

**ZÁPADOČESKÁ UNIVERZITA V PLZNI  
FAKULTA ELEKTROTECHNICKÁ**

**KATEDRA TECHNOLOGIÍ A MĚŘENÍ**

# **BAKALÁŘSKÁ PRÁCE**

**Návrh vysokofrekvenčního transformátoru pro  
laboratorní účely**

ZÁPADOČESKÁ UNIVERZITA V PLZNI  
Fakulta elektrotechnická  
Akademický rok: 2013/2014

## ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

(PROJEKTU, UMĚLECKÉHO DÍLA, UMĚLECKÉHO VÝKONU)

Jméno a příjmení: **Martin REGNER**  
Osobní číslo: **E12B0002P**  
Studijní program: **B2612 Elektrotechnika a informatika**  
Studijní obor: **Komerční elektrotechnika**  
Název tématu: **Návrh vysokofrekvenčního transformátoru pro laboratorní účely**  
Zadávací katedra: **Katedra technologií a měření**

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


1. Popište elektrickou vodivost plynných izolantů z fyzikálního hlediska
2. Vysvětlete princip vzniku elektrických výbojů v plynných izolantech
3. Vysvětlete a popište mechanismus částečných výbojů u izolačních systémů
4. Navrhněte vysokofrekvenční transformátor pro simulaci výbojové činnosti

Rozsah grafických prací: podle doporučení vedoucího  
Rozsah pracovní zprávy: 20 - 30 stran  
Forma zpracování bakalářské práce: tištěná/elektronická  
Seznam odborné literatury:


1. Mentlík V. a kol, Diagnostika elektrických zařízení, BEN, Praha 2008, ISBN: 978-80-7300-232-9, 440 str.
2. Mentlík V., Dielektrické prvky a systémy, BEN, Praha 2006, ISBN: 80-7300-189-6, 240 str.
3. Arora R., Mosch W., High Voltage and Electrical Insulation Engineering, WILEY, New Jersey, ISBN: 978-0-470-94790-6, 377 str.
4. Internetové zdroje
5. Odborné články zahraničních autorů

Vedoucí bakalářské práce: Ing. Jakub Souček  
Regionální inovační centrum elektrotechniky

Datum zadání bakalářské práce: 14. října 2013  
Termín odevzdání bakalářské práce: 9. června 2014

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



  
Doc. Ing. Vlastimil Skočil, CSc.  
vedoucí katedry

V Plzni dne 14. října 2013

## **Abstrakt**

Předkládaná bakalářská práce nejprve seznamuje s vodivostí plyných izolantů z fyzikálního hlediska. Vysvětluje pojmy jako nárazová a povrchová ionizace a fotoionizace. Popisuje elektrickou pevnost plyného izolantu včetně její závislosti na frekvenci. Objasňuje princip vzniku elektrických výbojů v plynech a poskytuje přehled o jejich rozdělení. Seznamuje s mechanismem částečných výbojů, s rozdělením dle místa vzniku a s různými typy částečných výbojů, s jejich důležitými parametry a vysvětluje jednoduchý princip pro detekci částečných výbojů. Na konec práce je popsán Teslův transformátor typu SSTC jako zařízení pro simulaci výbojové činnosti.

## **Klíčová slova**

Izolant, plyný izolant, elektrická vodivost, ionizace atomů a molekul, elektrická pevnost, elektrický výboj, výbojová činnost, částečný výboj, návrh zařízení, zařízení, simulace výbojové činnosti

## **Abstract**

The present bachelor thesis introduces the conductivity of gaseous insulating systems from the physical point of view. It explains concepts such as impact and surface ionization and photo ionization. Next, it describes the dielectric strength of the gaseous insulating systems including its dependence on the frequency. This thesis provides an overview of hierarchy of electrical discharge and it introduces with mechanism of partial discharge. In addition, partial discharges are described with their important parameters. At the end of the thesis is described the type of SSTC Tesla Coil as a device to simulate the electrical discharge.

## **Key words**

Insulating system, gaseous insulating system, electrical conductivity, ionization of atoms and molecules, dielectric strength, electrical discharge, partial discharge, design of device, SSTC, simulation electrical discharge

## **Prohlášení**

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

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

V Plzni dne 6.6.2014

.....

podpis

## **Poděkování**

Tímto bych rád poděkoval vedoucímu bakalářské práce Ing. Jakobovi Součkovi za cenné profesionální rady, připomínky a metodické vedení práce. Dále bych chtěl poděkovat své přítelkyni a rodině za trpělivost a stálou podporu.

## Obsah

<b>SEZNAM ZKRATEK A SYMBOLŮ .....</b>	<b>10</b>
<b>ÚVOD .....</b>	<b>12</b>
<b>1 ELEKTRICKÁ VODIVOST PLYNNÝCH IZOLANTŮ.....</b>	<b>13</b>
1.1 ELEKTRICKÝ IZOLANT A JEHO ROZDĚLENÍ .....	13
1.2 ELEKTRICKÁ VODIVOST PLYNNÝCH IZOLANTŮ .....	13
1.2.1 Nárazová ionizace.....	14
1.2.2 Fotoionizace .....	14
1.2.3 Povrchová ionizace .....	15
1.3 POHYBLIVOST VOLNÝCH NOSIČŮ ELEKTRICKÉHO NÁBOJE V PLYNNÝCH IZOLANTECH..	18
1.4 VOLTAMPÉROVÁ CHARAKTERISTIKA PLYNNÝCH IZOLANTŮ .....	21
<b>2 VÝBOJE V PLYNNÝCH IZOLANTECH .....</b>	<b>25</b>
2.1 ELEKTRICKÁ PEVNOST PLYNNÝCH IZOLANTŮ .....	25
2.2 ZÁVISLOST ELEKTRICKÉ PEVNOSTI PLYNŮ NA FREKVENCI.....	26
2.3 DRUHY ELEKTRICKÝCH VÝBOJŮ.....	27
2.3.1 Townsendovy výboje.....	28
2.3.2 Paschenův zákon.....	34
2.3.3 Kanálový výboj .....	36
2.3.4 Doutnavý výboj .....	37
2.4 VÝBOJE V NEHOMOGENNÍM POLI.....	38
2.4.1 Korónový výboj.....	39
2.4.2 Jiskrový výboj .....	39
2.4.3 Obloukový výboj.....	40
<b>3 ČÁSTEČNÉ VÝBOJE .....</b>	<b>41</b>
3.1 CHARAKTER ČÁSTEČNÝCH VÝBOJŮ.....	41
3.2 DĚLENÍ ČÁSTEČNÝCH VÝBOJŮ DLE MÍSTA JEJICH VZNIKU .....	41
3.3 TYPY ČÁSTEČNÝCH VÝBOJŮ.....	42
3.4 VELIČINY CHARAKTERIZUJÍCÍ ČÁSTEČNÉ VÝBOJE .....	42
3.4.1 Veličiny vztahované k jednotlivým impulzům .....	42
3.4.2 Veličiny integrované.....	43
3.4.3 Napětí vztahovaná k částečným výbojům .....	45



<i>Zkušební napětí částečných výbojů</i> .....	45
<b>3.5 MODELÝ ČÁSTEČNÝCH VÝBOJŮ</b> .....	<b>45</b>
3.5.1 <i>Gemant – Philippovův model</i> .....	46
<i>Napěťové poměry</i> .....	49
<b>4 NÁVRH VYSOKOFREKVENČNÍHO TRANSFORMÁTORU PRO SIMULACI VÝBOJOVÉ ČINNOSTI</b> .....	<b>50</b>
4.1 <b>OBEČNÝ PRINCIP TC</b> .....	50
4.1.1 <i>TC napájený střídavým proudem</i> .....	51
4.1.2 <i>TC napájený stejnosměrným proudem</i> .....	52
4.2 <b>JEDNOTLIVÉ DŮLEŽITÉ ČÁSTI TC</b> .....	52
4.2.1 <i>Vysokonapěťový transformátor</i> .....	52
4.2.2 <i>Usměrňovače pro stejnosměrně napájený TC</i> .....	53
4.2.3 <i>Tlumivka</i> .....	53
4.2.4 <i>Jiskřiště</i> .....	53
4.2.5 <i>Kondenzátor</i> .....	53
4.2.6 <i>Primární cívka</i> .....	54
4.2.7 <i>Sekundární cívka</i> .....	54
4.2.8 <i>Ladění</i> .....	54
4.3 <b>ROZDĚLENÍ TC</b> .....	55
4.4 <b>TESLŮV TRANSFORMÁTOR TYPU SSTC</b> .....	56
4.4.1 <i>Návrh TC typu SSTC</i> .....	56
<b>ZÁVĚR</b> .....	<b>60</b>
<b>SEZNAM LITERATURY A INFORMAČNÍCH ZDROJŮ</b> .....	<b>61</b>
<b>PŘÍLOHY</b> .....	<b>1</b>
PŘÍLOHA A – KATALOGOVÝ LIST K TRANZISTORU SIPMOS BU 50 A .....	1
PŘÍLOHA B – NÁVRH SSTC .....	10
<i>Schéma zapojení SSTC</i> .....	10
<i>Prostorové uspořádání SSTC</i> .....	10
<i>3D model návrh SSTC</i> .....	11

## Seznam zkratek a symbolů

Značka	Jednotka	Vysvětlivka
$W_i$	[J]	Ionizační energie
$m$	[kg]	Hmotnost ionizující částice
$v$	[m·s <sup>-1</sup> ]	Rychlost ionizující částice
$h$	[J·s]	Planckova konstanta
$f_z$	[Hz]	Frekvence záření
$dN$	[-]	Přírůstek volných nosičů náboje
$g$	[m <sup>-3</sup> ·s <sup>-1</sup> ]	Koeficient regenerace částic v plynu
$dV$	[m <sup>3</sup> ]	Přírůstek objemu plynu
$R$	[m <sup>-3</sup> ·s <sup>-1</sup> ]	Počet rekombinovaných iontů v jednotce objemu za jednotku času
$r$	[m <sup>3</sup> ·s <sup>-1</sup> ]	Koeficient rekombinace
$n_+, n_-$	[m <sup>-3</sup> ]	Koncentrace kladných (resp. záporných) iontů
$n_0$	[m <sup>-3</sup> ]	Počáteční hodnota koncentrace volných nosičů náboje
$\vec{f}$	[N]	Síla působící na volný nosič náboje v elektrickém poli o intenzitě $\vec{E}$
$\vec{a}$	[m·s <sup>-2</sup> ]	Zrychlení volného nosiče náboje
$q$	[C]	Elektrický náboj volného nosiče náboje
$l_s$	[m]	Střední volná dráha částice konající tepelný pohyb
$c$	[m·s <sup>-1</sup> ]	Rychlost tepelného pohybu nosiče náboje
$D$	[m]	Průměr molekuly
$J$	[A·m <sup>-2</sup> ]	Proudová hustota
$b_+, b_-$	[-]	Pohyblivost kladných (resp. záporných) nosičů náboje
$\gamma$	[S·m <sup>-1</sup> ]	Konduktivita plynného izolantu
$E_k$	[kV·mm <sup>-1</sup> ]	Elektrická pevnost

$\alpha$	[-]	Townsendův ionizační činitel
Značka	Jednotka	Vysvětlivka
$t_i$	[s]	Okamžitá doba výskytu částečného výboje
$T$	[s]	Doba periody zkušebního napětí
$n$	[-]	Četnost impulsů částečného výboje za určitý časový úsek
$Q$	[pC]	Součtový náboj
$D$	[C <sup>2</sup> ·s]	Střední kvadratický součet nábojů částečných výbojů
$\varphi_i$	[°]	Fázový úhel impulsu
$P$	[W]	Výkon částečných výbojů
$u_{\check{c}v}$	[V]	Okamžitá hodnota testovacího napětí, při kterém nastávají částečné výboje
$U_i$	[V]	Zapalovací napětí částečných výbojů
$U_e$	[V]	Zhášecí napětí částečných výbojů
$KJ$	[-]	Jiskřiště obecného schéma Teslova transformátoru
$U_v$	[V]	Napětí, které zůstává na svorkách při částečném výboji
$TC$		Tesla Coil – Teslův transformátor
$SSTC$		Solid State TC – Teslův transformátor s polovodičovým budičem
$SGTC$		Spark Gap TC – jiskřišťový Teslův transformátor
$VTC$		Vacuum Tube TC – elektronkový Teslův transformátor
$OLTC$		Off-Line TC – Klasický Teslův transformátor spínaný tranzistorem

## Úvod

Součástí každého vysokonapětového elektrického zařízení jsou elektroizolační systémy. Tyto systémy vlivem provozních podmínek podléhají degradačním mechanismům, které ovlivňují jejich životnost. Jedním z mnoha klíčových degradačních faktorů mohou být elektrické a částečné výboje. Cílem této práce je tyto jevy důkladně popsat.

Je nutné vysvětlit elektrickou vodivost plyných izolantů, a jakým způsobem je možné vést elektrický proud plynem, co stojí za ionizací plynu, jaké druhy ionizací jsou známy a jaké děje při nich nastávají.

Dále je nutné zjistit, co stojí za vznikem elektrického výboje v plyných izolantech. Důraz musí být kladen především na elektrickou pevnost plyného izolantu, od které se poté práce ubírá směrem ke konkrétním elektrickým výbojům a jejich principu vzniku s následným rozdělením výbojů ať už v homogenním či nehomogenním poli.

Třetí část práce by se měla zaměřit na fyzikální popis vzniku částečných výbojů s jejich charakterem, způsobem dělení a veličinami, které je charakterizují.

V poslední části bude navrženo zařízení pro simulaci výbojové činnosti. Pro tento úkol poslouží Teslův transformátor. Objasněn bude obecný princip Teslova transformátoru, kolik existuje typů a jaké jsou nejdůležitější části TC v obecném schématu. Závěrem bude vysvětlen princip speciálního typu SSTC společně s jeho návrhem.

# 1 Elektrická vodivost plynných izolantů

Úvodní téma nejdříve pojednává o elektrickém izolantu obecně a o rozdělení plynných izolantů. Následně je popsána jejich elektrická vodivost z fyzikálního hlediska.

## 1.1 Elektrický izolant a jeho rozdělení

Elektrickým izolantem se rozumí takové látky, pro které je typické, že nevedou elektrický proud. Hlavním důvodem je zanedbatelné množství částic s elektrickým nábojem, nebo úplná absence těchto částic. Tato vlastnost způsobuje omezení či úplné zamezení průtoku elektrického proudu mezi vodiči s rozdílnými potenciály [1].

Nejběžnější plynný izolant, se kterým se každý z nás setkává neustále, je vzduch. Jsou zde zmiňovány i vodík, dusík, hélium a fluorid sírový. Všechny tyto izolanty mají relativní permitivitu blízkou „1“ – jsou to tedy velmi dobré izolanty.

Vzduch je tedy nejvíce se vyskytujícím plynným izolantem. Skládá se z dusíku, kyslíku, argonu, oxidu uhličitého, vodních par, neonu, kryptonu, hélia a xeonu. Jeho elektrická pevnost závisí především na tloušťce vrstvy. Obecně platí, že při 10 mm je pevnost přibližně 3,2kV/mm.

Vodík se vyznačuje velkou tepelnou vodivostí a to dokonce největší z výše jmenovaných plynných izolantů. Jeho nevýhodou však je, že má malou elektrickou pevnost. Vyznačuje se i podstatně menší hustotou, než má vzduch, což znamená, že klade menší aerodynamický odpor. Vodík je používán hlavně při chlazení velkých turboalternátorů a při zhášení oblouků v elektrických přístrojích. Velkou nevýhodou je jeho výbušnost.

Fluorid sírový je naopak nevýbušný, není ani hořlavý, není jedovatý a je chemicky stálý. Pevnost má přibližně třikrát větší než vzduch a při zvyšování tlaku se jeho pevnost ještě zvýší. Využití nalezne fluorid sírový hlavně ve vypínačích vysokého a velmi vysokého napětí nebo v kondenzátorech popřípadě ve vysokonapěťových kabelech. [2],[3],[15]

## 1.2 Elektrická vodivost plynných izolantů

Malá koncentrace volných nosičů elektrického náboje činí z plynů, obzvláště ve slabých elektrických polích a při nízkých teplotách, výborný izolant. Volné nosiče vznikají především díky ionizačním činitelům elektrického původu, radioaktivního a kosmického

záření, díky čemuž vzniká uvolnění jednoho nebo více elektronů z neutrálního atomu a tím ke vzniku volných nosičů náboje. Tento jev je nazýván ionizace plynu. Záporné ionty mohou také vznikat i zachytáváním volných elektronů na neutrálních atomech plynu. Působením elektrického pole se mohou nabitě částice, elektrony a ionty pohybovat v plynu prakticky volně. Vzájemné působení mezi molekulami plynu je velice slabé. Vzdálenosti mezi nimi jsou za normálních podmínek řádově stokrát větší než jejich rozměry. Pohlcením dostatečného množství dochází k ionizaci atomu plynu. Tento jev je označován jako ionizační energie. Obvykle jsou sledovány následující mechanismy: [2],[3]

### 1.2.1 Nárazová ionizace

Vzniká srážkou neutrální částice s elektronem nebo iontem, který má dostatečně velkou kinetickou energii. Ta se zvyšuje působením elektrického pole či vlivem vysoké teploty. V tomto případě se jedná o tepelnou ionizaci. Výraz srážka je zde jako vyjádření interakcí silových polí těchto částic při blízkém průletu a následným vzájemným vychýlením jejich drah.

Podmínka pro ionizaci neutrální částice:

$$W_i \geq \frac{1}{2} \cdot m \cdot v \quad (1)$$

kde  $W_i$  je ionizační energie [J],

$m$  je hmotnost ionizující částice [kg],

$v$  je rychlost ionizující částice [ $m \cdot s^{-1}$ ]. [2],[3]

Nárazová ionizace plynu může být vyvolána i rychlými ALFA a BETA částicemi. Hlavním ionizačním činitelem v atmosférickém vzduchu je plyn radon, který se rozpadá a v jehož okolí probíhají procesy nárazové ionizace. [2],[3]

### 1.2.2 Fotoionizace

Neutrální částice je ionizována pohlcením fotonu. Na fotoionizaci se podílí gama, Rentgenovo a kosmické záření. Zde platí, že musí být splněna podmínka:

$$W_i \geq h \cdot \nu \quad (2)$$

kde  $W_i$  je ionizační energie [J],

$h$  je Planckova konstanta ( $h=6,6256e-34$  [J.s] ),

$\nu$  je frekvence záření [Hz]. [2],[3]

### 1.2.3 Povrchová ionizace

Neboli uvolnění elektronů z povrchu elektrod. Výstupní práce je vykonávána tepelnou energií popřípadě různými druhy krátkovlnného záření působící na povrch elektrod, která je označována jako tepelná emise elektronů [2] (vnější fotoefekt). Jedná se o unikátní mechanismus, vzhledem k proudu, který teče plynem a který je závislý na vybraném kovu elektrod. Mimo jiné to znamená, že vodivost v těchto případech není charakteristikou pro daný plyn mezi elektrodami. [3]

O nesamostatnou elektrickou vodivost se jedná v případě působení slabých elektrických polí. Tato skutečnost plyne z výše uvedených rovnic. V těchto případech se totiž volné nosiče elektrického náboje vytváří pouze díky působení vnějších ionizačních činitelů. V silných elektrických polích se pak jedná o samostatnou elektrickou vodivost. K nárazové ionizaci dochází vlivem částic dostatečně urychlených působícím elektrickým polem. Tato samostatná elektrická vodivost plynu úzce souvisí s problematikou elektrické pevnosti. [3]

Při ionizaci vznikají v plynu tzv. změny koncentrace volných nosičů náboje. Ty se pak vyjadřují pomocí tzv. koeficientu generace  $g$ . Ten se definuje jako počet vznikajících párů volných nosičů náboje (elektronů a kladných iontů) v jednotce objemu za jednotku času. V elementárním objemu plynu  $dV$  za čas  $dt$  vznikne  $dN$  párů volných nosičů náboje.

$$dN = g \cdot dV \quad (3)$$

Ve vzduchu za normálních podmínek (20 °C, 100 kPa) [2] je koeficient generace  $g = 4 \cdot 10^6 \text{ m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ , to neznamená nic jiného, než, že v jednom  $\text{m}^3$  vznikne každou sekundu  $4 \cdot 10^6$  elektronů a kladných iontů. K zániku volných nosičů náboje, který pochopitelně musí také nastat, dochází jednak neutralizací na elektrodách a jednak rekombinací. [2],[3]

Při neutralizaci dopadnou volné nosiče elektrického náboje na elektrodu opačné polarity, odevzdají nebo přijmou zde náboj a jako neutrální atomy se vrací do prostoru mezi elektrodami. Možnost přenosu náboje mezi částicí a elektrodou je podmínkou. O tvorbu elektrického proudu, který je zjištělný ve vnějším obvodu, se starají právě ty elektrické náboje, které prochází rozhraním dielektrikum – elektroda. [3]

Neutrální atom nebo molekula vznikají při srážce dvou částic s opačnou polaritou. K tomuto jevu dochází při rekombinaci. Obecně se může jednat o velmi rozmanité procesy, jako jsou například elektronová nebo iontová rekombinace. Může se jednat i o rekombinaci současného střetu tří částic a jiné další typy. Pravděpodobnost rekombinace roste s faktem, jak dlouho jsou rekombinující částice v bezprostřední blízkosti, tzn. Čím menší je jejich relativní rychlost. V termodynamické rovnováze jsou rychlosti volných elektronů daleko větší než rychlosti kladných iontů, tím je pravděpodobnost elektronové rekombinace ve vzduchu mnohem menší než pravděpodobnost iontové rekombinace. Elektrony zpravidla rekombinují nepřímo – zachytávají se na neutrálních atomech a vytváří tak záporné ionty. [3]

Rekombinace probíhá současně s ionizací a je nepřímo úměrná koncentraci iontových párů v plynu. Konstantou úměrnosti je tzv. koeficient rekombinace  $r$ . V případě iontové rekombinace je možné počet rekombinovaných kladných a záporných iontů za jednotku času v jednotce objemu vyjádřit:

$$R = r \cdot n_+ \cdot n_-, \quad (4)$$

kde  $R$  je počet rekombinovaných iontů v jednotce objemu za jednotku času [ $s^{-1} \cdot m^{-3}$ ],

$r$  je koeficient rekombinace [ $m^3 \cdot s^{-1}$ ],

$n_+, n_-$  je koncentrace kladných (resp. záporných) iontů [ $m^{-3}$ ]. [2],[3]

Rozdíl mezi počtem vzniklých a rekombinovaných dvojic volných nosičů náboje v jednotce objemu a za jednotku času se rovná časové derivaci koncentraci kladných a záporných nosičů náboje:

$$\frac{dn_+}{dt} = \frac{dn_-}{dt} = g - r \cdot n_+ \cdot n_- \quad (5)$$



V případě stejné koncentrace kladných i záporných iontů, bude:

$$n_+ = n_- = n \quad (6)$$

a rovnice (5) je vyjádřena do tvaru:

$$\frac{dn}{dt} = g - r \cdot n^2 \quad (7)$$

Řešením této rovnice je tedy:

$$n = \sqrt{\frac{g}{r}} \cdot t \cdot g \cdot h \cdot \sqrt{g \cdot r \cdot t} \quad (8)$$

V ustáleném stavu je časová derivace koncentrace rovna nule  $\left(\frac{dn}{dt} = 0\right)$ , pak platí:

$$g = r \cdot n^2 \quad (9)$$

Po jednoduché úpravě je získán vztah pro koncentraci volných nosičů náboje:

$$n = \sqrt{\frac{g}{r}} \quad (10)$$

Za normálních podmínek je vzduchu  $r = 1,6 \cdot 10^{-12} m^3 \cdot s^{-1}$ , tomu odpovídá hodnota koncentrace volných nosičů náboje:

$$n = \sqrt{\frac{4 \cdot 10^6}{1,6 \cdot 10^{-12}}} = 1,58 \cdot 10^9 m^{-3} \quad (11)$$

Pokud po určité době přestane v plynu působit ionizační činitel ( $g = 0$ ), je vyjádřeno podle rovnice (8) pro časovou závislost koncentrace volných nosičů náboje rovnicí:

$$\frac{dn}{dt} = -r \cdot n^2 \quad (12)$$

a pro  $n$  je získáno:

$$n = \frac{n_0}{1 + n_0 \cdot r \cdot t}, \quad (13)$$

kde  $n_0$  je počáteční hodnota koncentrace volných nosičů náboje (tzn. hodnota koncentrace v okamžiku, kdy přestalo působit ionizační činidlo).

