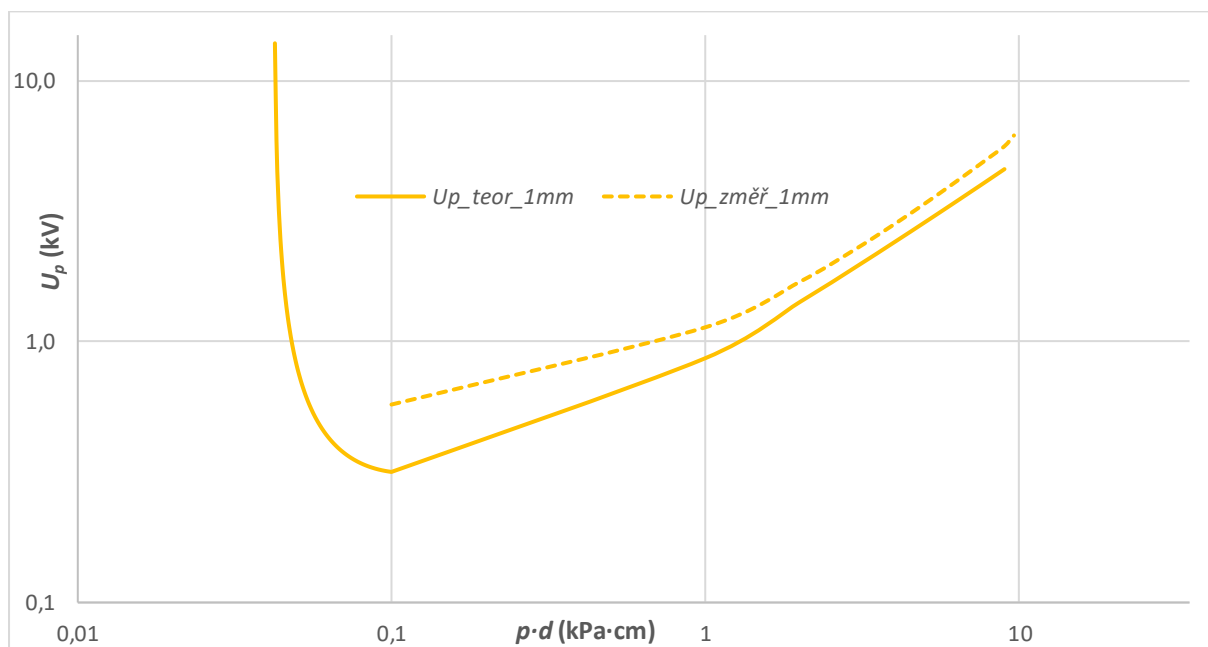
Obrázek 23 Porovnání změřených hodnot a teoretických Paschenových křivek pro 4 mm



Obrázek 24 Porovnání změřených hodnot a teoretických Paschenových křivek pro 3 mm



Obrázek 25 Porovnání změřených hodnot a teoretických Paschenových křivek pro 2 mm



Obrázek 26 Porovnání změřených hodnot a teoretických Paschenových křivek pro 1 mm

3 Závěr

Pro experimentální ověření platnosti Paschenova zákona bylo nejprve nutno nastudovat a v teoretické části práce sepsat nezbytnou teorii pro pochopení jednotlivých pojmů a dějů probíhajících v plynu až do chvíle vytvoření výboje. Jednotlivé kapitoly teoretické části práce mimo jiné obsahují základní informace o vlivech působících na procesy v plynu a stručné odvození Paschenova zákona. Jedná se o nejdůležitější fakta nutná k pochopení výsledků měření a jejich porovnání s teoretickými předpoklady.

Porovnání teoretických předpokladů s výsledky měření je věnována druhá část práce, kde jsou včetně postupu měření a použitých zařízení uvedeny pro lepší názornost i grafické výstupy znázorňující právě porovnání teoretických a změřených hodnot. Ze srovnání naměřených závislostí průrazného napětí na součinu tlaku a vzdálenosti elektrod pro zvolené doskokové vzdálenosti můžeme z větší části potvrdit platnost Paschenova zákona i teoretický předpoklad vyšších hodnot průrazných napětí při vyšších doskokových vzdálenostech.

Porovnáme-li však tyto naměřené závislosti s teoretickými Paschenovými křivkami, je zřejmé, že se při všech doskokových vzdálenostech pohybujeme pouze v části napravo od minima Paschenovy křivky. Příčinou takto omezených dat je limitovaný rozsah použitých tlaků, a to důsledkem technických možností měřicího stanoviště. Netěsnost měřicí komory také byla jednou z příčin nepřesností. Odchytky od teoretických hodnot z části způsobené chybou lidského činitele nelze považovat za zanedbatelné, jelikož měření neprobíhalo automaticky. Část odchylek je jistě způsobena volbou hodnoty ionizačního čísla pro odlišný materiál elektrod, než byl při měření skutečně použit.

