

VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta elektrotechniky
a komunikačních technologií

DIPLOMOVÁ PRÁCE

Brno, 2016

Bc. Martin Fendrych



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION

ÚSTAV VÝKONOVÉ ELEKTROTECHNIKY A ELEKTRONIKY

DEPARTMENT OF POWER ELECTRICAL AND ELECTRONIC ENGINEERING

STUDIUM VLIVU PARAMETRŮ NA POHYB ELEKTRODOVÝCH SKVRN V MODELU ZHÁŠECÍ KOMORY ELEKTRICKÉHO PŘÍSTROJE

STUDY OF ARC ROOT MOVEMENT IN A MODEL OF THE LV QUENCHING SYSTEM

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. Martin Fendrych

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. Jiří Valenta, Ph.D.

BRNO 2016



Diplomová práce

magisterský navazující studijní obor **Silnoproudá elektrotechnika a výkonová elektronika**

Ústav výkonové elektrotechniky a elektroniky

Student: Bc. Martin Fendrych

ID: 146815

Ročník: 2

Akademický rok: 2015/16

NÁZEV TÉMATU:

Studium vlivu parametrů na pohyb elektrodoých skvrn v modelu zhášecí komory elektrického přístroje

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

1. Popište problematiku vzniku a pohybu elektrodoých skvrn spínacího oblouku včetně jejich záření.
2. Seznamte se s optickou diagnostikou pohybu elektrodoých skvrn za pomoci vysokorychlostní kamery.
3. Proveďte potřebné pokusy na připraveném parametrickém modelu zhášecí komory.
4. Získané výsledky vyhodnoťte a stanovte vliv jednotlivých parametrů na pohyb elektrodoých skvrn.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

- [1] Havelka, O. a kol.: Elektrické přístroje, SNTL, 198
- [2] Ovsyannikov, A. A.: Plasma Diagnostics, Cambridge Int Science Publishing, 2000
- [3] Boulos, M. I., Fauchais, P., Pfender, E.: Thermal Plasmas, Volume 1, Springer Science & Business Media, 1994

Termín zadání: 21.9.2015

Termín odevzdání: 24.5.2016

Vedoucí práce: Ing. Jiří Valenta, Ph.D.

Konzultant diplomové práce:

Ing. Ondřej Vítek, Ph.D., předseda oborové rady

UPOZORNĚNÍ:

Autor diplomové práce nesmí při vytváření diplomové práce porušit autorská práva třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a musí si být plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č.40/2009 Sb.

Abstrakt

Práca je zameraná na základné vlastnosti plazmy, problematiku vzniku elektródových škvŕn a elektrodynamickéj sily pôsobiacej na elektrický oblúk. V praktickej časti bol navrhnutý a vyrobený parametrický model zhášacej komory. Pomocou optickej diagnostiky boli získané potrebné dáta pre analýzu pohybu elektródových škvŕn. Pohyb elektródových škvŕn bol analyzovaný z hľadiska veľkosti efektívnej hodnoty prúdu prechádzajúcej cez elektrický oblúk, veľkosti absolútneho tlaku v parametrickom modeli zhášacej komory a vzájomnej vzdialenosti elektród.

Abstract

Thesis focuses on the basic characteristics of plasma, problems about origin of electrode spots and electrodynamic force acts on the electric arc. In the practical part was realized and produced model of a LV quenching system. Using optical diagnostics was received necessary data to analyze the movement of the electrode spots. The movements of the electrode spots were analyzed in terms of value RMS current passing through the electric arc, value of absolute pressure model in the LV quenching system and distance from each electrode.

Klíčové slová

Elektrický oblúk; elektrodynamické sily; elektródové škvrny; katódové škvrny; anódové škvrny; parametrický model zhasacej komory; optická diagnostika

Keywords

Electric arc; electrodynamic forces; electrode spots; cathode spots; anode spots; model of the LV quenching system; optical diagnostics

Bibliografická citácia

FENDRYCH, M. *Studium vlivu parametrů na pohyb elektrodových skvrn v modelu zhášecí komory elektrického přístroje*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2016. 84 s. Vedoucí diplomové práce Ing. Jiří Valenta, Ph.D..

Prehlásenie

Prohlašuji, že svou diplomovou práci na téma *Studium vlivu parametrů na pohyb elektrodových skvrn v modelu zhášecí komory elektrického přístroje* jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího diplomové práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autor uvedené diplomové práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této diplomové práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení § 152 trestního zákona č. 140/1961 Sb.

V Brně dne

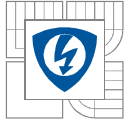
Podpis autora

Pod'akovanie

Ďakujem vedúcemu diplomovej práce Ing. Jiřímu Valentovi Ph.D. za účinnú metodickú, pedagogickú a odbornú pomoc a ďalšie cenné rady pri spracovaní mojej diplomovej práce. V neposlednej rade by som rád poďakoval svojim rodičom Bohuslavovi a Emílii za ich finančnú a morálnu podporu počas celého môjho štúdia na VUT v Brně.