Je vidět, že koncentrace volných nosičů náboje s časem hyperbolicky klesá. Z této rovnice je určen čas, za který klesne koncentrace  $n$  na polovinu hodnoty  $n_0$ :

$$t_{\frac{n_0}{2}} = \frac{1}{r \cdot n_0} \quad (14)$$

Pokud vnější ionizační činitel přestane působit až po ustálení rovnovážného stavu (tzn.  $n_0 = 1,58 \cdot 10^9 \text{ m}^{-3}$ ), poklesne koncentrace volných nosičů náboje na poloviční hodnotu za čas  $t_{\frac{n_0}{2}} = 396 \text{ s}$ . [3]

### 1.3 Pohyblivost volných nosičů elektrického náboje v plynných izolantech

Elektrická vodivost plynu nezávisí pouze na množství volných nosičů náboje (tedy na jejich koncentraci), ale i na jejich schopnosti se pohybovat – **pohyblivosti**.

Vnější elektrické pole o intenzitě  $\vec{E}$  působí na každý volný nosič náboje silou, jejíž velikost je úměrná velikosti intenzity  $\vec{E}$  a velikosti náboje  $q$ .

$$\vec{f} = q \cdot \vec{E} \quad (15)$$

Tato síla udělí volnému nosiči náboje zrychlení:

$$\vec{a} = \frac{\vec{f}}{m} = \frac{q \cdot \vec{E}}{m}, \quad (16)$$

kde  $\vec{a}$  je zrychlení volného nosiče náboje [ $m \cdot s^{-2}$ ],

$\vec{f}$  je síla působící na volný nosič náboje v elektrickém poli o intenzitě  $\vec{E}$  [ $N$ ],

$m$  je hmotnost urychlovaného volného nosiče náboje [ $kg$ ],

$q$  je elektrický náboj volného nosiče náboje [ $C$ ]. [3]

Tepelným pohybem částic plynu dochází neustále k jejich vzájemným střetům. Těm se nevyhnou ani volné nosiče náboje. Volný nosič elektrického náboje odevzdá při každé srážce s neutrální částicí veškerou svojí průletem volné dráhy získanou kinetickou energii. Těsně před srážkou s jinou částicí plynu dosáhne volný nosič náboje své největší okamžité rychlosti ve směru intenzity elektrického pole. Tato rychlost (okamžitá rychlost ve směru intenzity elektrického pole) je pak dána zrychlením, které mu udělilo elektrické pole a dobou mezi dvěma srážkami  $\tau$ .

$$\vec{v} = \vec{a} \cdot \tau = \frac{q \cdot \vec{E}}{m} \cdot \tau \quad (17)$$

Při působení menšího elektrického pole je složka rychlosti nosiče náboje způsobená intenzitou elektrického pole  $\vec{E}$ . Rychlost tepelného pohybu je stejná jako doba mezi srážkami částic v plynu. [3]

Tato rychlost je dána vztahem:

$$\tau = \frac{l_s}{c}, \quad (18)$$

kde  $l_s$  je tzv. střední volná dráha částice konající tepelný pohyb [ $m$ ],

$c$  je rychlost tepelného pohybu nosiče náboje [ $m \cdot s^{-1}$ ]. [3]

Velikost střední volné dráhy částice lze odvodit na základě kinetické teorie plynu:

$$l_s = \frac{1}{\sqrt{2} \cdot \pi \cdot n_1 \cdot D^2}, \quad (19)$$

kde  $n_1$  je počet molekul v jednotce objemu [ $m^{-3}$ ],

$D$  je průměr molekuly [ $m$ ]. [3]

Pro rychlost tepelného pohybu částic plynu  $c$  [3] platí vztah:

$$c = \sqrt{\frac{3 \cdot k \cdot T}{m}} \quad (20)$$

Pohyblivost volného nosiče náboje se definuje na základě tzv. střední rychlosti  $\bar{v}$  [3], jejíž velikost se určí z velikosti okamžité rychlosti (17) v vztahem:

$$\bar{v} = \frac{|\bar{v}|}{2} = \frac{q \cdot |\vec{E}|}{2 \cdot m} \cdot \tau \quad (21)$$

V případě dosazení do rovnice (21) ze vztahu (18), je vyjádřeno:

$$\bar{v} = \frac{q \cdot |\vec{E}|}{2 \cdot m} \cdot \frac{l_s}{c} \quad (22)$$

Dalším dosazením do (22) podle (20) a jednoduchou úpravou je získáno:

$$\bar{v} = \frac{q \cdot |\vec{E}| \cdot l_s}{2 \cdot \sqrt{3 \cdot k \cdot T \cdot m}} \quad (23)$$

Pohyblivost volného nosiče náboje  $b$  je definována jako poměr střední rychlosti volného nosiče náboje a velikosti intenzity působícího elektrického pole:

$$b = \frac{\bar{v}}{|\vec{E}|} \quad (24)$$

Dosazením vztahu (23) do (24) je vyjádřena výsledná pohyblivost volného nosiče náboje:

$$b = \frac{q \cdot |\vec{E}| \cdot l_s}{2 \cdot \sqrt{3} \cdot k \cdot T \cdot m} \cdot \frac{1}{|\vec{E}|} = \frac{q \cdot l_s}{2 \cdot \sqrt{3} \cdot k \cdot T \cdot m} \quad (25)$$

(zdroj: [3])

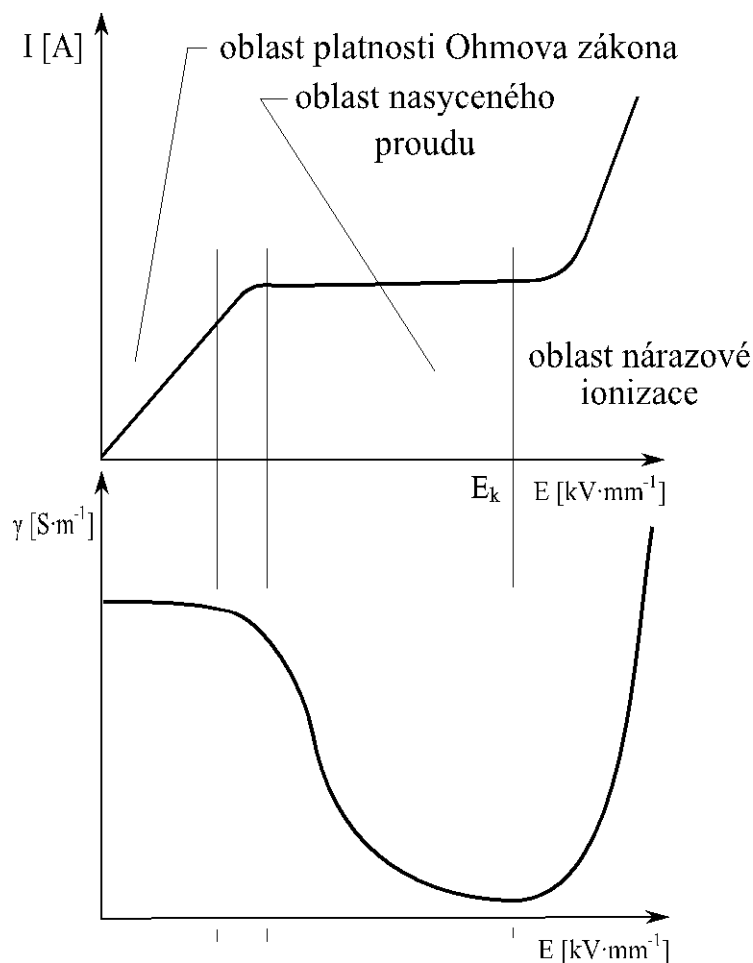
#### 1.4 Voltampérová charakteristika plyných izolantů

Pro zobrazení Voltampérové charakteristiky je uvažován deskový kondenzátor neboli uspořádání dvou deskových elektrod o ploše  $S$  a vzdálenosti  $d$  s plyným dielektrikem (např. vzduch). Tato charakteristika je základní vlastnost plyných izolantů a jedná se o závislost proudu na intenzitě působícího elektrického pole. V případě stejnosměrného napětí na elektrody, začne obvodem protékat elektrický proud, jehož závislost na napětí (resp. na intenzitě působícího pole) je uvedena na *obr. 1*. Průběh charakteristiky lze odvodit na základě rovnováhy mezi počtem vznikajících a zanikajících nosičů elektrického náboje [3]. K zániku volných nosičů náboje v tomto případě nastává rekombinací v objemu plynu a navíc ještě neutralizací na elektrodách.

Na rovnováhu mezi počtem vznikajících a zanikajících nosičů elektrického náboje existuje vztah:

$$q \cdot S \cdot d = r \cdot n_+ \cdot n_- \cdot S \cdot d + n'_+ + n'_-, \quad (26)$$

kde  $n'_+, n'_-$  je počet kladných (resp. záporných) nosičů elektrického náboje, které se za jednotku času neutralizují na elektrodách. [3]



Obr. 1 Voltamperová charakteristika plyných izolantů a napěťová závislost jejich  
konduktivity  
(zdroj: [3])

Vztahem  $q \cdot (n'_+ + n'_-)$  a rovnicí (26) je popsán proud  $I$  tekoucí obvodem a potom vyjádřen vztah:

$$q \cdot S \cdot d = r \cdot n_+ \cdot n_- \cdot S \cdot d + \frac{l}{q}, \quad (27)$$

V případě předpokladu, že  $n_+ = n_- = n$  (6) a zavedení absolutní hodnoty proudové hustoty  $J = \frac{I}{S}$ , je možno rovnici (27) dále upravit:

$$g = r \cdot n^2 + \frac{J}{q \cdot d}, \quad (28)$$

Je však nutné respektovat skutečnost, že s rostoucím napětím stoupá počet volných nosičů elektrického náboje, které se neutralizují na elektrodách, oproti nosičům, které zanikají v objemu plynu důsledkem rekombinace. V závislosti na napětí mohou vzniknout dva případy:

$$1) \quad r \cdot n^2 \gg \frac{J}{q \cdot d}$$

$$2) \quad r \cdot n^2 \ll \frac{J}{q \cdot d}$$

První případ odpovídá velmi nízkým hodnotám intenzity, kdy volné nosiče náboje získají pouze malé rychlosti a pravděpodobnost rekombinace je proto velká. V rovnici (28) je poté možné zanedbat člen odpovídající neutralizaci na elektrodách a přepsat ji do tvaru:

$$g \cong r \cdot n^2, \quad (29)$$

Z čehož plyne:

$$n \cong \sqrt{\frac{g}{r}}, \quad (30)$$

Velikost proudové hustoty se pak může vyjádřit vztahem:

$$J = q \cdot (n_+ \cdot b_+ + n_- \cdot b_-) \cdot E, \quad (31)$$

kde  $b_+, b_-$  je pohyblivost kladných (resp. záporných) nosičů náboje. [3]

Rovnici (31) lze opět na základě předpokladu  $n_+ = n_- = n$  a pomocí rovnice (30) upravit na následující tvar:

$$J = q \cdot \sqrt{\frac{g}{r}} \cdot (b_+ + b_-) \cdot E = \gamma \cdot E, \quad (32)$$

kde  $\gamma$  je konduktivita plynného izolantu, pro kterou platí:

$$\gamma = q \cdot \sqrt{\frac{g}{r}} \cdot (b_+ + b_-) \quad (33)$$

Druhý případ již odpovídá vyšším hodnotám intenzity elektrického pole. V této oblasti nabývají volné nosiče elektrického náboje větší rychlosti. To výrazně snižuje pravděpodobnost rekombinace a růst významu neutralizace nosičů na elektrodách. Takovýto případ nastává tehdy, když intenzita elektrického pole dosáhne takových hodnot, při nichž je čas, za který volný nosič proběhne vzdálenost mezi elektrodami, malý vzhledem k času nutnému pro rekombinaci. V rovnici (28) lze tentokrát zanedbat člen odpovídající rekombinaci a upravit ji tak na tvar:

$$g \cong \frac{J}{q \cdot d} \quad (34)$$

Odtud pak přímo vyplývá vztah pro proudovou hustotu:

$$J \cong g \cdot q \cdot d \quad (35)$$

Jak lze rozpoznat z rovnice (35), je v tomto případě proudová hustota nezávislá na intenzitě elektrického pole. To má za následek, že proud tekoucí vzduchem není v této oblasti závislý na přiloženém napětí, jedná se o tzv. **nasycený proud**. Tomu odpovídá **druhá část charakteristiky** na *obr. 1* (není-li počítána přechodová část mezi oblastí Ohmova zákona a oblasti nasyceného proudu). Za normálních podmínek je ve vzduchu proud pozorovatelný v rozsahu intenzit elektrického pole přibližně od  $0,7 \cdot 10^{-6}$  do  $1 \text{ kV} \cdot \text{mm}^{-1}$ . Vzduch je nejčastěji využíván právě jako izolant, kdy se nejčastěji nachází v podmínkách nasycení.

Ve spodní části *obr. 1* je uvedena napěťová závislost konduktivity vzduchu. Je vidět, že v oblasti nasyceného proudu klesá konduktivita hyperbolicky s rostoucím napětím. Oblast platnosti Ohmova zákona a nasyceného proudu odpovídá nesamotné vodivosti.

**Nárazová ionizace** začne probíhat okamžitě při překročení intenzity elektrického pole kritickou hodnotu blížíící se  $E_k = 1 \text{ kV} \cdot \text{mm}^{-1}$ . To má za následek exponenciálního zvyšování hustoty s rostoucí intenzitou elektrického pole. Odpovídající průběhy tomuto prudkému nárůstu je možno vidět ve **třetí části charakteristiky** na *obr. 1*.



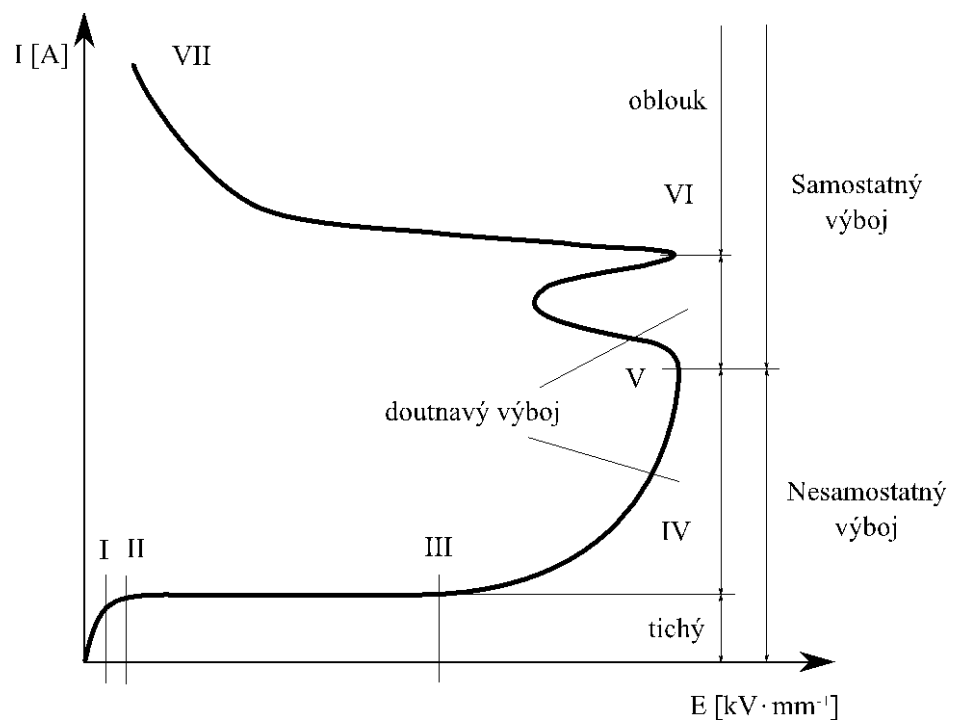
Překročením hodnoty  $E_k$  se plyn (vzduch) dostává do oblasti samostatné vodivosti a posléze ztrácí svoji elektroizolační schopnost.[3],[4]

## 2 Výboje v plynných izolantech

Plyn je za normálních okolností (tzn. při normální teplotě a tlaku) velmi dobrým izolantem. Je tvořen neutrálními molekulami nebo atomy. Z tohoto důvodu je potřeba pro průchod elektrického proudu ionizační činidlo. Takové činidlo může být například vysoká teplota, záření nebo částice s vysokou energií. [4],[9]

### 2.1 Elektrická pevnost plynných izolantů

Na *obr. 1* Voltampérová charakteristika plynných izolantů je zachycena pouze část vodivosti plynných izolantů. Následující kapitola bude pojednávat o celkové Voltampérové charakteristice vodivosti plynných izolantů i s oblastí samotného **výboje**.



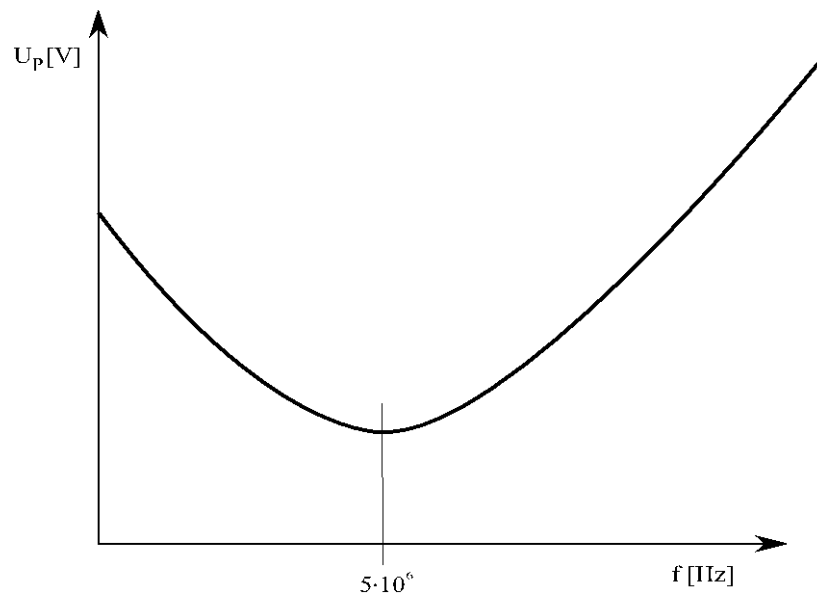
Obr. 2 Úplná Voltampérová charakteristika plynného izolantu  
(zdroj: [3])

Hlavní náplní této části, bude podrobněji rozebrán úsek **III** až **V** z *obr. 2*, který odpovídá **nesamostatnému výboji** a část **V** až **VII**, která odpovídá samostatnému výboji.