Odstranění některých nepřesností lze dosáhnout zlepšením těsnosti víka měřicí komory a zavzdušňovacího ventilu čímž by zároveň bylo umožněno využití stanoviště k měření i při nižších tlacích. Pro zavzdušňovací ventil by rovněž bylo vhodné použití filtru k zamezení vnikání nečistot a dalšího ovlivnění těsnosti komory. Vliv chyby lidského činitele lze minimalizovat automatizací měření. V rámci ověření správnosti změřených dat a případného snížení odchylek bych dále navrhoval provádět několik kontrolních měření se zohledněním vnějších vlivů jako je například absolutní vlhkost a teplota okolí.

Při provedení zmíněných úprav by v navazující závěrečné práci mohlo být využito schopnosti stanoviště k ohřevu měřicí komory a provedeno sledování vlivu teploty na průrazné napětí plynu. Jednalo by se tedy o rozšíření praktické části o experimentální ověření vlivu teploty a případně aplikaci některé z teplotních korekcí uvedených v teoretické části této práce. V této práci jsou tedy uvedeny teoretické poznatky a výstupní data použitelná nejen pro navazující či související závěrečné práce, ale i jako doplňkový materiál pro studijní předměty z oblasti techniky vysokého napětí.

Seznam použité literatury

- [1] MACH, Veleslav a Vysoká škola báňská - Technická univerzita Ostrava. *Technika vysokého napětí*. Ostrava: VŠB - Technická univerzita, 2006, p. [1a]. ISBN 80-248-1161-8.
- [2] VEVERKA, Antonín. *Technika vysokých napětí*. 2. přeprac. vyd. Praha: SNTL - Nakladatelství technické literatury, 1978.
- [3] Kuchler, A.: *High Voltage Engineering Fundamentals*. Springer, Berlin, Heidelberg (2013). ISBN: 978-3642-11992-7.
- [4] HAVELKA, Otto. *Elektrické přístroje*. Praha: SNTL - Nakladatelství technické literatury, 1985.
- [5] MENTLÍK, Václav. *Dielektrické prvky a systémy*. Praha: BEN - technická literatura, 2006. ISBN 80-7300-189-6.
- [6] HELLER, Bedřich a Antonín VEVERKA. *Elektrická pevnost*. Praha: Nakladatelství Československé akademie věd, 1957. Studie a prameny. Sekce technická, sv. 14.
- [7] GROSS, Boleslav. *Elektrické výboje v plynech*. Praha: SNTL - Nakladatelství technické literatury, 1967. Populární přednášky o fyzice, sv. 14.
- [8] KRACÍK, Jiří, Josef Bartoloměj SLAVÍK a Jaromír TOBIÁŠ. *Elektrické výboje*. Praha: Státní nakladatelství technické literatury, 1964. Malá elektrotechnická knihovna, 23.
- [9] KUBEŠ, Pavel. *Impulzní silnoproudé výboje a jejich diagnostika* [online]. Praha: ČVUT, Fakulta elektrotechnická, 2004. [cit. 23.3.2023]. Studijní text pro doktorské studium. Dostupné z <http://www.aldebaran.cz/studium/vyboje.pdf>.
- [10] GALLI, Giacomo, Hassen HAMRITA, C. JAMMES, Michael J. KIRKPATRICK, Emmanuel ODIC, Philippe DESSANTE a Philippe MOLINIÉ. *Paschen's Law in Extreme Pressure and Temperature Conditions* [online]. In: . IEEE Transactions on Plasma Science, 2019, s. 8 [cit. 2023-04-02]. Dostupné z: <https://hal.science/hal-02117590/document>
- [11] SILI, Elyse a Jean Pascal CAMBRONNE, 2012. *A New Empirical Expression of the Breakdown Voltage for Combined Variations of Temperature and Pressure*. In: *Engineering and Technology International Journal of Aerospace and Mechanical Engineering* [online]. World Academy of Science [cit. 2023-04-02]. Dostupné z: <https://zenodo.org/record/1079916/files/12788.pdf>
- [12] ČSN EN 60060-1, 2011. *Technika zkoušek vysokým napětím: Část 1: Obecné definice a požadavky na zkoušky*. Praha: Úřad pro technickou normalizaci, metrologii a zkušebnictví.
- [13] FULNEČEK, Jan a Ondřej KABOT, 2022. *Dokumentace výstupu projektu EG20_321/0024308: Stanoviště pro měření částečných výbojů ve specifických okolních podmínkách*. V Ostravě: Centrum ENET.