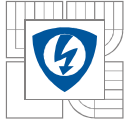
V Brne dňa

Podpis autora

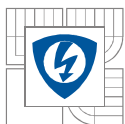


OBSAH

1 ÚVOD	15
2 VYPÍNAČ S MAGNETICKÝM VYFUKOVANÍM OBLÚKU DO ZHÁŠACEJ KOMORY	15
3 ZÁKLADY FYZIKY PLAZMY	16
3.1 DEFINÍCIA PLAZMY	16
3.2 ELEMENTÁRNE PROCESY V PLAZME	17
3.2.1 PRUŽNÉ ZRÁŽKY	17
3.2.2 NEPRUŽNÉ ZRÁŽKY	18
3.3 KRITÉRIA PRE PLAZMU	20
3.4 TLAK A TEPLOTA	20
3.5 POHYB ELEKTRICKY NABITÝCH ČASTÍC	23
3.5.1 ELEKTRICKÝ PRÚD.....	23
3.6 ELEKTRÓDOVÉ OBLASTI	25
3.6.1 EMISIA	25
3.6.2 TEPELNÁ EMISIA	25
3.6.3 EMISIA ELEKTRICKÝ POEOM.....	26
3.6.4 FOTOEMISIA	27
3.6.5 EMISIA ELEKTRÓNOV NÁRAZOM Kladných iónov a nabitých atómov	28
3.6.6 TEÓRIA ELEKTRÓNOVÝCH LAVÍN	28
3.6.7 ROZHRANIE MEDZI ELEKTRÓDOU A PLAZMOU	30
3.6.8 KATÓDOVÁ OBLASŤ.....	31
3.6.9 ANÓDOVÁ OBLASŤ.....	33
3.7 ŽIARENIE PLAZMY	34
3.8 VZNIK ELEKTRODYNAMICKÝCH SÍL	37
3.8.1 SILY MEDZI NIEKOLKO PRÚDOVÝMI DRÁHAMÍ.....	38
3.8.2 JEDNODUCHÝ PRAVOUHLÝ ZÁHYB	38
3.8.3 DVOJITÝ PRAVOUHLÝ ZÁHYB	39
3.8.4 ELEKTRODYNAMICKÉ SILY PRÚDOVEJ DRÁHY V BLÍZKOSTI FEROMAGNETICKÉHO MATERIÁLU.....	40
4 PARAMETRICKÝ MODEL ZHÁŠACEJ KOMORY	41
4.1 PARAMETRE KOMORY	42
4.2 PARAMETRICKÝ MODEL ZHÁŠACEJ KOMORY – TYP 1	42
4.3 PARAMETRICKÝ MODEL ZHÁŠACEJ KOMORY – TYP 2	46
5 OPTICKÁ DIAGNOSTIKA ELEKTRÓDOVÝCH ŠKVRN	49
5.1 VYSOKORÝCHLOSTNÁ KAMERA PHOTRON FASTCAM SA-X2	49
5.1.1 CLONA	51
5.1.2 RÝCHLOSŤ UZÁVIERKY	51
5.1.3 SNÍMACÍ ČIP CMOS.....	51
5.2 ND FILTER	52
5.3 SPEKTRÁLNY FILTER	52
5.4 NASTAVENIE KAMERY PHOTRON FASTCAM SA-2X	52

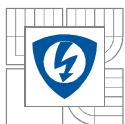


6 ANALÝZA POHYBU ELEKTRODOVÝCH ŠKVRŇN.....	55
6.1 POPIS PRIEBEHU ANALÝZY V PROGRAME	55
6.1.1 VSTUPNÉ PARAMETRE	55
6.1.2 PRIEBEH ANALÝZY.....	56
7 VPLYV JEDNOTLIVÝCH PARAMETROV NA POHYB ELEKTRODOVÝCH ŠKVRŇN.....	59
7.1 SILY PÔSOBIACE NA ELEKTRICKÝ OBLÚK A ELEKTRODOVÉ ŠKVRNY	59
7.2 POPIS POHYBU KATÓDOVEJ A ANÓDOVEJ ŠKVRNY.....	60
7.2.1 POHYB KATÓDOVEJ ŠKVRNY	61
7.2.2 POHYB ANÓDOVEJ ŠKVRNY	63
7.3 VPLYV ZMENY VEĽKOSTI I_{EF} PRECHÁDZAJÚCI ELEKTRICKÝM OBLÚKOM NA POHYB ELEKTRODOVÝCH ŠKVRŇN.....	65
7.4 VPLYV ZMENY VEĽKOSTI $P_{STR-ABS}$ V PARAMETRICKOM MODELY ZHÁŠACEJ KOMORY NA POHYB ELEKTRODOVÝCH ŠKVRŇN.....	73
7.5 VPLYV ZMENY VEĽKOSTI VZDIALENOSTI ELEKTROD D V PARAMETRICKOM MODELY ZHÁŠACEJ KOMORY NA POHYB ELEKTRODOVÝCH ŠKVRŇN.....	78
8 ZÁVER.....	81
LITERATÚRA	83
PRÍLOHY	84