**Nesamostatné výboje** potřebují pro svůj vznik vnější ionizační činitele. To může být například zdroj záření nebo externí zdroj elektronů – termoemisní katoda. Zmíněné výboje tedy existují pouze v případě působení těchto zdrojů. V případě, že přestanou působit, nastává zánik nesamostatného výboje. **Samostatné výboje** používají ke svému vzniku jediný vlastní zdroj a to odpovídající elektrické napětí. Takové napětí stačí ke vzniku volných nosičů náboje i k jejich rozpohybování. [3]

## 2.2 Závislost elektrické pevnosti plynů na frekvenci

Frekvenční závislost přeskokového napětí ve vzduchu při atmosférickém tlaku jasně ukazuje *Obr. 3*.



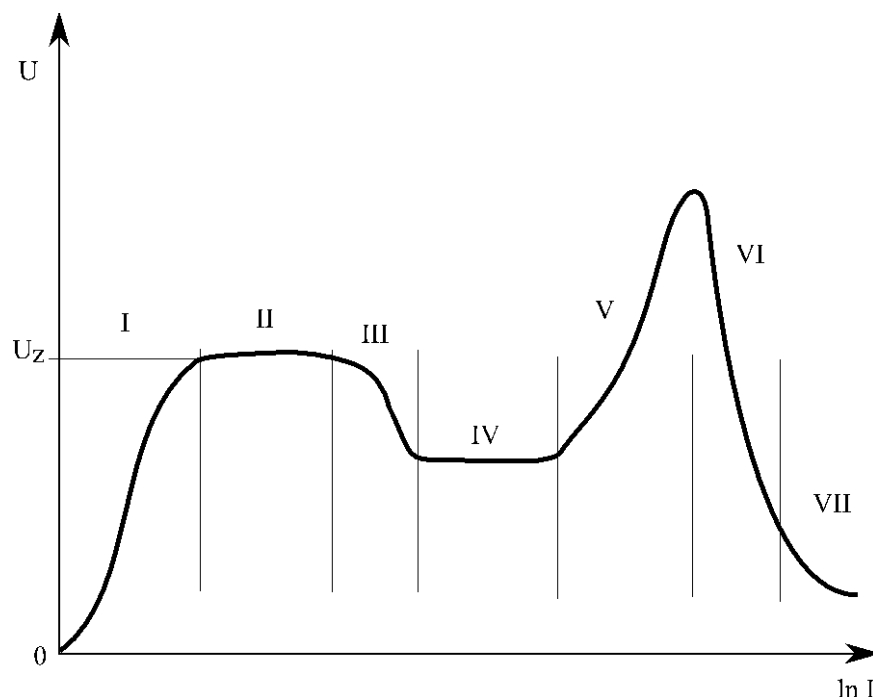
*Obr. 3* Frekvenční závislost průrazného napětí vzduchu při atmosférickém tlaku  
(zdroj: [3])

Při nízkých napětích, je přeskokové napětí na stejné hodnotě jako při působení stejnosměrného elektrického pole. K jednotlivému průrazu dochází v tomto případě v každé půlperiodě vždy, když napětí přechází svou maximální hodnotu. Procházející elektrický proud je tvořen samostatnými oddělenými impulzy, následujícími po sobě s dvojnásobnou frekvencí, než je frekvence přiloženého napětí. Tento fakt však platí pouze do určité frekvence působícího elektrického pole, kdy ještě zbývá čas na rekombinaci volných nosičů elektrického náboje vzniklých nárazovou ionizací. Od určité hodnoty frekvence se již vytvořená plazma nestačí neionizovat a průraz plynu je nepřetržitý. Pokles přeskokového

napětí plynu s rostoucí frekvencí elektrického pole se vysvětluje oscilacemi elektronů mezi elektrodami, vznikají tak příznivější podmínky pro nárazovou ionizaci molekul plynu. Za poklesem elektrické pevnosti plynu s rostoucí frekvencí může být i zvýšená nehomogenita elektrického pole mezi elektrodami způsobená prostorovým nábojem, který je tvořen kladnými ionty. Z Obr. 3 je vidět, že od určité frekvence (přibližně 5 MHz), se elektrická pevnost s rostoucí frekvencí zvětšuje. To lze odůvodnit zkrácením času, po který je elektron urychlován vnějším elektrickým polem [3]. Elektron tak získá menší kinetickou energii, vlivem toho pak klesne i pravděpodobnost nárazové ionizace neutrální molekuly plynu [3]. [4]

### 2.3 Druhy elektrických výbojů

Výboje, které vznikají za pomoci vnějšího ionizačního činidla ve slabém elektrickém poli, se nazývají jako nesamostatné výboje. Výboje, které vznikají v silnějších elektrických polích, se nazývají jako samostatné výboje. Tyto výboje se vyskytují například s kombinací s nízkým tlakem, což znamená, že se vytváří dostatečný počet iontů a elektronů pro udržení proudu. [4]



Obr. 4

*Druhy elektrických výbojů*

(zdroj: [4])

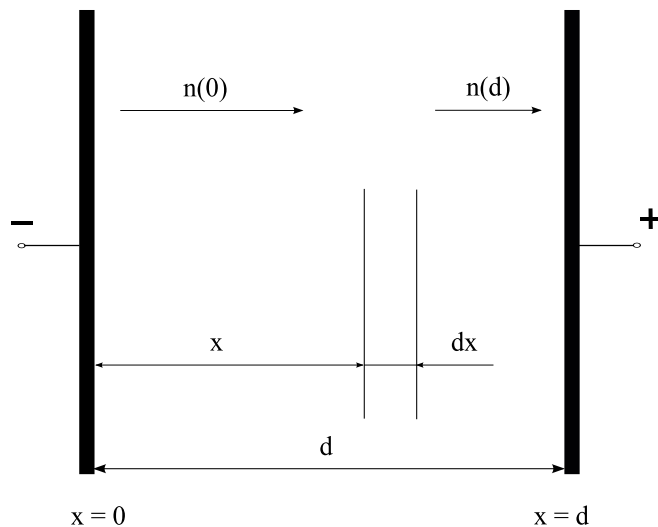
V V-A diagramu (*Obr. 4*) jsou znázorněny základní druhy elektrických výbojů. První část, tedy část **I** znázorňuje **nesamostatný výboj**. Při takovém výboji prochází jen velmi slabý proud. Při napětí, které dosáhne tzv. hodnotu zápalného napětí (někdy známo i jako zážehové napětí)  $U_z$ , je elektrické pole mezi elektrodami E dostatečně silné pro urychlení elektronů. Takto urychlené elektrony narážejí na ionty a mohou uvolňovat další elektrony v objemu výboje a urychlené ionty dopadající na katodu uvolňují elektrony z katody v počtu dostatečném pro vytvoření dalších generací elektronů a udržení samostatného výboje. Proud v elektrických výbojích zpravidla vedou elektrony. Důvodem je menší hmotnost v porovnání s ionty a v elektrickém poli mají díky tomu větší pohyblivost. Při proudech  $10^{-10}$  až  $10^{-5}$  A dosahují kinetické energie elektronů malých hodnot a srážky nejsou doprovázeny emisí viditelného záření. Tyto výboje znázorněné v části **II** se projevují šuměním, syčením a prskáním a nazývají se temným Townsendovým výbojem. Oblast **III** je charakteristická pro korónu. Výboj znázorněný v části **IV** se nazývá normální doutnavý výboj. Při takovém výboji je energie a hustota proudu nízká a katody i plyn v trubici zůstávají chladné. Výboje v oblasti **V** se nazývají anomálním elektrickým výbojem. Charakterizuje se vyšší proudovou hustotou a vyšší teplotou katody. Townsendův a doutnavý výboj probíhají většinou ve zředěných plynech a tlacích desetin procent atmosférického tlaku. Pokud proudy dosáhnou řádů kA v oblasti **VI**, tak probíhá jiskrový výboj. Zapaluje se při silném elektrickém poli o intenzitě  $E$  (přibližně  $10^6 \text{ V}\cdot\text{m}^{-1}$ ). Jiskrový kanál má vysokou vodivost a po propojení obou elektrod se snižuje napětí mezi elektrodami na 10 a 100 V. Je-li proudový zdroj dostatečně silný, odpovídají parametry výboje části **VII** a takový výboj se nazývá obloukový. [4],[16]

### 2.3.1 Townsendovy výboje

Nesamostatné výboje, tedy výboje z oblasti **III** až **V** z *obr. 2*, podrobně studoval S. Townsend a vypracoval jejich teorii. Z tohoto důvodu je možné setkávat se s označením podle jeho jména.

Za předpokladu uspořádání deskového kondenzátoru s plynným dielektrikem (*obr. 5*) a za předpokladu homogenního časově neproměnného elektrického pole mezi elektrodami se v tomto poli pohybuje směrem k anodě volný elektron. Za přispění vnějšího ionizačního činitele opustil povrch katody. Kinetickou energii, kterou disponuje, získává pouze díky účinku vnějšího elektrického pole mezi jednotlivými srážkami s neutrálními molekulami. Některé z těchto srážek jsou nepružné. Jejich vlivem dochází k nárazové ionizaci molekul případně k jejich vybuzení do excitovaného stavu. V případě pružných srážek elektronu

s neutrálními molekulami k ionizaci nedojde. Jde pouze o změnu směru pohybu elektronu bez podstatného snížení jeho energie. Vzhledem k velkému počtu srážek se ustálí střední rychlost pohybujícího se elektronu na určité konstantní hodnotě. Od tohoto okamžiku lze předpokládat, že na jednotkové dráze bude působením tohoto elektronu vznikat stejný počet ionizačních srážek. Takovýto počet je označen symbolem  $\alpha$  a je nazýván Townsendovým ionizačním činitelem. Určuje pravděpodobnost ionizace neutrální molekuly a je dán počtem párů volných nosičů tedy iontů a elektronů, které v homogenním poli vytvoří jeden elektron nárazovou ionizací na jednotkové dráze ve směru intenzity působícího elektrického pole.



Obr. 5

Uspořádání k Townsendově teorii

(zdroj: [3])

V případě průchodu elektronu vrstvou jednotkového průřezu a tloušťce  $dx$  ve vzdálenosti  $x$  od katody, vytvoří nárazovou ionizací  $\alpha \cdot dx$  párů nosičů elektrického náboje. Za předpokladu vzdálenosti  $x$  od katody koncentraci elektronů  $n$ , bude přírůstek nových elektronů  $dn$  na dráze  $dx$  dán vztahem:

$$dn = n \cdot \alpha \cdot dx \quad (36)$$

Pro přírůstek nových elektronů na celé dráze mezi elektrodami lze uvést:

$$\int_{n(0)}^{n(d)} \frac{dn}{n} = \int_0^d \alpha \cdot dx \quad (37)$$

Po integraci a určení integrační konstanty je vyjádřeno:

$$n(d) = n(0) \cdot e^{\alpha \cdot d}, \quad (38)$$

kde  $n(0)$  je počet elektronů uvolněných působením vnějšího ionizačního činitele za jednotku času z jednotkové plochy katody [ $m^{-3}$ ],  
 $d$  je vzdálenost elektrod [ $m$ ],  
 $n(d)$  je počet elektronů, které dospěly k anodě [ $m^{-3}$ ]. [3]

Z rovnice (38) je zřejmé, že počet volných elektronů při nárazové ionizaci roste **exponenciálně** se vzdáleností od katody. Jeden elektron, který je emitovaný katodou, vytvoří cestou k anodě lavinu o počtu  $e^{\alpha \cdot d}$ . Elektrony se k anodě pohybují určitou rychlostí. Lavina, která následně vznikne, pak odpovídá elektrický proud o proudové hustotě  $J(d)$ :

$$J(d) = J(0) \cdot e^{\alpha \cdot d}, \quad (39)$$

kde  $J(0)$  je hustota proudu na katodě [ $A \cdot m^{-1}$ ],  
 $J(d)$  je hustota proudu na anodě [ $A \cdot m^{-1}$ ],  
 $e^{\alpha \cdot d}$  je tzv. činitel zesílení laviny (např. ve vzduchu při normálním tlaku a vzdálenosti  $d = 10 \text{ mm}$  dosahuje hodnoty přibližně  $10^5$  [-]).

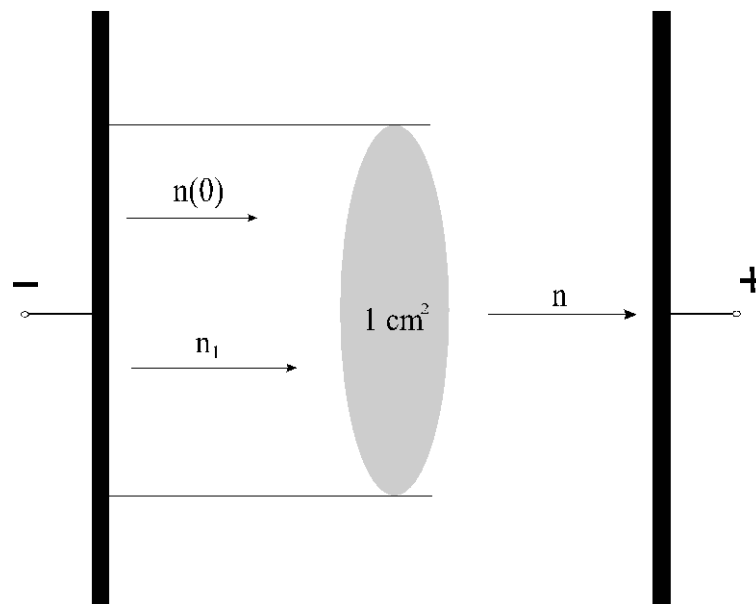
Na základě vztahu (39) lze experimentálně stanovit velikost ionizačního činitele  $\alpha$ . [3],[4]

Lavinovitý nárůst počtu nově vznikajících elektronů je způsoben tím, že každý nově vzniklý elektron přispívá svým podílem k další nárazové ionizaci. V celkovém počtu  $e^{\alpha \cdot d}$  laviny elektronů je obsažen i počáteční elektron, kterým proces začal. Nárazovou ionizaci plynu v prostoru mezi elektrodami vzniklo tedy  $e^{\alpha \cdot d} - 1$  elektronů. Je nutné připomenout, že lavina elektronů za sebou zanechává stejný počet kladných iontů.

Takovýto lavinovitý nárůst počtu volných nosičů náboje nezpůsobí nestabilitu v plynu a nedojde tedy ještě ani k přeskoku mezi elektrodami. Dosud uvedené teorie jsou platné pro úseky **III** až **IV**, tedy úsek odpovídající nesamostatným výbojům na *obr. 2*.

Druhá část tohoto úseku, přesněji řečeno část **IV** až **V** již nelze vysvětlit pouze na základě popsaného mechanismu. Dochází totiž k výrazným rozporům mezi teoretickými a

experimentálně získanými výsledky. Prvním pokusem o vysvětlení těchto odchylek bylo zavedení předpokladu vyvolání odchylek v prostoru pomocí kladných iontů. K tomu se zavádí i odpovídající ionizační součinitel – tentokrát  $\beta$ . Dalším zkoumáním se však ukázalo, že pravděpodobnost, se kterou kladné ionty získají energii potřebnou pro nárazovou ionizaci, je velice malá. Důvodem je malá pohyblivost kladných iontů. Nárazovou ionizaci kladnými ionty lze tedy zanedbat ve srovnání s nárazovou ionizací elektronů. [3]



Obr. 6

Odvozené podmínky samostatného výboje

(zdroj: [3])

I přes zanedbání nárazové ionizace kladnými ionty jsou právě kladné ionty příčinou prudkého nárůstu proudu v úseku **IV** až **V**. Důvodem je jejich cestování směrem ke katodě za působení elektrického pole. Na katodu poté naráží a vyvolávají tak povrchovou emisi elektronů. Tento příspěvek již není zanedbatelný. Je tedy charakterizován jako součinitel  $\gamma$  a jedná se tedy již o třetí takovou veličinu. Pro výpočet je nutné upravit výše uvedený vztah (39). Vychází se z modelu na obr. 6. V ustáleném stavu je  $n(0)$  počet elektronů emitovaných za časovou jednotku z povrchu katody vlivem vnějších ionizačních činitelů. Počet dopadajících za jednotku času na anodu je  $n$ . Jako  $n_1$  se označuje celkový počet elektronů uvolněných z katody jak vnějšími ionizačními činiteli, tak dopadem kladných iontů. Počet kladných iontů, které vznikají v trubicích mezi elektrodami o průřezu  $1 \text{ cm}^2$  v ustáleném stavu za jednotku času, je rovný  $n - n_1$ . [3]

Pro elektrony vystupující z katody platí:

$$n_1 = n(0) + \gamma \cdot (n - n_1), \quad (40)$$

kde  $\gamma$  je ionizační číslo udávající průměrný počet elektronů vyražených při dopadu kladného iontu na povrch katody

Úpravou rovnice (40) je vyjádřeno:

$$n_1 = \frac{n(0) + \gamma \cdot n}{1 + \gamma} \quad (41)$$

V případě dosazení do rovnice (38) místo  $n(0)$  vypočítané  $n_1$ , je vyjádřen počet elektronů dopadajících na anodu:

$$n = \frac{n(0) + \gamma \cdot n}{1 + \gamma} \cdot e^{\alpha \cdot d} \quad (42)$$

Po úpravě je možno uvést:

$$n = \frac{n(0) \cdot e^{\alpha \cdot d}}{1 - \gamma \cdot (e^{\alpha \cdot d} - 1)} \quad (43)$$

V případě, že se obě strany rovnice vynásobí nábojem  $e$ , vyjde vztah:

$$J(d) = \frac{J(0) \cdot e^{\alpha \cdot d}}{1 - \gamma \cdot (e^{\alpha \cdot d} - 1)}, \quad (44)$$

kde  $J(0)$  je hustota proudu vyvolaného vnějšími ionizačními činiteli [ $A \cdot mm^{-1}$ ],

$J(d)$  je hustota proudu na anodě [ $A \cdot mm^{-1}$ ].

Takovýto vztah platí pouze za předpokladu, že jmenovatel na pravé straně je větší než nula. [3],[4]



Ačkoliv je proudová hustota podle rovnice (44) větší než je možné vidět z rovnice (39), nejedná se stále o samostatný výboj. V momentě, kdy vnější ionizační činitelé přestanou působit, bude  $J(0) = 0$ , proud procházející plynem mezi elektrodami zanikne. Do **oblasti samostatného výboje** přejde **nesamostatný výboj** tehdy, bude-li intenzita vnějšího elektrického pole vyšší než určitá mez. V tomto okamžiku nastane kvalitativní zvrat, který se dá popsat **podmínkou samostatné existence výboje**:

$$\gamma \cdot (e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (45)$$

Jakmile je tato podmínka splněna, stává se výboj samostatným a udrží se i bez působení vnějších ionizačních činitelů. V plynném izolantu nastává **přeskok**. V tomto momentě i přestává platit vztah (44), vzhledem k tomu, že ten byl odvozen na základě předpokladu nesamostatného výboje.

Tato podmínka, někdy i též nazývaná Townsendovou podmínkou pro regeneraci elektronů má jasný fyzikální význam:

<i>Výraz</i> $(e^{\alpha d} - 1)$	<i>udává počet kladných iontů vytvořených jedním elektronem emitovaným z katody,</i>
<i>Součin</i> $\gamma \cdot (e^{\alpha d} - 1)$	<i>udává počet elektronů uvolněných těmito ionty z povrchu katody. [3],[4]</i>

To má za následek, že kladné ionty tvořené jedním elektronem emitovaným z katody uvolní z katody též rovněž jeden elektron. Samostatný výboj vznikne v případě umožnění daných podmínek (tzn. intenzita elektrického pole, tlak plynu, vzdálenost elektrod) tak, aby každý elektron opouštějící katodu vytvořil kladné ionty, které uvolní z katody opět jeden nový elektron.

Samostatný výboj vzniká při tzv. **počátečním napětí výboje**. V homogenním elektrickém poli (popřípadě i málo odlišném od homogenního elektrického pole) se počáteční napětí výboje ztotožňuje s **napětím přeskokovým**. V opačném případě, tedy v silně nehomogenním elektrickém poli, je počáteční to napětí, při kterém se objevuje tzv. **koróna**.

Je však důležité si uvědomit, že v plynech se nevyskytují pouze kladné ionty a elektrony, nýbrž i ionty záporné. Doposud se záporné ionty neuvažovali. Ty vznikají zachytáváním elektronů neutrálními molekulami plynu. Schopnost zachytávat elektrony závisí na druhu plynu. Například inertní plyny a dusík netvoří záporné ionty. V kyslíku a

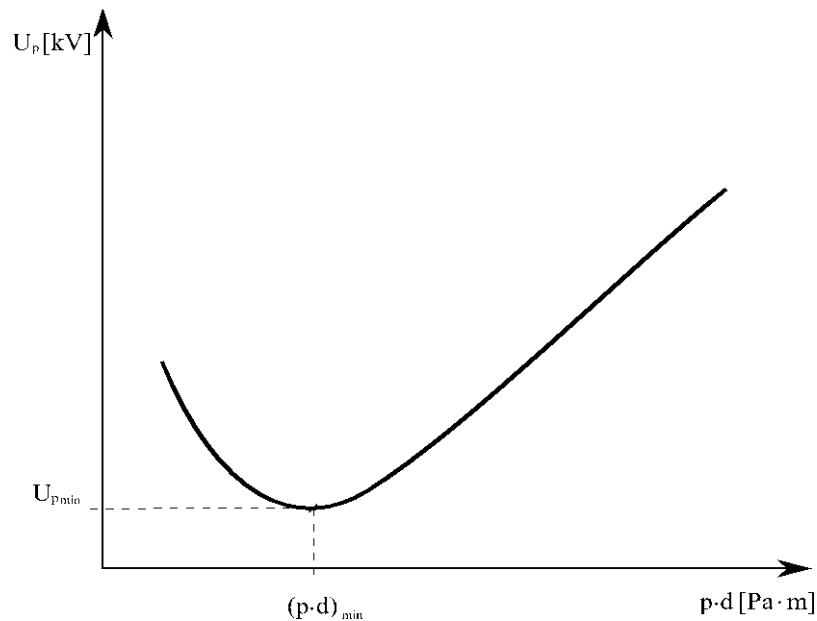
vzduchu dochází k zachytávání elektronů pouze v malé míře. Nejintenzivnější zachytávání elektronů vykazují molekuli elektronegativních plynů jako je například dobře známí fluorid sírový – SF<sub>6</sub>. Důležité je, že zachycené elektrony jsou pro další ionizaci ztracené a vzniklé záporné ionty mají příliš malou pohyblivost, než jaká by byla potřebná pro přispění k ionizaci. Zachytáváním se tak sníží počet elektronů schopných ionizovat neutrální molekuly plynu a pro vznik samostatného výboje je proto třeba vyššího napětí než v případě plynu, v němž k zachytávání elektronů nedochází. [3],[4]

### 2.3.2 Paschenův zákon

Znalostí, že výška přeskokového napětí v plynu je závislé na tlaku v daném plynu se zabýval S. Paschen. Při svém výzkumu zjistil, že v homogenním elektrickém poli je za stále teploty přeskokové napětí funkcí součinu tlaku plynu  $p$  a vzdálenosti elektrod  $d$ . To znamená, že pokud by se tlak dvakrát zvýšil, tak dvojnásobným zmenšením vzdálenosti elektrod by se vyvolal stejný výboj. Obecně to tedy platí pro jakýkoliv  $n$  násobek [16].

Funkce  $U_p = f(p \cdot d)$  je nazývána dnes již jako **Paschenův zákon**. Tento zákon ověřil S. Paschen experimentálně ještě před vznikem Townsendovy teorie. Závislost získaná experimentálně se poměrně dobře shoduje se závislostí určenou teoreticky. Graficky se tento zákon znázorňuje tzv. **Paschenovo křivkou** (obr. 7). Z obr. 7 je vidět, že tato křivka je tvořena dvěma částmi. Jedna z nich – levá část je tvořena prudce klesající a druhá – pravá část, která stoupá méně strmě, tedy s výrazným minimem. **Poloha minima – hodnoty  $U_{Pmin}$  a  $(p \cdot d)_{min}$  je charakteristická a odlišná pro každý plyn**. Vzduch má v tomto případě  $U_{Pmin} = 330$  V při  $(p \cdot d)_{min} = 760$  Pa·mm [4]. Pro vysvětlení Paschenovy křivky je uvažována nejprve konstantní vzdálenost elektrod a sledován pouze vliv měnícího se tlaku. V levé části, tedy v oblasti malých tlaků (sestupná část křivky zleva doprava), jsou volné dráhy částic velké, většina elektronů uvolněných z katody na své cestě k anodě vůbec na žádnou molekulu plynu nenarazí. To může být důvodem ke vzniku dalších nosičů elektrického náboje. Pro dostatečné urychlení elektronu, které by stačilo na vytvoření dostatečného počtu elektronů ke vzniku elektronové laviny, je potřebné příliš vysoké tzv. urychlující napětí. Ionizace probíhá v této oblasti energeticky nevýhodně. V druhé části, tedy v části vysokých tlaků (pravá vzestupná část křivky) jsou naopak volné dráhy malé. To znamená, že elektrony se sráží s neutrálními molekulami plynu moc brzy na to, aby stačili získat působením urychlujícího elektrického napětí dostatečně velkou kinetickou energii nutnou pro ionizaci molekul. I v této oblasti je třeba pro vytvoření a udržení výboje vysoké napětí, z čehož logicky vyplývá, že i probíhá ionizace energeticky nevýhodně. Označené minimum na Paschenově křivce označuje

optimální podmínky pro vytvoření a udržení výboje v plynu. [3],[4]



Obr. 7

*Paschenova křivka*

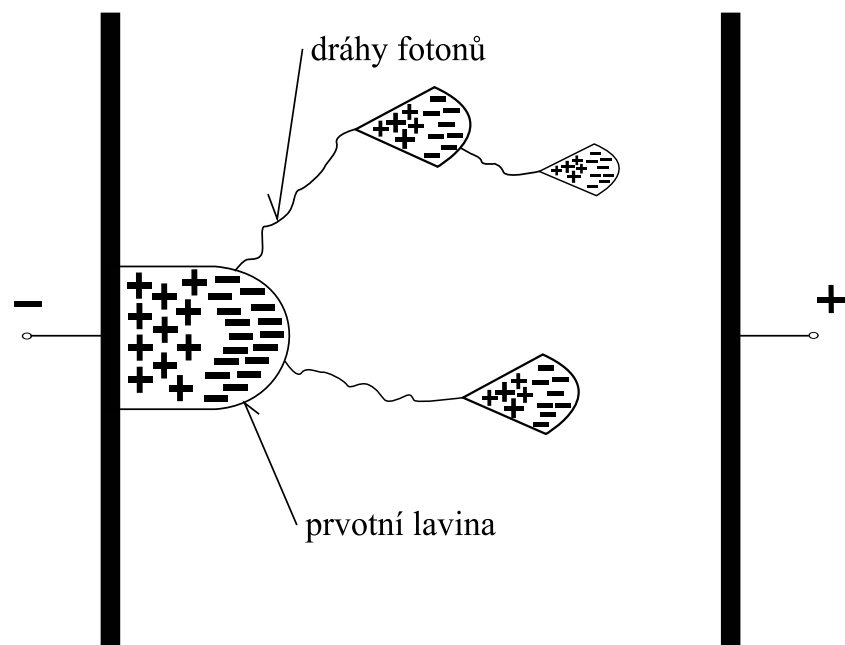
*(zdroj: [3],[4])*

Ve vakuu, kde je pravděpodobnost nárazové ionizace prakticky nula, může také dojít k přeskoku. Je to dané tím, že přeskokového napětí je závislé na tlaku. Zde je přeskok způsoben elektrony, které vystupují z katody, vlivem silného elektrického pole a teploty. Ve vakuu k tomu navíc poměrně rychle klesá elektrická pevnost v závislosti s rostoucí vzdáleností elektrod. Elektrony uvolněné z katody jsou urychlovány silným elektrickým polem a pohybují se naprosto volně a bez srážek. Tím získávají značnou energii. Díky ní pak mohou při dopadu na anodu uvolňovat chybějící kladné ionty a fotony. Tyto částice potom letí na katodu, kde velkou mírou přispívají k uvolnění dalších elektronů.

Důležité je, že do teď se uvažovala pouze konstantní teplota. To však prakticky nelze, vzhledem k tomu, že je třeba počítat i právě s vlivem teploty, neboť ta ovlivňuje střední volné dráhy [4]. V této úvaze se počítá hlavně s homogenním polem. Nicméně je důležité, že v praxi se vyskytuje ve většině případů pole nehomogenní. V takových případech přestává platit Paschenův zákon a poměry již nejsou tak jednoduché, jako je tomu v polích homogenních [4]. V nehomogenních polích se uplatňuje obecnější zákon, který se nazývá zákon podobnosti [3]. Takový zákon říká, že závislost tekoucího proudu plynným izolantem na napětí na elektrodách se nezmění při lineární změně rozměrů elektrodového systému, když se zároveň změní v opačném poměru tlak plynu. [3]

### 2.3.3 Kanálový výboj

Experimentálně zjištěné krátké časy výstavby jiskry (řádově  $10^{-6}$  až  $10^{-7}$  s) v homogenním elektrickém poli při větších vzdálenostech elektrody (řádově cm) nejsou schopné vysvětlit právě úvahy o procesech vyvolané na katodě kladnými ionty. Rychlost volných elektronů při intenzitách elektrického pole, v jakých dochází k přeskokům, se přibližuje hodnotě  $10^{-7}$  m·s<sup>-1</sup>. Rychlost iontů je přibližně stokrát pomalejší [4]. Takové podmínky neumožňují kladným iontům projít celou vzdálenost mezi elektrodami, dále pak dopadnout na katodu a uvolnit zde potřebný počet elektronů. Z toho vyplývá, že v takovýchto samostatných výbojích je třeba uplatnit jiný mechanismus. Podrobný výzkum vedl k vypracování tzv. kanálové teorie přeskoku. [3]



Obr. 8

Vznik kanálového výboje

(zdroj: [3])

Výboj se v počátečním stádiu tvoří ve formě samostatné elektronové laviny. Za postupující lavinou elektronů, která je vyvolaná nárazovou ionizací, zůstávají kladné ionty. Ty jsou v porovnání s lavinou elektronů téměř nehybné [3]. Takové ionty pak vytvářejí prostorový náboj, který deformuje původní homogenní elektrické pole. V tomto případě je třeba nezaměnit vzniklý prostorový náboj s prostorovým nábojem, který vznikl v průběhu migrační polarizace. V čele elektronové laviny působí pole prostorového náboje v opačném směru, než působí pole vnější. Tím zde dochází k jeho oslabení. Před a také za elektronovou

lavinou se zvyšuje intenzita elektrického pole [3]. To vede ke zvýšení rychlosti elektronů a tím i nárazové ionizace před čelem laviny. To je spojeno s vyšší tvorbou prostorového náboje. Oba tyto děje se tedy navzájem podporují a zároveň urychlují postup čela laviny.

Činitel, který výrazně zkracuje čas potřebný pro překlenutí celé vzdálenosti mezi elektrodami elektrického výboje, je v tomto okamžiku rozhodující a je nazýván **fotoelektrickou ionizací**. Záření, které fotoionizaci způsobuje, vychází z prvotní laviny a vzniká při srážkách většího počtu rychleji se pohybujících elektronů s molekulami plynu. Díky působení fotoionizace vznikne před čelem prvotní laviny nový elektron, který se začne rychle pohybovat k anodě a vlivem nárazové ionizace vytvářet i další lavinu. Celý proces se opakuje.

Nové laviny tedy vznikají na místech, kam ještě prvotní lavina ani nedospěla. Takto vzniklé sekundární laviny se pak spojí do úzkého výbojového kanálu, který vytváří ionizovaná plazma (viz obr. 8). [3]

### 2.3.4 Doutnavý výboj

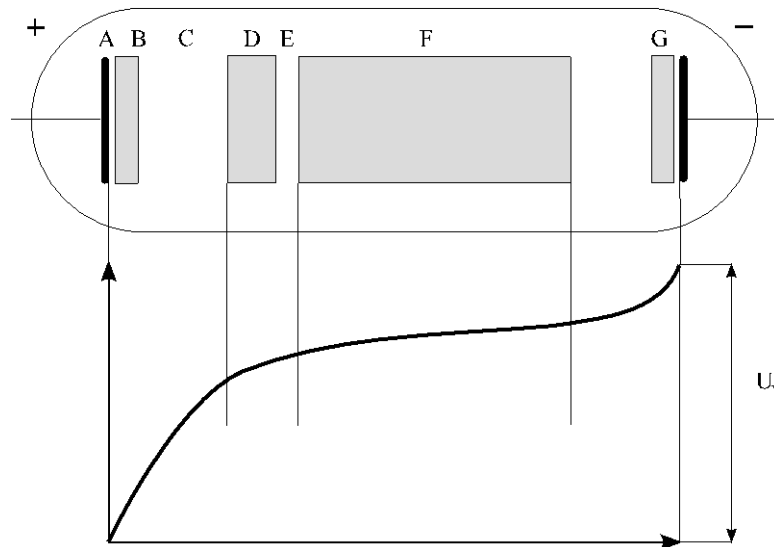
Doutnavý výboj probíhá při nízkých tlacích zhruba v okolí 1 Pa až 1000 Pa [10],[16] a zároveň při zážehovém napětí v řádech stovky voltů [16]. Hodnota takového napětí patří mezi menší zážehové neboli **zápalné** napětí. V případě nízkého tlaku obsahuje plyn méně molekul, které se tedy i méně srážejí. Proto pokud je v plynu nějaký iont nebo elektron, stačí relativně malé napětí k tomu, aby získal dostatečnou energii k ionizaci molekuly, na kterou narazí [10]. Tak již při poměrně nízkém napětí nastává výboj v poměrně dlouhé trubici. Konkrétně napětí asi 30 kV stačí na výboj v délce cca. 20 cm. Na rozdíl od jiskrového a obloukového výboje je proud při výboji malý (řádově desítky mA) [10]. Doutnavý výboj vzniká buďto jako normální nebo jako anomální výboj. Při průběhu normálního výboje je proudová hustota nezávislá na proudu a je celkem malá, a zároveň se při nárůstu proudu zvětšuje plocha využití katody. Anomální výboj má pak proudovou hustotu závislou na proudu a to ve smyslu takovém, že s rostoucím proudem roste i proudová hustota, při čemž dochází k zahřívání katody [16].

Pro větší atmosférické tlaky pak platí, že probíhají pouze samostatné výboje, které se realizují při vyšších energiích a to už se jedná o obloukovém výboji, koróně či jiskře [4]. Pro světelné efekty se využívá katodový sloupec, který obvykle vyplňuje celý prostor trubice.

U zářivek se využívá ambipolární difúze<sup>1</sup> (na obr. 9 část F) k fluorescenci na vnitřním povlaku trubice. [4]

Typické části doutnavého výboje včetně průběhu potenciálu je možno vidět na obr. 9,

- kde
- A katodový temný prostor, oblast urychlení elektronů směrem k anodě a iontů ke katodě,
  - B katodové (záporné) světlo, prostor kde dochází k ionizaci záření iontů,
  - C Crookesův tmavý katodový prostor, kde dochází k urychlení elektronů,
  - D prostor doutnavého katodového světla, kde lektány ztrácejí část své energie ionizačními a excitačními srážkami,
  - E Faradayův temný prostor, oblast kde elektrony a ionty rekombinují,
  - F kladný světelný sloupec, prostor kde svítí převážně neutrální molekuly a atomy a nabitě částice unikají ke stěně, kde rekombinují,
  - G anodové doutnavé světlo. [16]



Obr. 9 *Doutnavý výboj, jeho hlavní části a průběh potenciálu*  
(zdroj: [16])

## 2.4 Výboje v nehomogenním poli

Pokud je sledováno silně nehomogenní pole, tak se elektrické výboje v plynných izolantech řídí jinými zákony, než které platily doposud. Hlavní odlišnost spočívá ve vzniku tzv. koróny – zvláštní forma výboje [3]. Koróna je samostatný stabilní částečný výboj, který

<sup>1</sup> Lehké elektrony dosahují mnohem větší rychlosti při tepelném pohybu než ionty, proto se dostanou snadněji ke stěně trubice a vytvoří tam záporný náboj, který potom přitahuje kladné ionty. Ty potom s elektrony rekombinují, což ovšem způsobí, že je u stěny méně nabitých částic, a tak se tam přesouvají nabitě částice ze středu, aby se koncentrace vyrovnaly. Tomuto přesouvání částic se říká **ambipolární difúze**. [23]

vzniká v místech, kde je nejsilnější elektrické pole. Takové místa jsou obvykle elektrody s malým poloměrem zakřivení vzhledem k jejich vzájemné vzdálenosti. U takových elektrod je intenzita elektrického pole velká, zatímco v ostatním prostoru malá. V místech slabého pole se nemohou tvořit laviny, proto je výboj neúplný a přiléhá k elektrodám, které se obklopují slabě světélkující vrstvou. Koróna je navíc doprovázena **akustickými projevy** – šum a praskot [3]. Pokud je zvětšováno přiložené napětí na elektrodách, přejde koróna v souvislý výboj, jiskru nebo oblouk, v závislosti na tom, jaké napětí a proud je schopný udržet zdroj napětí. S rostoucí vzdáleností elektrod se zvětšuje i rozdíl mezi průrazným napětím a napětím, při němž vzniká koróna. [17]

#### 2.4.1 Korónový výboj

Jak je již zřejmé, korónový výboj vzniká v silném a velmi nehomogenním elektrickém poli, hoří v okolí hrotů a vodičů vysokého napětí. Ionizační procesy probíhají v tzv. **korónálním**, neboli v malém objemu [3]. Ve větší vzdálenosti od centra koróny má výboj charakter temné oblasti a projevuje se pouze prskáním a syčením. Proud vedou kladné i záporné ionty. Koróna může být katodová (záporná) nebo anodová (kladná). Odpor v temné oblasti má snižující účinek na celkový proud.

Charakteristické pro korónový výboj je, že se jedná o krátkodobé svítící rozvětvené kanálky. Zápalné napětí koróny závisí na špičatosti ostří [3]. Koróna se vytváří při působení stejnosměrného napětí na elektrodách, avšak může hořet i při vysokofrekvenčním výboji [8]. Při koróně dochází k rozkladu plynů na generaci ozónu [3]. [4],[17]

#### 2.4.2 Jiskrový výboj

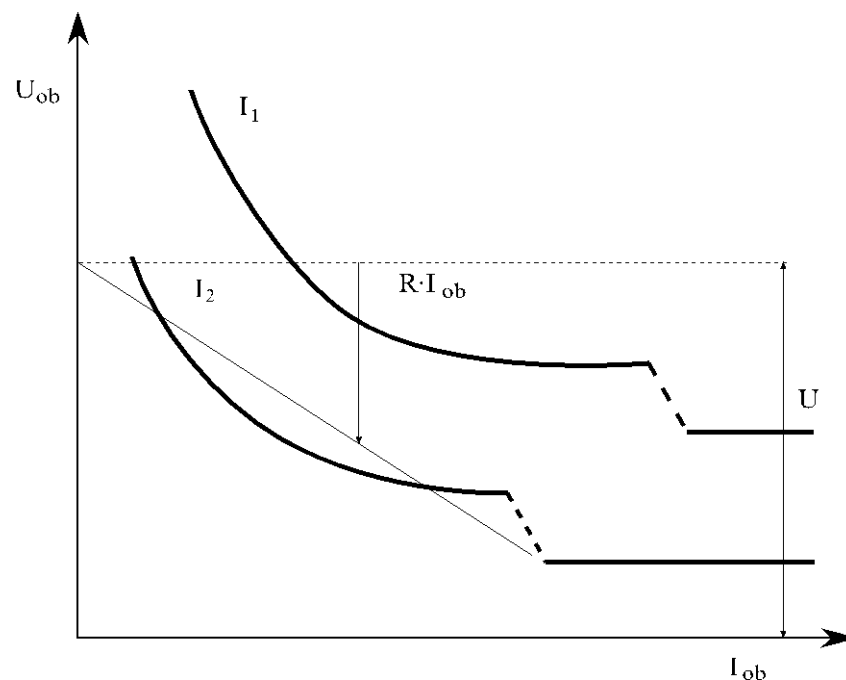
S jiskrovým výbojem se lze setkat v obyčejném životě. Nastává tehdy, pokud je člověk nabitý (člověk si sundá například svetr z umělých materiálů) a dotkne se nějakého uzemněného předmětu. Z délky jiskry se pak dá odhadnout velikost napětí a uzemněným předmětem. Jeden milimetr odpovídá napětí 3 kV [17]. Jedná se tedy o krátkodobý samostatný výboj, který vzniká při vysokém napětí mezi dvěma vodiči za atmosférického tlaku a je též jako korónový výboj doprovázen zvukovými a světelnými efekty. Jiskra má podobu jasně svítících rozvětvlujících se kanálků, ve kterých dochází k ionizaci při teplotě až 30 000 K [17]. K nejznámějším jiskrovým výbojům patří blesk, kterým se vyrovnává napětí ( $10^6 - 10^7$  V) mezi dvěma mraky či mrakem a zemí. [4]

### 2.4.3 Obloukový výboj

V případě obloukového výboje dochází k termoemisi elektronů z rozžhavené katody a probíhá na rozdíl od doutnavého výboje za vyšší proudové hustoty a ještě nižšího napětí. Celkově se dá hovořit o obloukovém výboji tak, že všechny procesy při výboji probíhají intenzivněji a při vyšších energiích než u výboje doutnavého [4].

Oblouk udržuje vysokou teplotu katody vytvářením tenké vrstvy výboje. Ta se nazývá **katodový prostor**, který je přímo před katodou. Tato vrstva se vyznačuje vysokou intenzitou elektrického pole, při kterém získávají kladné ionty vysokou kinetickou energii, kterou při dopadu na katodu odevzdají. Tento jev způsobuje ohřev katody. Právě toto ohřívání spolu s vysokou intenzitou elektrického pole způsobuje termoemisi elektronů z katody. Následný přechod elektrického náboje od katody k anodě vytváří pozitivní sloupec, tzv. **trup oblouku**. Před anodou vzniká analogicky tzv. anodový prostor, kde se shromažďují elektrony putující k anodě. To způsobuje rozžhavení anody, která z tohoto důvodu začne vysílat kladné ionty.

Obloukový výboj se rozlišuje podle tlaku, při kterém probíhá. Tzn. na nízkotlaký a vysokotlaký. Při prvně jmenovaném obloukovém výboji jsou neutrální částice v pozitivním sloupci – trupu oblouku – ionizovány nárazem elektronů, které energii potřebnou k ionizaci získaly z elektrického pole. V praxi se však vyskytuje spíše vysokotlaký obloukový výboj. Ten vzniká mezi kovovými elektrodami za atmosférického vyššího tlaku [12]. [4],[8]



Obr. 10

Znázornění obloukového výboje

(zdroj: [16])



### 3 Částečné výboje

Detekce přítomnosti elektrických výbojů ať už v pevném, kapalném nebo právě v plynném dielektriku je důležitá v diagnostice elektrických strojů. **Částečné výboje** jsou jedním z druhů elektrického výboje vyskytujícího se při provozu elektrických strojů. Jedná se o takové elektrické výboje, které pouze částečně přemostí izolaci mezi vodiči nebo elektrodami o různých potenciálech. Částečné výboje většinou vznikají často důsledkem koncentrace lokálního elektrického namáhání v izolaci, na povrchu izolace v okolí vodičů apod.

Doba trvání částečného výboje se obvykle pohybuje pod hranici 1  $\mu\text{s}$  [5]. Částečné výboje mají neblahý vliv na vlastnosti izolačních systémů a zároveň snižují jejich spolehlivost a životnost. Na izolační systémy působí totiž elektrickými, erozivními, chemickými a tepelnými vlivy. [6]

#### 3.1 Charakter částečných výbojů

Částečné výboje se obecně mohou vyvinout v místech, kde jsou nehomogenní dielektrické vlastnosti izolačních materiálů. V těchto místech se může stát, že intenzita lokálního elektrického pole je zvýšená. V důsledku nadměrného lokálního elektrického namáhání může dojít k lokálnímu částečnému průrazu. Takový průraz nemá za následek úplný průraz izolačního systému. Částečné výboje ke svému vývinu obecně vyžadují určitý objem plynu. To znamená například dutinky naplněné plynem nebo uzavřených izolací v blízkosti vodičů. Mohou se také vyskytovat na rozhraní izolace. Částečné výboje mohou nastat v případě, kdy intenzita lokálního elektrického pole nehomogenity překročí průraznou intenzitu pole. Takový proces pak může mít za následek četné impulzy částečných výbojů během jednoho cyklu přiloženého napětí. Jak velké množství náboje přenesou částečné výboje, záleží v první řadě na konkrétních vlastnostech nehomogenity, jako jsou například rozměry, skutečné průrazné napětí a specifické dielektrické vlastnosti příslušného materiálu. To mohou být vlastnosti povrchu, druh a tlak plynu. [18]

#### 3.2 Dělení částečných výbojů dle místa jejich vzniku

Dle místa detekce částečných výbojů jsou částečné výboje děleny na:

**Vnější částečné výboje** – částečné výboje v plynech v okolí elektrod malých poloměrů nebo

velkých zakřivení, jako se vyskytuje například u doutnavých a korónových výbojů.

**Vnitřní částečné výboje** – částečné výboje v plynech obklopené pevným či kapalným dielektrikem, jako například u výbojů v plynných dutinkách v pevném dielektriku.

**Povrchové částečné výboje** – částečné výboje nacházející se v okolí elektrod na rozhraní pevného a plynného dielektrika. Jsou jimi například klouzavé výboje na výstupu vinutí z drážky v točivých strojích, průchodkách apod. [6]

### 3.3 Typy částečných výbojů

Na několik základních druhů a typů se můžou částečné výboje rozlišit při měření výbojové činnosti. Dle umístění částečných výbojů na křivce napájecího napětí, tj. podle fázového úhlu částečných výbojů, lze usuzovat na druh výbojové činnosti a určit tak jeho povahu a místo výskytu (lokalitu výbojové činnosti).

Pozice fázového úhlu výskytu částečného výboje je na analogových měřicích většinou zobrazována jako superpozice proudových impulzů na sinusovce napájecího napětí ve formě Lissajousových obrazců. S rozvojem digitální techniky je upřednostňováno zobrazení výbojové činnosti na rozvinuté periodě sinusového zkušebního napětí. Nicméně jako slovních modelových uspořádání částečných výbojů se Lissajousovy obrazce používají dodnes. [6]

### 3.4 Veličiny charakterizující částečné výboje

Veličiny, které charakterizují částečné výboje, jsou velice důležité pro vyhodnocení aktivity částečných výbojů. Ve skutečnosti existují hlavně měřené a odvozené parametry, které charakterizují částečné výboje a ty lze rozdělit do následujících základních skupin. Zmíněné parametry definuje norma ČSN EN 60270 [7]. [6]

#### 3.4.1 Veličiny vztahované k jednotlivým impulzům

##### **Zdánlivý náboj $q$ impulzu částečného výboje**

Zdánlivý náboj  $q$  impulzu částečného výboje odpovídá takové hodnotě náboje, při jehož mžikovém přivedení na svorky zkoušeného objektu se krátkodobě změní napětí mezi jeho elektrodami na takovou hodnotu, na kterou by se změnilo při částečném výboji. Tento

náboj není roven skutečnému náboji  $q_{cv}$ , který je přenesený reálným částečným výbojem, a nemůže být měřen přímo. Velikost zdánlivého náboje je vyjádřen v pikocoulombech [pC] a je základním diagnostickým parametrem pro měření a vyhodnocování částečných výbojů. [6]

### Fázový úhel $\varphi_i$ a čas $t_i$ výskytu impulzu částečného výboje

Fázový úhel  $\varphi_i$  impulzu částečného výboje je dán vztahem:

$$\varphi_i = 360 \cdot \left( \frac{t_i}{T} \right), \quad (46)$$

kde  $t_i$  je okamžitá doba výskytu částečného výboje měřená od předešlého kladného průchodu zkušebního napětí nulou [s],

$T$  je doba periody zkušebního napětí [s].

Vyjadřuje se v úhlových stupních [°] nebo v radiánech. [6]

### Četnost impulzů $n$

Střední hodnota počtu proudových impulzů vyvolaných výbojovou činností za dobu určitého časového intervalu se nazývá četnost impulzů, která je označen písmenem  $n$  a vyjádřen v impulzech za sekundu. [6]

#### 3.4.2 Veličiny integrované

Do praxe byly zavedeny i veličiny, které jsou odvozeny od veličin základních jejich sumarizací za určitý časový interval  $T$ , protože dochází vlivem částečných výbojů a jejich opakování k degradaci izolačního materiálu. Tento časový interval bývá obvykle podstatně delší v porovnání s časem jedné periody testovacího napětí (obvykle 60 s). [6]

### Střední proud částečných výbojů $I$

Integrální veličina stanovená jako součet absolutních hodnot zdánlivých nábojů za určitý časový interval  $T$ , dělený délkou tohoto intervalu je střední proud částečných výbojů  $I$ , pro které platí:

$$I = \frac{1}{T} \cdot [|q_1| + |q_2| + \dots + |q_i| + \dots + |q_m|] \quad (47)$$

Tento proud je vyjádřen v coulombech za sekundu [ $C \cdot s^{-1}$ ] nebo v ampérech [A], resp. miliampérech [mA]. [6]

### Součtový náboj $Q$

Výsledek součtu hodnot zdánlivých nábojů za určitý časový interval je součtový náboj  $Q$ . Ten je udáván v jednotkách C, resp. pC. Tento způsob vyhodnocování tohoto diagnostického parametru se pomalu a jistě stává minulostí, protože je nahrazen středním proudem částečných výbojů  $I$ . [6]

### Střední kvadratický součet $D$

Střední kvadratický součet  $D$  je dán součtem druhých mocnin hodnot zdánlivých nábojů za určitou délku časového intervalu  $T$ , děleného velikostí právě této délky.

$$D = \frac{1}{T} \cdot [q_1^2 + q_2^2 + \dots + q_i^2 + \dots + q_m^2] \quad (48)$$

Střední kvadratický součet se udává v (coulombech)<sup>2</sup> za sekundu [ $C^2 \cdot s^{-1}$ ]. [6]

### Výkon částečných výbojů $P$

Je roven střední hodnotě výkonu impulzů částečných výbojů přivedeného mezi svorky testovaného objektu po dobu výbojové činnosti  $T$ .

$$P = \frac{1}{T} \cdot [q_1 \cdot u_{\dot{c}v1} + q_2 \cdot u_{\dot{c}v2} + \dots + q_i \cdot u_{\dot{c}vi} + \dots + q_m \cdot u_{\dot{c}vm}] \quad (49)$$

kde  $u_{\dot{c}v1}, u_{\dot{c}v2}, \dots, u_{\dot{c}v}$  jsou okamžité hodnoty testovacího napětí, při kterých nastaly částečné výboje o velikosti  $q_1, q_2, \dots, q_m$ .

Výkon částečných výbojů je udáván ve wattech [W] a jeho velikost lze mimo jiné určit rovněž přímým měřením. Při střídavém napětí může mimo jiné dojít i k situaci, že energie jednotlivých výbojů (součin  $q_i \cdot u_{\dot{c}vi}$ ) nabude záporných hodnot, a to v případě, kdy jsou  $q_i$  a

$u_{\text{čvi}}$  opačné polarity. Výkon částečných výbojů je označován jako diagnostický parametr a užívá se jako doplňkový parametr pro hodnocení intenzity výbojové činnosti. [6]

### 3.4.3 Napětí vztahovaná k částečným výbojům

#### Zkušební napětí částečných výbojů

Je dané zkušebním postupem. Během takového napětí, by neměl testovaný objekt vykazovat takové částečné výboje, které překračují předepsanou velikost. Předepsaná hodnota částečného výboje je taková hodnota, která je prezentována libovolným diagnostickým parametrem jako nejvyšší. Často to bývá hodnota  $q$  – zdánlivý náboj impulsu částečného výboje. [6]

#### Zapalovací napětí částečných výbojů $U_i$

Jedná se o nejnižší hodnotu testovacího napětí, při kterém je možné zachytit stabilní částečné výboje. To platí pro plynule zvyšované testovací napětí z určité počáteční nízké hodnoty do chvíle zaznamenání vzniku částečného výboje. Je udáváno ve voltech nebo kilovoltech.

V praxi se jedná o takové napětí, při kterém vznikají částečné výboje o intenzitě, která překračuje určitou předepsanou hodnotu [6]. [19]

#### Zhášecí napětí částečných výbojů $U_e$

Při takovém napětí částečných výbojů již není možné detekčním obvodem zjistit stabilní výbojovou činnost. To platí za předpokladu, že je testovací napětí plynule snižováno z určité vyšší hodnoty do doby, kdy částečné výboje nebude možné zachytit. Toto napětí se udává též ve voltech nebo v kilovoltech.

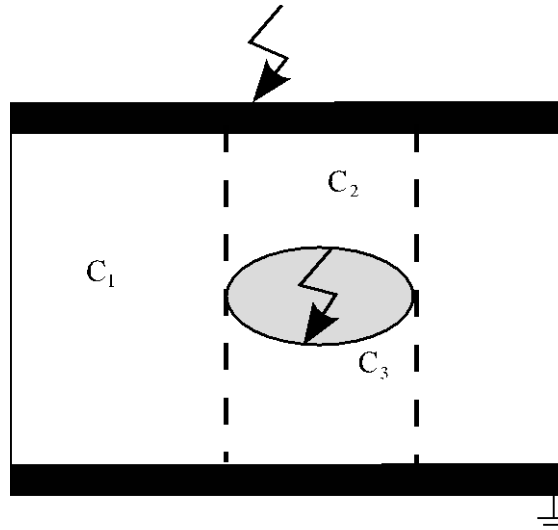
V praktických případech se jedná o takové napětí, při kterém klesá výbojová pod předepsanou mezní hodnotu [6]. [19]

## 3.5 Modely částečných výbojů

Děje, které probíhají při výbojové činnosti, bylo třeba objasnit. Z toho důvodu vzniklo několik modelů, ze kterých jsou nejznámější Gemant – Philoppopův a Böningův model.

### 3.5.1 Gemant – Philippovův model

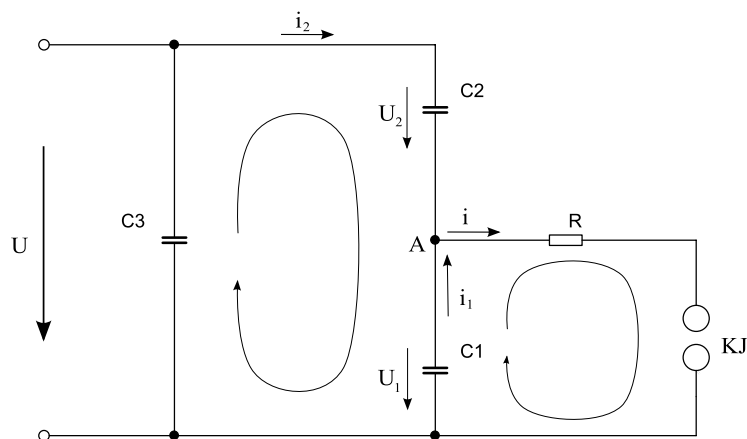
Teorie modelování výbojové činnosti vychází ze tříkapacitního obvodu formulovaného v na *obr. 12*. Důležitou podmínkou u náhradního schéma je existence dielektrika (pevného nebo kapalného) s jednou dutinkou, ve které se nachází nehomogenní pole uvnitř objemu dielektrika.



*Obr. 11* Schematický obrázek izolantu s vnitřní plynovou dutinkou  
(zdroj: [21])

Kapacita  $C_1$  na *obr. 12* je kapacita vzduchové dutinky v pevném nebo kapalném dielektriku, kde dochází ke vzniku částečných výbojů. Kapacita  $C_2$  je výsledná kapacita homogenního dielektrika, která je v sérii s dutinkou. Poměrně velkou kapacitou je  $C_3$ . Ta představuje kapacitu zdravé části dielektrika a je paralelně spojena s výše uvedenými kapacitami. V případě malé dutiny platí podmínka  $C_3 \gg C_1 \gg C_2$  [22]. Jiskřiště označeno zkratkou KJ je spojeno paralelně ke kapacitě  $C_1$  a slouží k modelování průrazu vzduchem vyplněné dutinky. Průraz nastává v době, kdy se dosáhne tzv. **zápalného napětí**  $U_i$  částečných výbojů na kapacitě  $C_1$ . Odpor výbojové dráhy je v sérii s jiskřištěm KJ a patřičně označen písmenem R. Odpor překlenuje vnitřní vzduchovou dutinku [21].

*Obr. 13* zřetelně naznačuje průběhy napětí ve zkoumaném obvodu na *obr. 12*. Je vidět, že při částečném výboji v dutince na výbojovém procesu nepodílejí pouze plochy vzduchových mezer, ale i určitá část jejich přímého okolí v dielektriku. Při přeskoku dochází nejen k poklesu napětí na dutině, ale i na pevném rozhraní. Díky tomu se nosiče náboje mohou pohybovat podél rozhraní a ovlivňovat tak napětí na dutince. [21]



Obr. 12 Schematický obrázek izolantu s vnitřní plynovou dutinkou  
(zdroj: [22])

- kde
- $C1$  je kapacita dutinky,
  - $C2$  je kapacita dielektrika připojeného do série s kapacitou dutinky,
  - $C3$  je kapacita nepoškozené části dielektrika,
  - $R$  je odpor výbojového kanálu,
  - $KJ$  je kulové jiskřiště (jeho zapálení představuje částečný výboj),
  - $i$  je proudový impulz výboje,
  - $i_1, i_2$  jsou nabíjecí proudy,
  - $U_1, U_2$  jsou napětí na kapacitách. [6],[22]

Dle Kirchhoffova zákona pro uzel A platí:

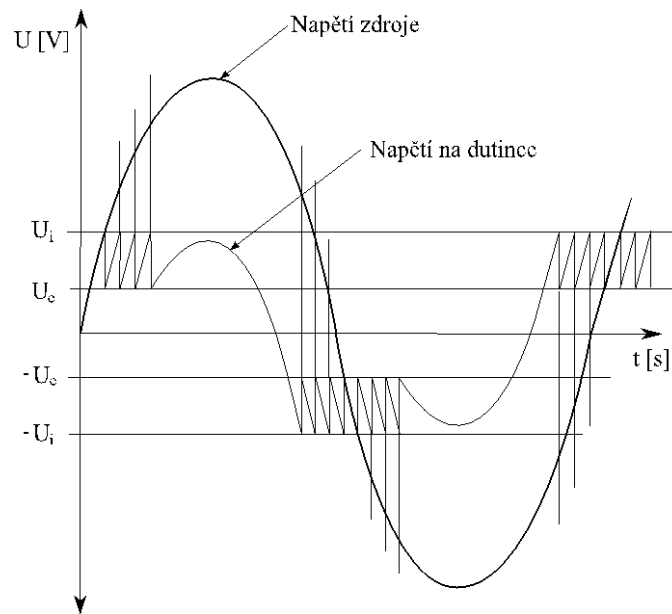
$$i_2 = i - i_1 \quad (50)$$

Po zapálení jiskřiště platí vztah:

$$-dU + \frac{i_2}{C_2} \cdot dt + dU_1 = 0 \quad (51)$$

Dále pak platí:

$$-U + R_i = 0 \Rightarrow i = \frac{U_1}{R} \quad (52)$$



Obr. 13

Gemant – Philippovův model a napěťové průběhy

(zdroj: [6])

Napětí na kapacitě  $C_1$  je vyjádřeno:

$$dU_1 = -\frac{i_1}{C_1} \cdot dt \Rightarrow i_1 \cdot dt = -C_1 \cdot dU_1 \quad (53)$$

V případě dosazení rovnice (50) do (51) vznikne vztah:

$$-dU_1 - \frac{i_1}{C_2} \cdot dt + \frac{i}{C_2} \cdot dt + dU_1 = 0 \quad (54)$$

Dosazením rovnic (52) a (53) do rovnice (54) se vyjádří:

$$-dU - \frac{C_1}{C_2} \cdot dU_1 + \frac{U_1}{R \cdot C_2} \cdot dt + dU_1 = 0 \quad (55)$$

Za předpokladu výbojem nezkratovaného jiskřiště nabývá rovnice (55) tvar:

$$dU - \left( \frac{C_1}{C_2} + 1 \right) \cdot dU_1 = 0 \quad (56)$$



## Napět'ové poměry

Pokud je rovnice (56) integrována a upravena, vyjde rovnice, která udává velikost napětí na kapacitě  $C_1$ :

$$U_1 = \frac{C_2}{C_1 + C_2} \cdot U \quad (57)$$

V případě, že napětí  $U_1$  na kapacitě  $C_1$  dosáhne hodnoty zápalného napětí  $U_v$ , nastane výboj a napětí  $U_1$  poklesne na hodnotu zůstatkového napětí  $U_v$ . Toto lze popsat rovnicí (58), která vychází ze zákona rovnosti náboje před a po výboji:

$$\left( \frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2} + C_3 \right) \cdot U = (C_2 + C_3) \cdot U_v, \quad (58)$$

kde  $U_v$  je napětí, které zůstává na svorkách obvodu po vzniku výboje. [6]

Indukčnost, která je v napájecím obvodu, neumožní, aby zdroj dodával ihned při výboji náhradního obvodu elektrický náboj. Z toho důvodu dojde k poklesu napětí z původní hodnoty  $U$  na  $U_v$  [8]. [6]

Hodnota napětí  $U_v$  se může z rovnice (58) určit jako:

$$U_v = \frac{C_1 \cdot C_2 + C_1 \cdot C_3 + C_2 \cdot C_3}{(C_1 + C_2) \cdot (C_2 + C_3)} \cdot U \quad (59)$$

Pokud je dosazeno napětí  $U$ , které je vyjádřeno z rovnice (57) a dosazeno do rovnice (59) vyjde vztah:

$$U_v = \frac{C_1 \cdot C_2 + C_1 \cdot C_3 + C_2 \cdot C_3}{C_2 \cdot (C_2 + C_3)} \cdot U_1 \quad (60)$$

Na svorkách obvodu vyvolá částečný výboj úbytek napětí:

$$\Delta U_x = U - U_v = \frac{C_1 + C_2}{C_2} \cdot U_1 - \frac{C_1 \cdot C_2 + C_1 \cdot C_3 + C_2 \cdot C_3}{C_2 \cdot (C_2 + C_3)} \cdot U_1, \quad (61)$$

kde  $U$  je napětí vyjádřeno z upravené rovnice (57),

$U_v$  je dáno vztahem z rovnice (60). [6]

Těsně před výbojem platí  $U_1 = U_i$  a v okamžiku po ukončení výboje pak  $U_1 = U_v$  [6].

Provedou-li se patřičné úpravy, vyjde vztah:

$$\Delta U_x = \frac{C_2}{C_2 + C_3} \cdot \Delta U_1, \quad (62)$$

kde  $\Delta U_x = U_i - U_v$ .

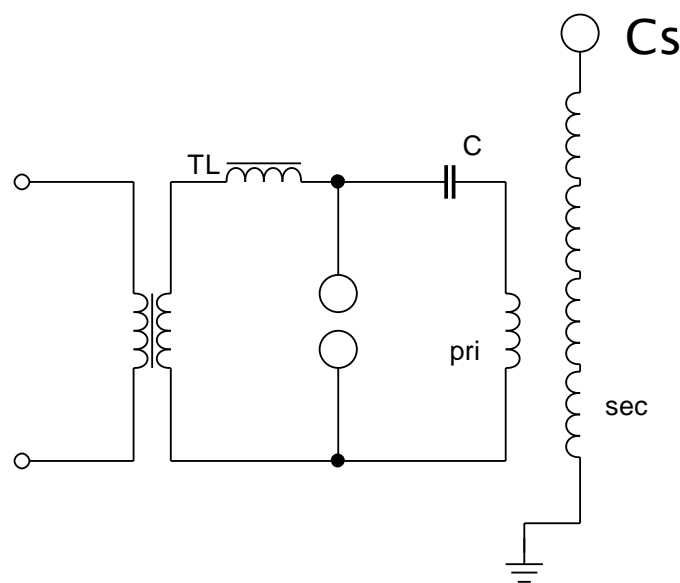
## 4 Návrh vysokofrekvenčního transformátoru pro simulaci výbojové činnosti

Pro návrh vysokofrekvenčního transformátoru pro simulaci výbojové činnosti byl zvolen Teslův transformátor, který generuje velmi vysoké napětí. Existuje několik druhů těchto transformátorů, které se liší v primárním obvodu. V následujících řádkách je objasněn princip TC, rozdělení TC, postupy při návrhu a v poslední řadě samotný návrh.

### 4.1 Obecný princip TC

Jedná se o vzduchový transformátor generující vysokofrekvenční impulsy, který jak název napovídá, sestrojil slavný srbský fyzik Nikola Tesla na konci 19. století. Základní částí je vysokonapěťový transformátor dodávající budící napětí. Cívka s malým počtem závitů v primárním obvodu spolu s kondenzátorem  $C$  tvoří paralelní rezonanční obvod, který je naladěn na stejný kmitočet jako sekundární cívka. Jiskřiště plní funkci spínače. Sekundární cívka s vysokým počtem závitů je umístěna v ose primární cívky. Její rezonanční kmitočet závisí na její indukčnosti, parazitní mezizávitové kapacitě a na případné kapacitě v podobě

kovové toroidu. Vysokonapěťový transformátor nabíjí přes vinutí primární cívky kondenzátor C. Po dosažení určitého napětí – tedy elektrické pevnosti vzduchu, přeskočí v jiskřišti jiskra spojující nabitý kondenzátor paralelně k cívce v primárním obvodu. Rezonanční obvod tím začne kmitat a vykoná určitý počet tlumených kmitů. Po dobu trvání těchto kmitů se na cívce v sekundárním obvodu indukuje vysokofrekvenční střídavé napětí. Po vybití kondenzátoru zanikne výboj v jiskřišti a tím se kondenzátor odpojí od primární cívky a celý proces se opakuje. Naindukované vysokofrekvenční napětí má však odlišné vlastnosti než nízkofrekvenční. V tomto případě se totiž uplatňuje tzv. skin efekt, což znamená, že se střídavý proud šíří pouze povrchem vodiče. To při větším výkonu může přivodit popáleniny. [26],[27]



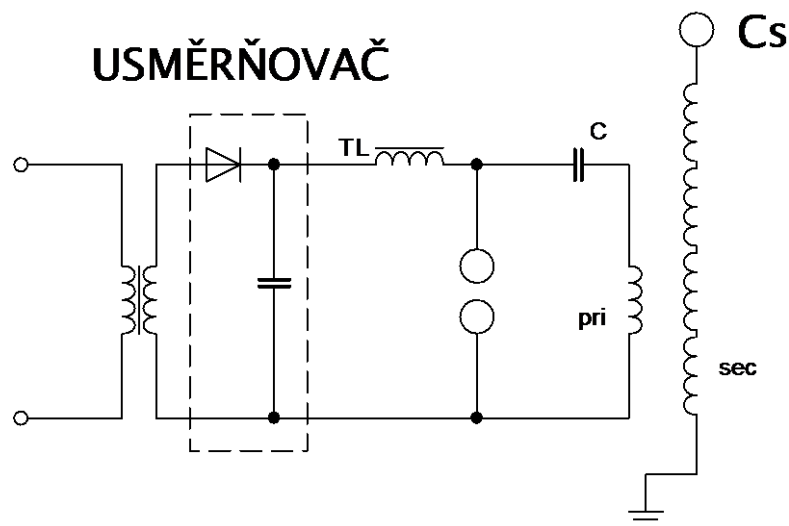
Obr. 14 Zjednodušené schéma Teslova transformátoru napájeného střídavým proudem  
(zdroj: [26])

#### 4.1.1 TC napájený střídavým proudem

Kondenzátor C je v zapojení na obr. 14 nabíjen střídavě na kladné a záporné napětí. Nabíjecí proud prochází přes tlumivku TL, která má za úkol vysokofrekvenčně oddělit transformátor od rezonančního obvodu k čemuž stačí i pár mH [26], ale její hlavní úkol je určovat nabíjecí proud kondenzátoru. To už je potřeba někdy i desítky H. V případě použití transformátoru bez limitace proudu, je nezbytné tlumivku použít. Velká výhoda tohoto zapojení spočívá v jednoduchosti konstrukce. Největším problémem je však sestavení rotačního jiskřiště, které je třeba pro vyšší výkony. Ideální je použití synchronního rotačního jiskřiště. [26],[28]

### 4.1.2 TC napájený stejnosměrným proudem

V tomto případě je oproti předchozímu zapojení z *obr. 14* změna v usměrnění vysokofrekvenčního napětí z transformátoru. Dle schématu na *obr. 15* je nezbytné zapojení za usměrňovač, v případě usměrnění jedné fáze, filtrační kondenzátor s poměrně velkou kapacitou [26]. Vzhledem k napětí by kapacita filtračního kondenzátoru měla být v řádech  $\mu\text{F}$ , jinak by usměrnění nemělo význam. V případě napájení stejnosměrným proudem je nezbytné opět použít tlumivku. Důvodem je jisté zkratování filtrační kapacity přeskokem v jiskřišti, což by při oscilacích otevíralo diody u usměrňovače. Výhodou je možnost napájení třífázovým proudem v případě vhodného zapojení usměrňovače. V tomto případě pak filtrační kondenzátor může mít mnohem menší kapacitu, protože napětí za usměrňovačem neklesá k nule [26]. [26],[27]



Obr. 15 Zjednodušené schéma Teslova transformátoru napájeného stejnosměrným proudem  
(zdroj: [26])

## 4.2 Jednotlivé důležité části TC

Pro lepší představu při návrhu bude tato kapitola pojednávat o jednotlivých důležitých částech TC.

### 4.2.1 Vysokonapět'ový transformátor

Vysokonapět'ový transformátor má za úkol zvětšit síťové napětí na takovou hodnotu, při které již začnou přeskakovat jiskry. To by mělo být alespoň 5 kV. Pro TC vyšších výkonů

není výjimkou i více než 20 kV. Výstupní proudy se pak většinou pohybují v desítkách až stovkách miliampérů. [26]

#### 4.2.2 Usměrňovače pro stejnosměrně napájený TC

Zde se uplatňují základní znalosti o usměrňovačích. Lze jej zapojit buďto jako můstkový nebo dvoucestný usměrňovač, který je možno sestavit ze dvou diod. V obou případech je však nutné použít poměrně velký filtrační kondenzátor. Pokud takový kondenzátor není k dispozici, nemá velký smysl usměrňovač zapojovat. [26],[27]

#### 4.2.3 Tlumivka

Indukčnost se volí dle požadovaného nabíjecího proudu, podle vztahů pro induktivní odpor, tedy reaktanci. Nutné je cívku zvolit nebo sestavit tak, aby snesla příslušné napětí. Pokud, se jedná o stejnosměrně napájené TC, je třeba tlumivku, která má indukčnost v řádech desítek H. Zde se jako řešení nabízí několik tlumivek zapojených sériově. Jednou z hlavních vlastností tlumivek je také to, že ve spojení s jiskřištěm se chovají jako zvyšující měnič napětí [26]. Tlumivku pro limitaci proudu transformátoru lze také zapojit sériově s primárním vinutím. [26],[28]

#### 4.2.4 Jiskřiště

Nejjednodušší konstrukce jiskřiště je tzv. statické jiskřiště. To mohou být dvě elektrody upevněné na izolantu a mezi nimi pak přeskakují jiskry. Vzdálenost elektrod se pak nastaví tak, aby k jiskrám docházelo při určitém napětí. Takové řešení se však nabízí pouze v případech menších výkonů, v opačném případě je problém se zahříváním elektrod. Pro větší výkony je třeba pak použití rotačního jiskřiště a to buďto synchronní (ideálně) nebo asynchronní. Synchronním rotačním jiskřištěm se má na mysli, že jeho otáčky i okamžitý úhel natočení hřídele je spjatý s frekvencí sítě. [26]

#### 4.2.5 Kondenzátor

Použití vysokofrekvenčního kondenzátoru je velice složité vzhledem k tomu, že je těžko k dostání. Tento prvek musí v rezonančním obvodu obstát nejvyšším nárokům. Musí snášet

velké změny napětí za velmi krátkou dobu. Znamená to, že musí mít velký činitel zvlnění. Například při frekvenci 500 kHz a stejnosměrného napětí 10 kV se musí při rezonanci napětí na kondenzátoru změnit o  $20 \text{ kV} \cdot \mu\text{s}^{-1}$  [26]. Kondenzátor s těmito parametry je obtížné sehnat, ale už není tak těžké ho sestrojít. Kondenzátor na napětí 1000 V lze bezpečně provozovat například jen při 100 V střídavého napětí. Důležitým parametrem je i tzv. činitel  $\text{tg } \delta$ , který musí být co nejmenší [26]. [27],[28]

#### 4.2.6 Primární cívka

Pro klasický TC by měla být primární cívka navinuta ideálně měděným vodičem s co největším průřezem. Obvykle se používá měděná trubka [26]. Nelze použít válcovou cívku z důvodu přeskokování jisker na ni ze sekundární cívky. Tomu nelze předejít ani použitím žádné izolace [26]. Primární cívky se využívá hlavně za účelem vyladění rezonance. [27]

#### 4.2.7 Sekundární cívka

Nejnáročnější část TC. Je třeba pečlivě se věnovat právě této části vzhledem nutnosti přesného kladení závitů vedle sebe. Závitů se nesmí v žádném případě křížit. U menších cívek se na vinutí používají PVC trubky. Pro větší cívky se obvykle používá kostra složená z dřevěných nebo plastových dílů. Hotové cívky je vhodné nalakovat izolačním lakem na plošné spoje. Rezonanční kmitočet sekundární cívky je určen parazitní mezizávitou kapacitou a indukčností cívky. [26],[27]

#### 4.2.8 Ladění

Pokud mají být výboje co nejdelší, je třeba naladit primární rezonanční obvod na stejnou frekvenci, na které rezonuje sekundární strana. V první řadě je třeba spočítat (popřípadě změřit) kmitočet sekundárního obvodu. Z hodnoty frekvence a znalosti indukčnosti primární cívky se může přibližně určit hodnota primárního kondenzátoru.

Pro výpočet rezonanční frekvence se použije Thompsonův vztah:

$$f_0 = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \sqrt{L \cdot C}} \quad (63)$$

Pro přibližné určení kondenzátoru v primárním obvodu se použije:

$$C = \frac{1}{4 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot L} \quad (64)$$

V případě opačného výpočtu (znalost C a výpočet L) platí:

$$L = \frac{1}{4 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot C} \quad (65)$$

V případě dlouhých výbojů, které mohou vznikat použitím malé sekundární cívky, je třeba počítat s další parazitní kapacitou. Výboj je totiž vodivý a tudíž přidává k mezizávitové parazitní kapacitě ještě další kapacitu, čímž se výrazně snižuje rezonanční kmitočet. To zapříčiní odladování sekundárního obvodu na rozdílnou rezonanční frekvenci než je na primárním obvodu a následné zkracování výboje. Řešením tohoto problému může být naladění rezonančního kmitočtu na primární části mírně pod rezonanční kmitočet sekundárního obvodu. Výbojovou činností se pak sekundární obvod sám doladí a výboje se prodlouží přibližně o 25% [26]. [27]

### 4.3 Rozdělení TC

Princip všech TC je téměř stejný [28]. Vždy se jedná o dva rezonanční obvody, tedy sekundární a primární rezonanční obvod. Sekundární obvod se prakticky u žádného typu neliší. Rozdíl, jak bylo již v úvodu kapitoly naznačeno, je v primárním obvodě. U typu SGTC – Spark Gap Tesla Coil se nastavuje frekvence v primárním obvodu pomocí LC členu s jiskřištěm. Typ SGTCM – Spark Gap Tesla Coil Magnifer je stejný jako SGTC s malou úpravou v sekundárním obvodu. OLTC – Off-Line Tesla Coil je podobné předchozím dvěma TC, nastavení frekvence obstarává také LC obvod, ale o tlumené kmity se stará IGBT tranzistor s buzením. Typy VTTC – Vacuum Tube Tesla Coil a SSTC – Solid State Tesla Coil jsou si podobné v tom, že jejich kmity nejsou tlumené. Jejich cívka je totiž neustále napájena. O nastavení frekvence se u typu VTTC stará elektronika [27] a u SSTC elektronický budič s tranzistory MOS-FET nebo IGBT. Právě posledně jmenovaný bude v následujících řádcích detailně popsán a v poslední řadě i navržen. [27],[28]

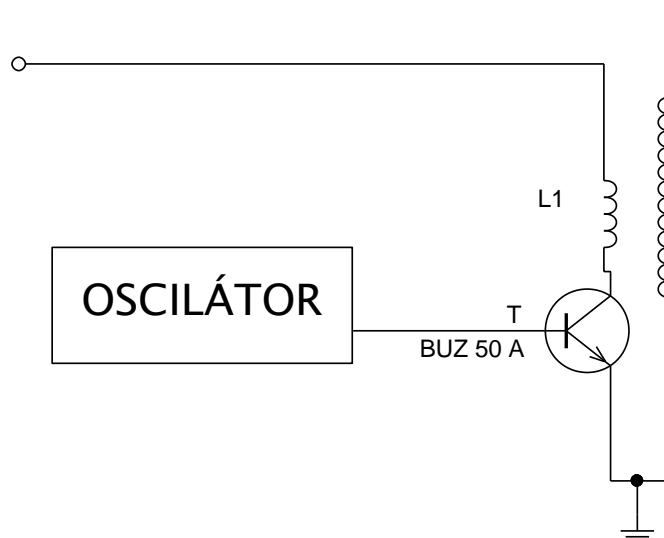
## 4.4 Teslův transformátor typu SSTC

Buzení probíhá pomocí polovodičových součástek (BJT, MOS-FET či IGBT), kde spínací součástka mění svůj stav během každé půl periody vysokofrekvenčního kmitu. Tento typ TC generuje netlumené kmity, protože je cívka napájena neustále. Existuje několik různých zapojení. Rozdělují se na Flyback, polomost, H-můstek a oscilátor ve třídě E a to v širokém rozmezí výkonů (od W do kW). Vždy tedy záleží, jaký výkon je požadován. [25]

Výhodou právě takového TC je **absence jiskřiště**. Tyto jiskřiště mají ve své podstatě výhodu snadného zkonstruování a dovedou přenášet i velké výkony, na které žádné polovodiče zatím nestačí. Mají však zásadní nevýhody. Jednou z nich je velká hlučnost. Klade také velké nároky na kondenzátor a je třeba velkého napětí na primární straně. Je to také obrovský zdroj rušení všeho možného. [25]

### 4.4.1 Návrh TC typu SSTC

Velmi důležitý fakt při návrhu TC je ten, že téměř žádná hodnota nelze určit či přesně spočítat ještě před sestavením. Důvodem jsou omezené možnosti při měření jednotlivých pasivních součástek či samotných výbojů. Je možné si například užitím obvyklých vztahů (Thomsonův vztah) spočítat rezonanční frekvenci sestaveného obvodu na sekundární straně a k tomu tedy sestavit (doladit) co možná nejideálněji primární obvod. Při samotném zapnutí zařízení se rezonanční kmitočet v obou obvodech s jistotou změní, záleží však především na uspořádání součástek (vzdálenosti) a dalších vlastnostech obvodu.

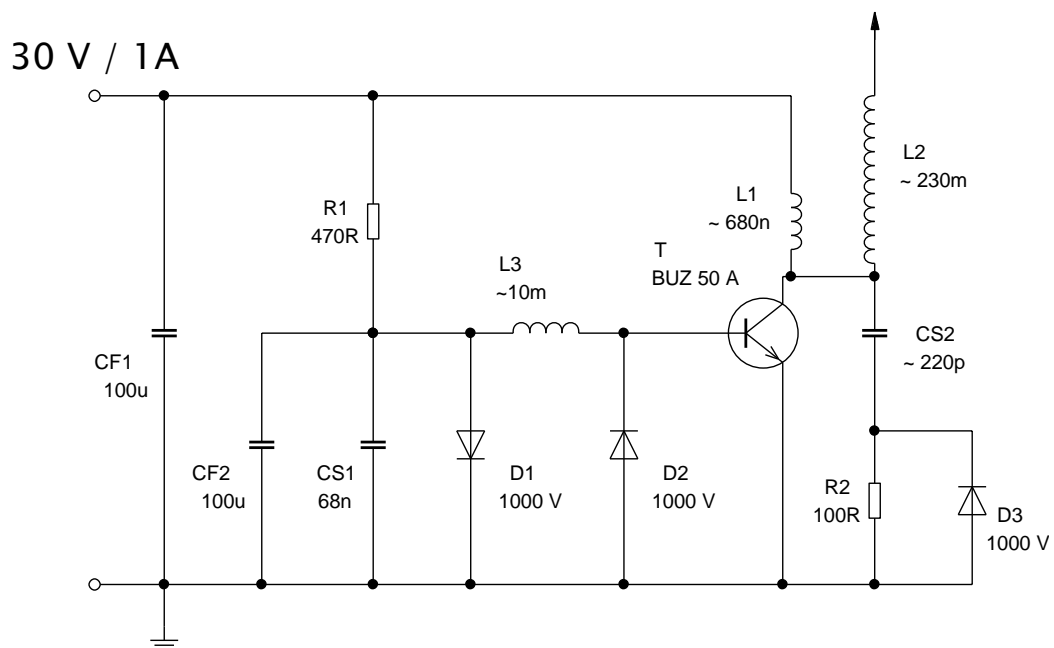


Obr. 16

Schéma zapojení Teslova transformátoru typu SSTC



Zdrojem pro navržený SSTC v této práci bude zdroj laboratorní s maximálním dodávaným napětím 30 V, které je regulovatelné a s maximálním proudem 1 A. Při použití tohoto zdroje je předpokládán přenášený výkon v zařízení zhruba na jednu třetinu celkově možného výkonu. Zapojení TC je možno vidět zjednodušeně na *obr. 16*. Z předchozí teorie o TC je tedy jasné, že stejnosměrným zdrojem je napájen budič vysokofrekvenčního střídavého signálu - LC oscilátoru. Tranzistor zapojený v primární části pak plní funkci spínače a tedy náhradu za jiskřiště z obecného schéma TC na *obr. 15*. Zvoleným typem tranzistoru pro toto zařízení je unipolární tranzistor BUZ 50 A. Tranzistor je nastaven odporem  $R_1$  pro otevírání pouze na kladné půlvlny z generátoru impulsů (oscilátoru). Tento typ tranzistoru je vhodný zejména proto, že dokáže do kolektoru (drain) propustit dostatečně velký proud na primární cívku  $L_1$  (v příloze se nachází tzv. datasheet). To má pro zapojení zásadní význam. Díky tomu se totiž z cívky  $L_1$  o patnácti závitů indukuje na cívku  $L_3$  o dvou závitů (*obr. 17 a obr. 18*) napětí fázově posunutě o  $180^\circ$ , což ve své podstatě doplňuje původní signál o další kladnou půlvlnu a obvod se chová jako neomezený zdroj netlumených kmitů s tendencí samovolného kmitání.



Obr. 17

Schéma zapojení Teslova transformátoru typu SSTC

(zdroj: [25])

V zapojení jsou dále umístěny kondenzátory  $C_{F1}$  a  $C_{F2}$ . Ty jsou pro filtraci vstupního napětí a pro zařízení byly použity s kapacitou  $220 \mu\text{F}$ . Kondenzátory  $C_{S1}$  a  $C_{S2}$  doplňují LC sériový rezonanční obvod primární resp. sekundární části. Diody, které se v zařízení objevují

(obr. 17), brání nežádoucím proudům v opačném smyslu do míst, kde nejsou potřeba. Cívka  $L_2$  je umístěna v sekundárním obvodu. Jedná se o téměř nejsložitější součástku na sestavení. Důležité totiž je, aby měla co nejvíce závitů (1000 závitů) a zkonstruovat takovou cívku je velmi časově náročné. Zde se použije cívka namotaná na staré plastové trubce z vodovodního potrubí. Obvykle se volí poměr výška:průměr 5:1 ale i 7:1 [29].

Navržení primárního obvodu záleží především na vlastnostech sekundární části. Jak bylo řečeno v úvodu této části, není možné přesně určit parametry vyrobených součástek, ale odhadnout (spočítat) jejich hodnoty je přesto důležité. Na primárním rezonančním obvodu je počítáno s indukčností ve stovkách nH. Kapacita zapojení na primární straně pak činí odhadem 10 pF. (tvořena  $C_{S1}$  a parazitní kapacita mezi závity).

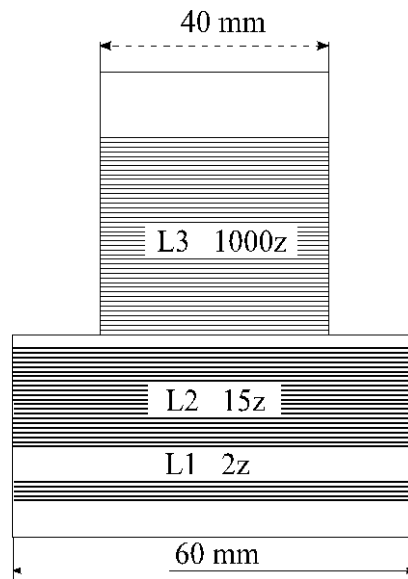
Pro co největší výkon se musí TC správně naladit na rezonanční frekvenci obou rezonančních obvodů. Ladí se změnou kapacity vybíjecí elektrody – toroidu, změnou kapacity kondenzátoru v primární části a změnou počtu závitů primární cívky. Na rezonanční kmitočet má vliv mnoho faktorů. Ve své podstatě se jedná o metodu pokus omyl, kdy se dopředu počítá s hodnotou v řádech MHz. Zde je tedy důležité spočítat rezonanční frekvenci nejdříve sekundární části dle znalosti hodnoty použitého kondenzátoru  $C_{S1}$  a vypočtené indukčnosti vyrobené cívky  $L_2$  z rovnice (66). Po té dle této hodnoty vypočítat kapacitu na primárním rezonančním obvodu z rovnice (67). Rezonanční kmitočet nelze v praxi nikdy ideálně nastavit. Ideální je nastavení rezonanční frekvence na primární straně o trochu méně než na sekundární, protože se musí počítat s tím, že rezonanční frekvence na sekundárním obvodu s výboji klesne.

$$L = \mu \cdot \frac{N^2}{l} \cdot S \quad (66)$$

$$C = \frac{1}{4 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot L} \quad (67)$$

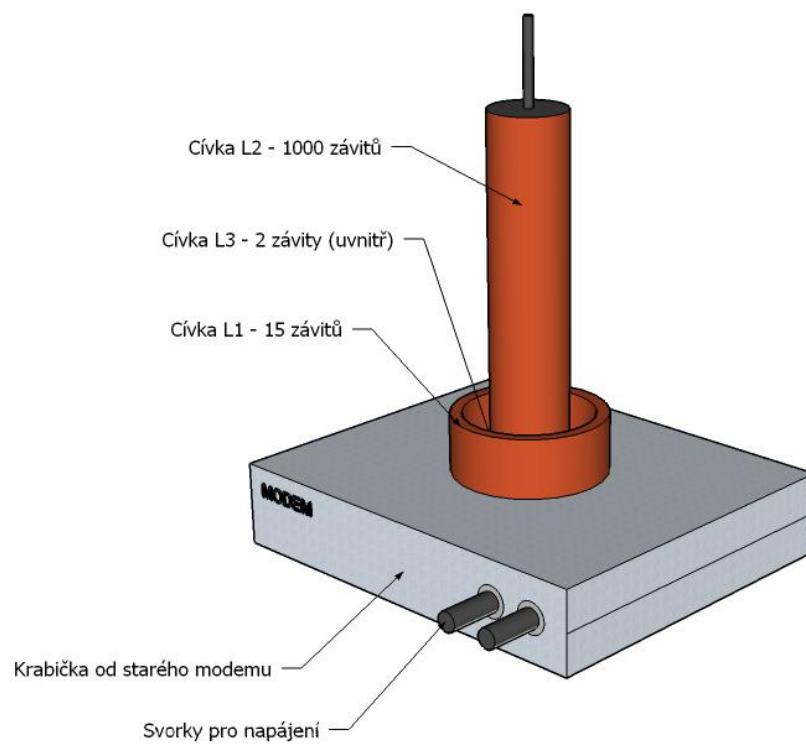
Výstupní napětí se předpokládá v řádech kV, zde však záleží na právě nastavené rezonanční frekvenci. Hodnota proudu, která se objeví na výstupní části zařízení, se předpokládá v jednotkách  $\mu\text{A}$  až desítky nA.

Na obr. 19 je možné vidět namodelované celé zařízení do předpokládané podoby. Celé zařízení je vloženo do starého modemu s vývody na připojení napájecího napětí. Vzhledem k rozpracování zařízení není vyloučena změna vzhledu ani hodnot použitých součástek.



Obr. 18

Teslův transformátor typu SSTC  
(zdroj: [25])



Obr. 19

Předpokládaná realizace Teslova transformátoru typu SSTC

## Závěr

V této práci je v první kapitole popsána elektrická vodivost plyných izolantů a druhy ionizací, které stojí za vytvořením volných nosičů náboje. Dále se zde nachází vztahy popsána pohyblivost volných nosičů náboje v plyných izolantech a uvedena V-A charakteristika plyného izolantu.

Ve druhé části se pojednává o vzniku elektrických výbojů a konkrétně co stojí za jejich vznikem. Elektrická pevnost plyných izolantů v tomto případě hraje velkou roli a z toho důvodu se zde píše o celkové V-A charakteristice plyného izolantu i s oblastí samotného výboje. Podrobně jsou zde uvedeny druhy elektrických výbojů.

Obsahově třetí část práce objasňuje mechanismus částečných výbojů včele s důležitými parametry, které je třeba sledovat. Jsou to například zkušební napětí, zapalovací napětí  $U_i$  a napětí zhašecí  $U_e$ . V obsahu této pasáže je možnost se dočíst o charakteru částečných výbojů a jejich základní rozdělení. Zmínka je i o modelování částečných výbojů, kdy se ideálně používá tří-kapacitní model nazvaný Gemant – Philippovův.

V poslední a stěžejní části této práce je samotný návrh vysokofrekvenčního zařízení pro simulaci výbojové činnosti. K tomuto účelu byl vybrán Teslův transformátor typu SSTC. V obsahu se pojednává i obecné teorii TC a rozebrání důležitých součástí pro jeho sestavení. V konečné fázi práce objasňuje postupně jednotlivé kroky vedoucí k sestavení TC typu SSTC, kdy byl zvolen právě z důvodu absence jiskřiště, které není sice složité na sestavení, ale má několik zásadních nevýhod.

## Seznam literatury a informačních zdrojů

- [1] KUČEROVÁ, Eva. *Elektrotechnické materiály*. 1. vyd. Plzeň: Západočeská univerzita, 2002. 174 s. ISBN 80-7082-940-0
- [2] LIPTÁK, Jan a SEDLÁČEK, Josef. *Úvod do elektrotechnických materiálů*. Vyd. 1. Praha: Vydavatelství ČVUT, 2005. 168 s. ISBN 80-01-03191-8.
- [3] MENTLÍK, Václav. *Dielektrické prvky a systémy*. 1. vyd. Praha: BEN - technická literatura, 2006. 235 s. ISBN 80-7300-189-6.
- [4] KUBEŠ, P. *Impulsní silnoproudé výboje a jejich diagnostika*. Praha: ČVUT FEL, 2004.
- [5] VOGELSANG R., Fruth B., et. al.: *Detection of elektrice tree propagation by partial discharge measurementrs*. European Transactions on Elektrical Power. Volume 15, Issue 3, strana 271-284.
- [6] MENTLÍK, Václav, Josef PIHERA, Radek POLANSKÝ, Pavel PROSR a Pavel TRNKA. *Diagnostika elektrických zařízení*. 1.vyd. Praha: BEN - technická literatura, 2008. ISBN 978-80-7300-232-9.
- [7] *Technika zkoušek vysokým napětím – měření částečných výbojů*, ČSN EN 60270, ČSNI, Prosinec 2001, Praha
- [8] VEVERKA, A. *Technika vysokých napětí*. Praha: SNTL, 1978
- [9] Svítíme: Výboje v plynech. KOSEK, Jiří. *Něco v síti: fejetony, které vycházely od roku 1997 na internetu na adrese <http://svet.namodro.cz>* [online]. 1. vyd. Praha: Dharma Gaia, 1999 [cit. 2013-12-08]. Dostupné z: [http://elektross.gjn.cz/svitime/vyboj\\_plyn.html](http://elektross.gjn.cz/svitime/vyboj_plyn.html)
- [10] Svítíme: Doutnavý výboj. KOSEK, Jiří. [online]. Vyd. 1. Praha: Grada, 1998 [cit. 2013-12-08]. Dostupné z:[http://elektross.gjn.cz/svitime/dout\\_vyb.html](http://elektross.gjn.cz/svitime/dout_vyb.html)
- [11] Svítíme: Jiskrový výboj. MAREK, Vlastimil. *Fejetony, které vycházely od roku 1997 na internetu na adrese <http://svet.namodro.cz>* [online]. 1. vyd. Praha: Dharma Gaia, 1999 [cit. 2013-12-08]. Dostupné z: [http://elektross.gjn.cz/svitime/jiskrovy\\_vyb.html](http://elektross.gjn.cz/svitime/jiskrovy_vyb.html)
- [12] Svítíme: Obloukový výboj. MAREK, Vlastimil. *Fejetony, které vycházely od roku 1997 na internetu na adrese <http://svet.namodro.cz>* [online]. 1. vyd. Praha: Dharma Gaia, 1999 [cit. 2013-12-10]. Dostupné z: [http://elektross.gjn.cz/svitime/oblouk\\_vyb.html](http://elektross.gjn.cz/svitime/oblouk_vyb.html)

- [13] ELEKTRINA: Výboje v plynech - fyzikální základy. SKUPINA ČEZ. [www.cez.cz](http://www.cez.cz) [online]. 1. vyd. Praha [cit. 2013-11-30]. Dostupné z: <http://www.cez.cz/edee/content/microsites/elektrina/fyz8.htm>
- [14] REICHL, Jaroslav a Martin VŠETIČKA. Encyklopedie fyziky: Izolant. [online]. [cit. 2014-05-30]. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/228-izolant>
- [15] MAČEK, Milan. Druhy izolantů a dielektrik. [online]. 2010, s. 2 [cit. 2014-01-30]. Dostupné z: <http://www.et.jecool.net>
- [16] KUBEŠ, Pavel. Impulsní silnoproudé výboje a jejich diagnostika: Studijní text pro doktorské studium. [online]. 2004, s. 83 [cit. 2014-01-30]. Dostupné z: <http://www.aldebaran.cz/studium/vyboje.pdf>
- [17] AFTANAS, Milan. Plazma: Elektrický proud v plynech. [online]. [cit. 2014-02-31]. Dostupné z: <http://physics.mff.cuni.cz/kevf/s4r/plazma/?p=3>
- [18] Elektroprůmysl - informace ze světa průmyslu a elektrotechniky: Měření a charakter částečných výbojů v točivých strojích. <http://www.elektroprumysl.cz/> [online]. 2012, [cit. 2014-04-01]. Dostupné z: <http://www.elektroprumysl.cz/merici-technika/mereni-a-charakter-castecnych-vyboju-cv-v-tocivych-strojich-3>
- [19] PRSKAVEC, Ladislav. *Měření částečných výbojů* [online]. 1999 [cit. 2014-06-01]. Dostupné z: [http://poli.feld.cvut.cz/~xprskave/pdf/SP\\_Mcv.pdf](http://poli.feld.cvut.cz/~xprskave/pdf/SP_Mcv.pdf). Semestrální projekt. České vysoké učení technické v Praze. Vedoucí práce Doc.Ing. Karel Záliš, CSc.
- [20] PRSKAVEC, Ladislav. *Částečné výboje ve strojích točivých: Výbojová činnost v zařízení vn a nn* [online]. Praha, 2002 [cit. 2014-05-01]. Dostupné z: [http://poli.feld.cvut.cz/~xprskave/pdf/2002\\_06\\_PVCZ\\_Castecne\\_vyboje\\_ve\\_strojich\\_h\\_tocivych.pdf](http://poli.feld.cvut.cz/~xprskave/pdf/2002_06_PVCZ_Castecne_vyboje_ve_strojich_h_tocivych.pdf). České vysoké učení technické v Praze. Vedoucí práce Doc.Ing. Karel Záliš, CSc.
- [21] PIHERA, J., P. MARTÍNEK, P. TRNKA a P. NETOLICKÝ. ElectroScope - on-line časopis: Analýza signálu pulzů částečných výbojů. [online]. 2008, č. 2 [cit. 2014-05-01].
- [22] Gemant A. and v. Philippoff W., Z. Techn.Phys., 13 (1932) 425
- [23] Fyzweb: Světlé a tmavé části ve výboji. KATEDRA DIDAKTIKY FYZIKY MFF UK V PRAZE. [online]. Praha [cit. 2014-05-04]. Dostupné z: [http://fyzweb.cz/clanky/index.php?id=109&id\\_casti=56](http://fyzweb.cz/clanky/index.php?id=109&id_casti=56)
- [24] *Teslův transformátor: SSTC - Solid State Tesla Coil* [online]. [cit. 2014-05-03]. Dostupné z: <http://elektronik.webz.cz/vysoke-napeti/tesluv-transformator.html>

- [25] Raver: Teslův Transformátor typu SSTC. [online]. [cit. 2014-05-03]. Dostupné z: <http://rayer.g6.cz/teslatr/sstc.htm#BTTC>
- [26] Mašlán, Stanislav. Klasický Teslův transformátor. [online]. [cit. 2014-05-03]. Dostupné z: <http://elektronika.kvalitne.cz/VN/tesla/tesla.html>
- [27] VLČEK, Pavel a Martin TUČEK. TESLACOIL: Teslův transformátor (TC - Tesla Coil) - princip a stavba. [online]. [cit. 2014-05-03]. Dostupné z: [http://teslacoil.tym.cz/index.php?stranka=teorie\\_tc](http://teslacoil.tym.cz/index.php?stranka=teorie_tc)
- [28] BROŽ, Martin. TESLA Coil. [online]. [cit. 2014-05-03]. Dostupné z: <http://delta4.webpark.cz/tesla2.htm>
- [29] Teslův transformátor: Stavba. [online]. [cit. 2014-05-04]. Dostupné z: <http://mat-web.wz.cz/teslacoil.html>
- [30] PITNER, Tomáš. Core: Teslův transformátor. [online]. 2011 [cit. 2014-05-04]. Dostupné z: <http://core.g6.cz/tesluv-transformator>

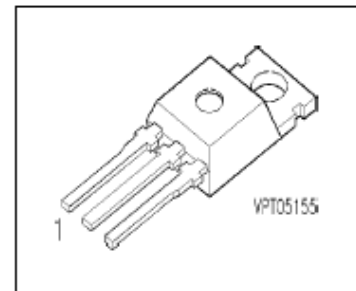
## Přílohy

### Příloha A – katalogový list k tranzistoru SIPMOS BU 50 A

# SIEMENS

**BUZ 50 A**
**SIPMOS® Power Transistor**

- N channel
- Enhancement mode



Pin 1	Pin 2	Pin 3
G	D	S

Type	$V_{DS}$	$I_D$	$R_{DS(on)}$	Package	Ordering Code
BUZ 50 A	1000 V	2.5 A	5 $\Omega$	TO-220 AB	C67078-A1307-A3

**Maximum Ratings**

Parameter	Symbol	Values	Unit
Drain source voltage	$V_{DS}$	1000	V
Drain-gate voltage $R_{GS} = 20 \text{ k}\Omega$	$V_{DGR}$	1000	V
Continuous drain current $T_C = 25 \text{ }^\circ\text{C}$	$I_D$	2.5	A
Pulsed drain current $T_C = 25 \text{ }^\circ\text{C}$	$I_{Dpuls}$	10	A
Gate source voltage	$V_{GS}$	$\pm 20$	V
Power dissipation $T_C = 25 \text{ }^\circ\text{C}$	$P_{tot}$	75	W
Operating temperature	$T_j$	-55 ... + 150	$^\circ\text{C}$
Storage temperature	$T_{stg}$	-55 ... + 150	$^\circ\text{C}$
Thermal resistance, chip case	$R_{thJC}$	$\leq 1.6$	K/W
Thermal resistance, chip to ambient	$R_{thJA}$	75	K/W
DIN humidity category, DIN 40 040		E	
IEC climatic category, DIN IEC 68-1		55 / 150 / 56	



**SIEMENS****BUZ 50 A**Electrical Characteristics, at  $T_j = 25^\circ\text{C}$ , unless otherwise specified

Parameter	Symbol	Values			Unit
		min.	typ.	max.	

**Static Characteristics**

Drain- source breakdown voltage $V_{GS} = 0\text{ V}$ , $I_D = 0.25\text{ mA}$ , $T_j = 25\text{ }^\circ\text{C}$	$V_{(BR)DSS}$	1000	-	-	V
Gate threshold voltage $V_{GS}=V_{DS}$ , $I_D = 1\text{ mA}$	$V_{GS(th)}$	2.1	3	4	
Zero gate voltage drain current $V_{DS} = 1000\text{ V}$ , $V_{GS} = 0\text{ V}$ , $T_j = 25\text{ }^\circ\text{C}$ $V_{DS} = 1000\text{ V}$ , $V_{GS} = 0\text{ V}$ , $T_j = 125\text{ }^\circ\text{C}$	$I_{DSS}$	-	20 100	250 1000	$\mu\text{A}$
Gate-source leakage current $V_{GS} = 20\text{ V}$ , $V_{DS} = 0\text{ V}$	$I_{GSS}$	-	10	100	nA
Drain-Source on-resistance $V_{GS} = 10\text{ V}$ , $I_D = 1.5\text{ A}$	$R_{DS(on)}$	-	4.5	5	$\Omega$

**SIEMENS****BUZ 50 A**Electrical Characteristics, at  $T_j = 25^\circ\text{C}$ , unless otherwise specified

Parameter	Symbol	Values			Unit
		min.	typ.	max.	
<b>Dynamic Characteristics</b>					
Transconductance $V_{DS} \geq 2 \cdot I_D \cdot R_{DS(on)max}$ , $I_D = 1.5 \text{ A}$	$g_{fs}$	0.7	1.5	-	S
Input capacitance $V_{GS} = 0 \text{ V}$ , $V_{DS} = 25 \text{ V}$ , $f = 1 \text{ MHz}$	$C_{iss}$	-	1600	2100	pF
Output capacitance $V_{GS} = 0 \text{ V}$ , $V_{DS} = 25 \text{ V}$ , $f = 1 \text{ MHz}$	$C_{oss}$	-	70	120	
Reverse transfer capacitance $V_{GS} = 0 \text{ V}$ , $V_{DS} = 25 \text{ V}$ , $f = 1 \text{ MHz}$	$C_{rss}$	-	30	55	
Turn-on delay time $V_{DD} = 30 \text{ V}$ , $V_{GS} = 10 \text{ V}$ , $I_D = 2 \text{ A}$ $R_{GS} = 50 \ \Omega$	$t_{d(on)}$	-	30	45	ns
Rise time $V_{DD} = 30 \text{ V}$ , $V_{GS} = 10 \text{ V}$ , $I_D = 2 \text{ A}$ $R_{GS} = 50 \ \Omega$	$t_r$	-	40	60	
Turn-off delay time $V_{DD} = 30 \text{ V}$ , $V_{GS} = 10 \text{ V}$ , $I_D = 2 \text{ A}$ $R_{GS} = 50 \ \Omega$	$t_{d(off)}$	-	110	140	
Fall time $V_{DD} = 30 \text{ V}$ , $V_{GS} = 10 \text{ V}$ , $I_D = 2 \text{ A}$ $R_{GS} = 50 \ \Omega$	$t_f$	-	60	80	

**SIEMENS****BUZ 50 A**Electrical Characteristics, at  $T_j = 25^\circ\text{C}$ , unless otherwise specified

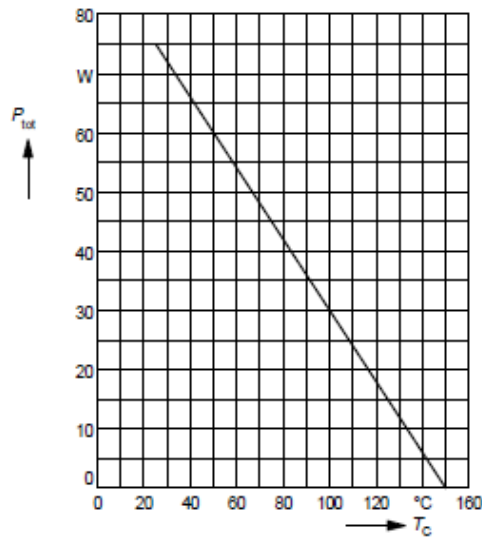
Parameter	Symbol	Values			Unit
		min.	typ.	max.	
<b>Reverse Diode</b>					
Inverse diode continuous forward current $T_C = 25^\circ\text{C}$	$I_S$	-	-	2.5	A
Inverse diode direct current, pulsed $T_C = 25^\circ\text{C}$	$I_{SM}$	-	-	10	
Inverse diode forward voltage $V_{GS} = 0\text{ V}, I_F = 6\text{ A}$	$V_{SD}$	-	1.05	1.3	V
Reverse recovery time $V_R = 100\text{ V}, I_F = I_S, di_F/dt = 100\text{ A}/\mu\text{s}$	$t_{rr}$	-	2	-	$\mu\text{s}$
Reverse recovery charge $V_R = 100\text{ V}, I_F = I_S, di_F/dt = 100\text{ A}/\mu\text{s}$	$Q_{rr}$	-	15	-	$\mu\text{C}$

**SIEMENS**

**BUZ 50 A**

**Power dissipation**

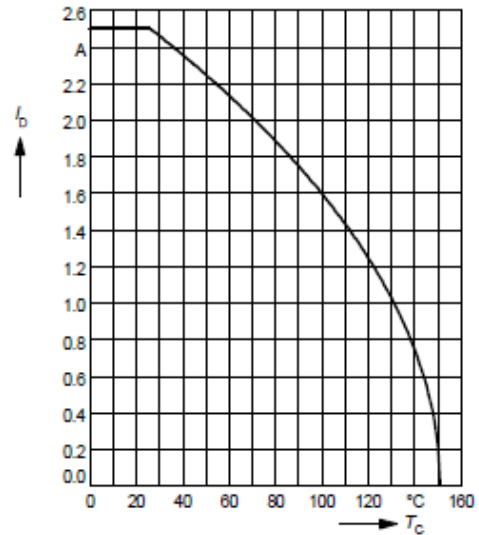
$P_{tot} = f(T_C)$



**Drain current**

$I_D = f(T_C)$

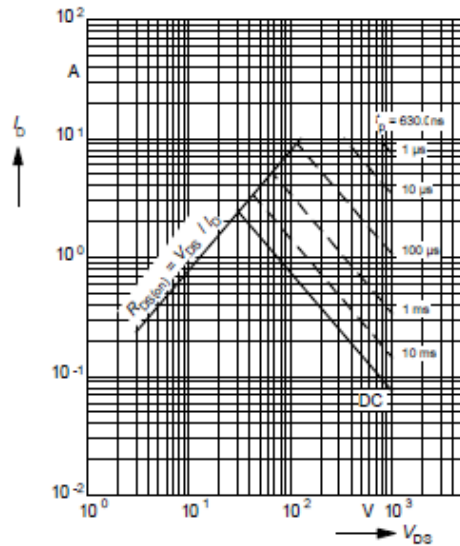
parameter:  $V_{GS} \geq 10\text{ V}$



**Safe operating area**

$I_D = f(V_{DS})$

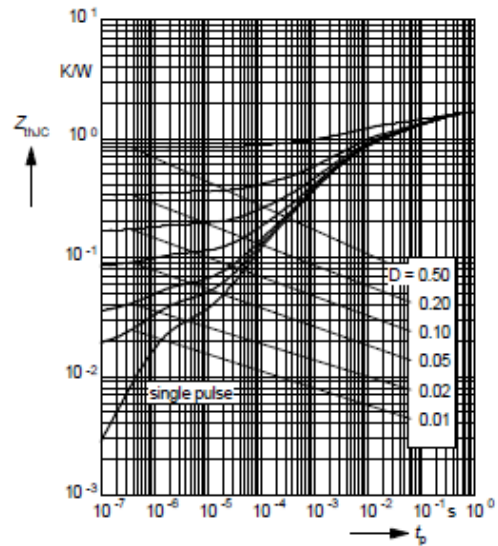
parameter:  $D = 0.01, T_C = 25^\circ\text{C}$



**Transient thermal impedance**

$Z_{thJC} = f(t_p)$

parameter:  $D = t_p / T$



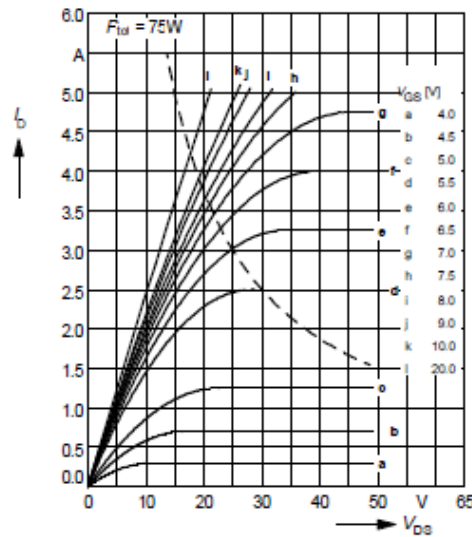
**SIEMENS**

**BUZ 50 A**

Typ. output characteristics

$$I_D = f(V_{DS})$$

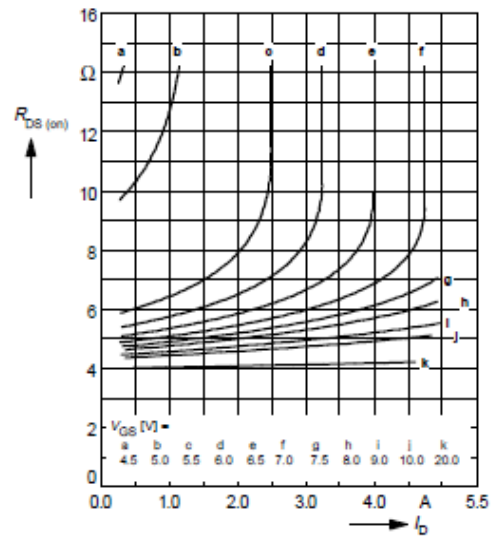
parameter:  $t_p = 80 \mu s$



Typ. drain-source on-resistance

$$R_{DS(on)} = f(I_D)$$

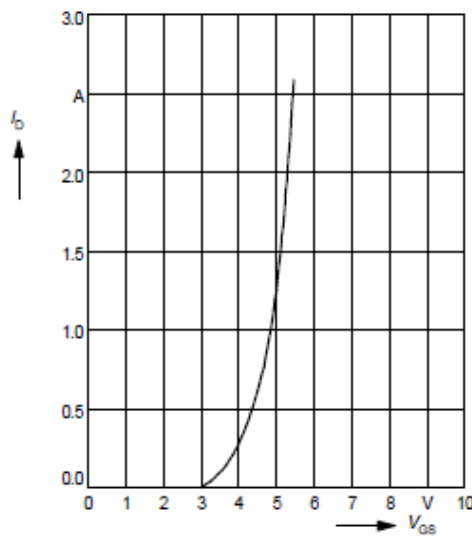
parameter:  $V_{GS}$



Typ. transfer characteristics  $I_D = f(V_{GS})$

parameter:  $t_p = 80 \mu s$

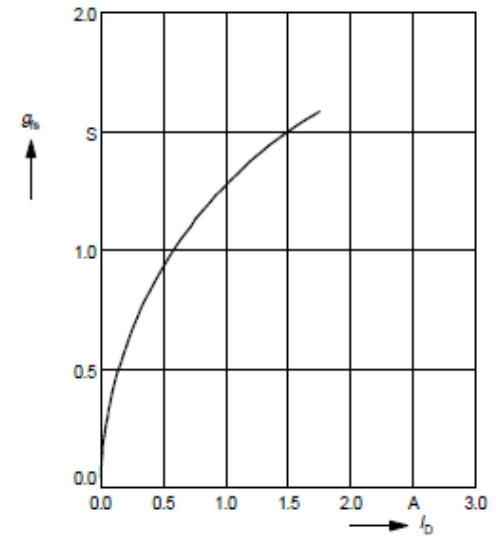
$V_{DS} \geq 2 \times I_D \times R_{DS(on)max}$



Typ. forward transconductance  $g_{fs} = f(I_D)$

parameter:  $t_p = 80 \mu s$ ,

$V_{DS} \geq 2 \times I_D \times R_{DS(on)max}$



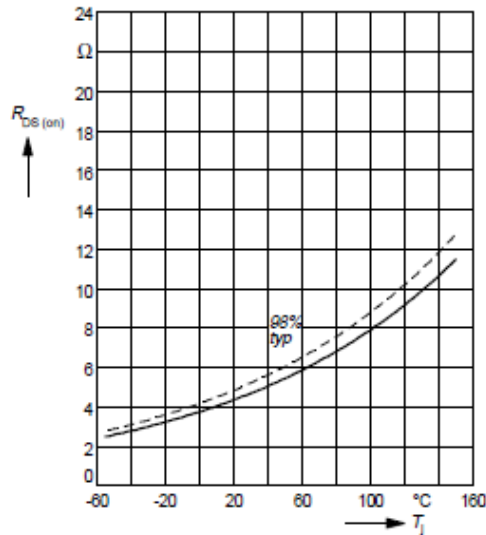
**SIEMENS**

**BUZ 50 A**

**Drain-source on-resistance**

$$R_{DS(on)} = f(T_j)$$

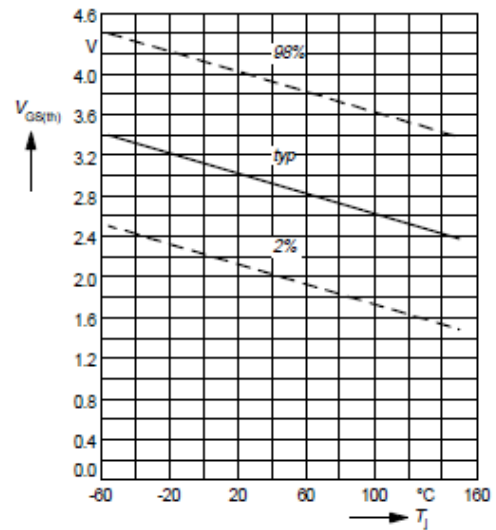
parameter:  $I_D = 1.5 \text{ A}$ ,  $V_{GS} = 10 \text{ V}$



**Gate threshold voltage**

$$V_{GS(th)} = f(T_j)$$

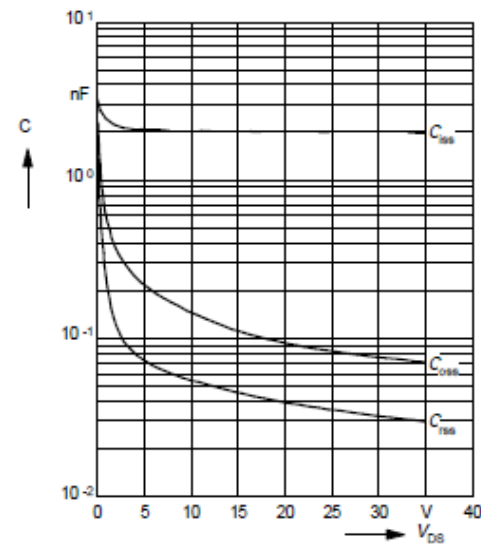
parameter:  $V_{GS} = V_{DS}$ ,  $I_D = 1 \text{ mA}$



**Typ. capacitances**

$$C = f(V_{DS})$$

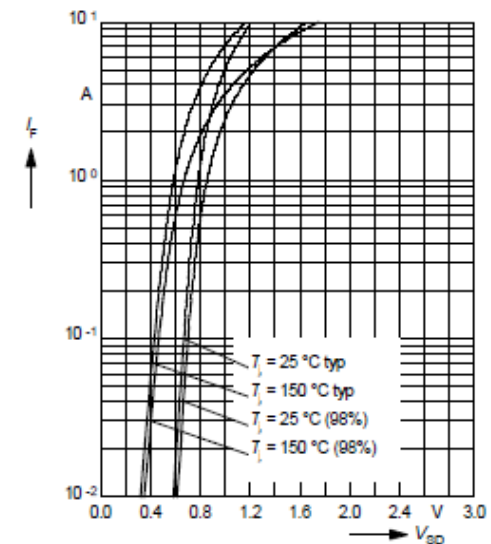
parameter:  $V_{GS} = 0 \text{ V}$ ,  $f = 1 \text{ MHz}$



**Forward characteristics of reverse diode**

$$I_F = f(V_{SD})$$

parameter:  $T_j$ ,  $t_p = 80 \mu\text{s}$

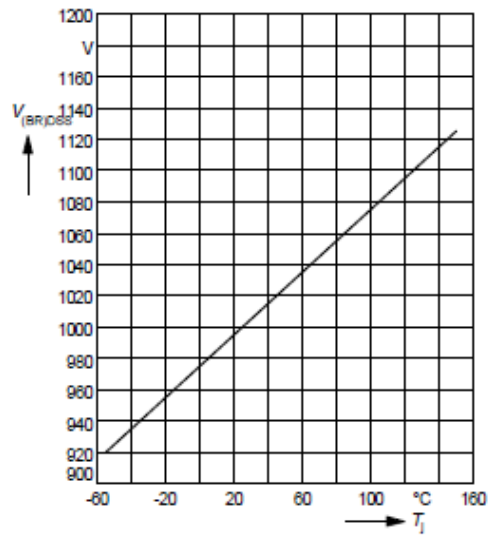


**SIEMENS**

**BUZ 50 A**

**Drain-source breakdown voltage**

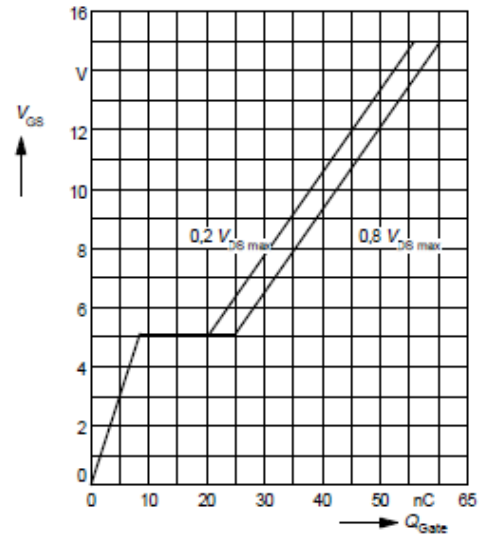
$$V_{(BR)DSS} = f(T_j)$$



**Typ. gate charge**

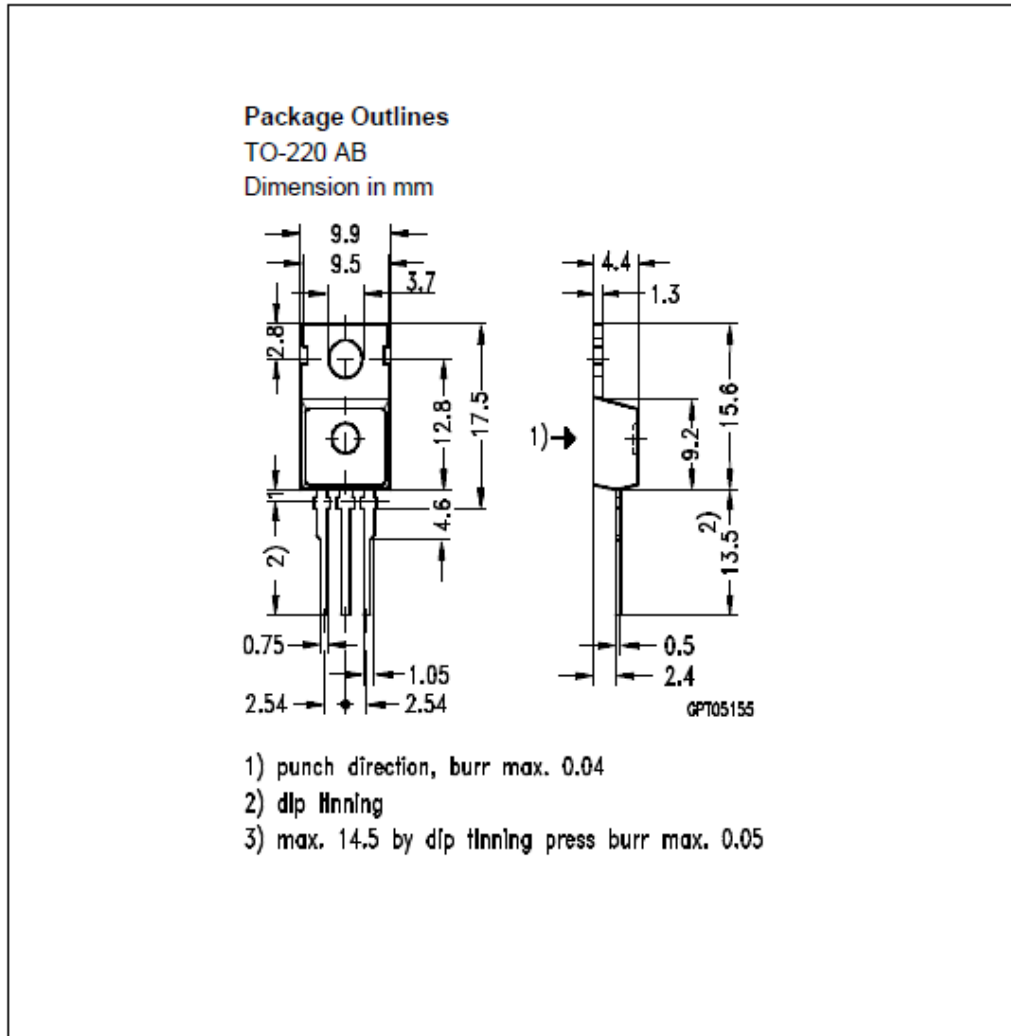
$$V_{GS} = f(Q_{Gate})$$

parameter:  $I_D \text{ puls} = 4 \text{ A}$



**SIEMENS**

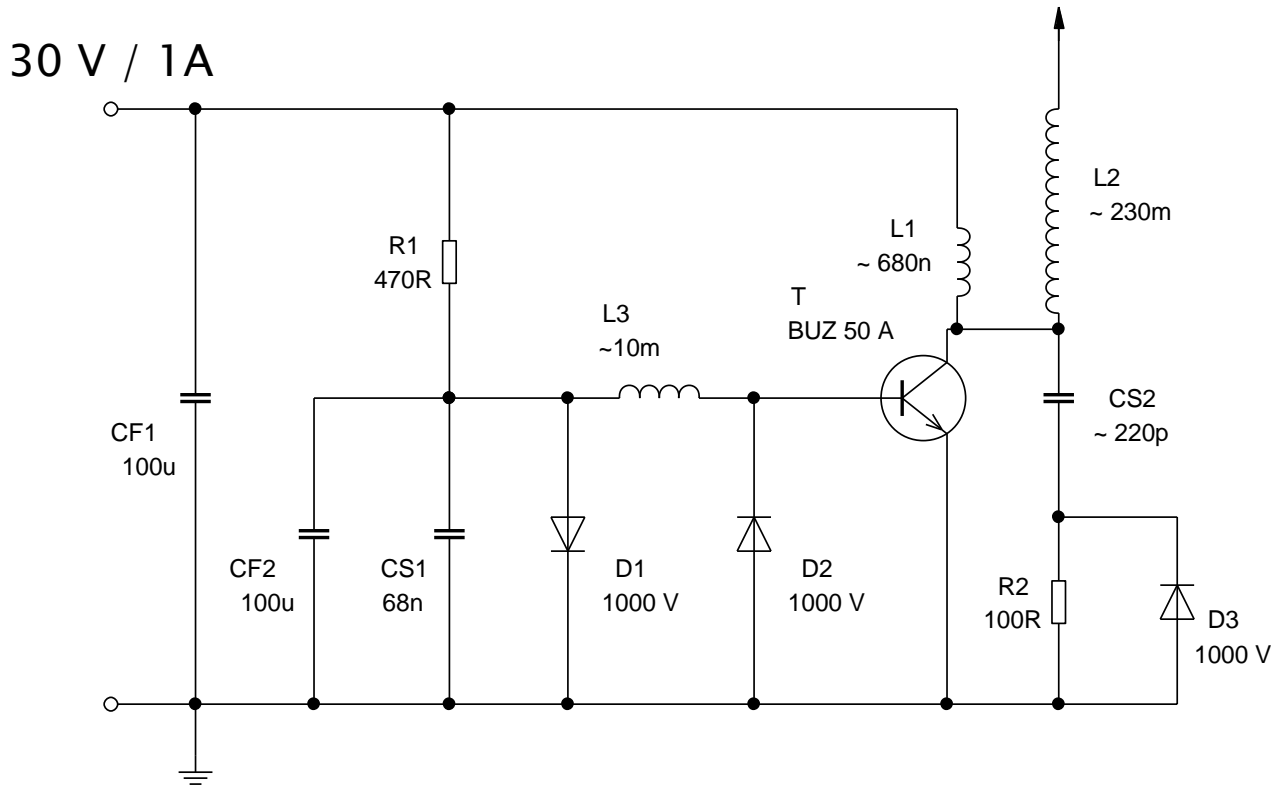
**BUZ 50 A**



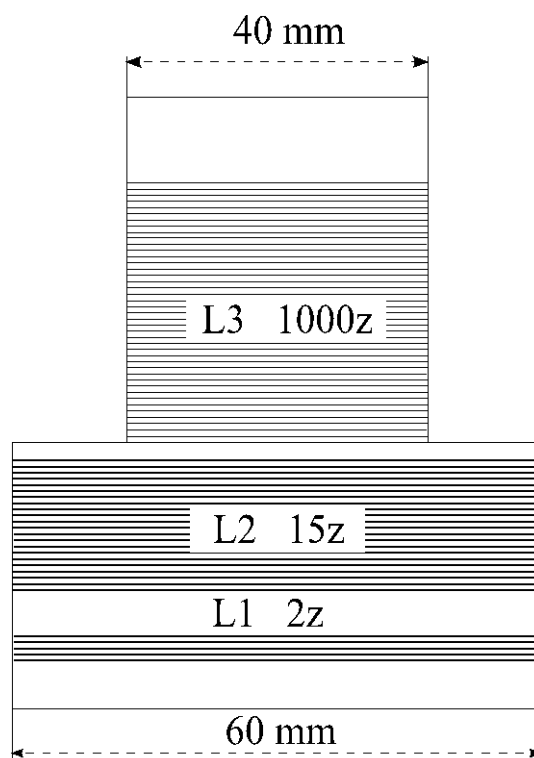


Příloha B – návrh SSTC

Schéma zapojení SSTC



Prostorové uspořádání SSTC



### 3D model návrh SSTC