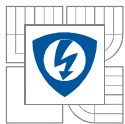


ZOZNAM OBRÁZKOV

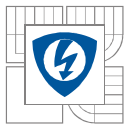
<i>Obr. 3.1-1 Vypínací pochod ističa.....</i>	<i>16</i>
<i>Obr. 3.2-1 Pružné zrážky [3].....</i>	<i>18</i>
<i>Obr. 3.2-2 Nepružné zrážky prvého radu [3]</i>	<i>18</i>
<i>Obr. 3.2-3 Nepružné zrážky druhého radu [3].....</i>	<i>19</i>
<i>Obr. 3.4-1 K definícii tlaku pôsobiaceho na stenu nádoby [5]</i>	<i>20</i>
<i>Obr. 3.5-1 Pohyb elektrónu medzi elektródami [5]</i>	<i>24</i>
<i>Obr. 3.6-1 Potenciálová priehrada [5]</i>	<i>26</i>
<i>Obr. 3.6-2 Počet elektrónov vzniknutých ionizáciou vo vrstve dx [5]</i>	<i>29</i>
<i>Obr. 3.6-3 Elektrónová lavína [1].....</i>	<i>30</i>
<i>Obr. 3.6-4 Vzájomné pôsobenie elektród a plazmy [1].....</i>	<i>31</i>
<i>Obr. 3.6-5 Elementárne procesy na katóde a v plazme [1]</i>	<i>33</i>
<i>Obr. 3.7-1 Energetické hladiny v atóme [1]</i>	<i>35</i>
<i>Obr. 3.7-2 Spektrum žiarenia [3].....</i>	<i>36</i>
<i>Obr. 3.8-1 Vznik elektrodynamickkej sily [9]</i>	<i>37</i>
<i>Obr. 3.8-2 Veľkosť magnetickej indukcie B v bode A mimo prúdovodiča konečnej dĺžky l [9].....</i>	<i>38</i>
<i>Obr. 3.8-3 Rozloženie elektrodynamických síl v prípade jednoduchého pravouhlého záhybu [9] 38</i>	
<i>Obr. 3.8-4 Rozloženie elektrodynamických síl v prípade dvojitého pravouhlého záhybu [9]</i>	<i>39</i>
<i>Obr. 3.8-5 Pravouhlá U-slučka [2].....</i>	<i>40</i>
<i>Obr. 3.8-6 Elektrodynamické sily v blízkosti feromagnetika [9]</i>	<i>40</i>
<i>Obr. 3.8-7 Elektrodynamické sily v plechu zhášacej komory [9]</i>	<i>41</i>
<i>Obr. 4.2-1 Parametrický model zhášacej komory typ – 1</i>	<i>43</i>
<i>Obr. 4.2-2 Parametrický model zhášacej komory typ – 1, pohľad zo strany vyfukovacích otvorov</i>	<i>43</i>
<i>Obr. 4.2-3 Priečny rez parametrického modelu zhášacej komory typ -1.....</i>	<i>43</i>
<i>Obr. 4.2-4 Pozdĺžny rez parametrického modelu zhášacej komory typ - 1.....</i>	<i>44</i>
<i>Obr. 4.2-5 Reálna, vyrobená a zostavená parametrická komora typ – 1.....</i>	<i>44</i>
<i>Obr. 4.2-6 Reálna, vyrobená a zostavená parametrická komora typ – 1, pohľad zo strany vyfukovacích otvorov.....</i>	<i>45</i>
<i>Obr. 4.2-7 Ohyb elektródy vplyvom elektrodynamických účinkov prúdu v čase t1</i>	<i>45</i>
<i>Obr. 4.2-8 Ohyb elektródy vplyvom elektrodynamických účinkov prúdu v čase t2</i>	<i>45</i>
<i>Obr. 4.3-1 Parametrický model zhášacej komory typ - 2.....</i>	<i>46</i>



<i>Obr. 4.3-2 Parametrický model zhášacej komory typ – 2, pohľad zo strany vyfukovacích otvorov</i>	47
<i>Obr. 4.3-3 Priečny rez parametrického modelu zhášacej komory typ -2</i>	47
<i>Obr. 4.3-4 Pozdĺžny rez parametrického modelu zhášacej komory typ - 2</i>	47
<i>Obr. 4.3-5 Pôsobenie tlaku na priehľadný kryt v čase t_1</i>	48
<i>Obr. 4.3-6 Pôsobenie tlaku na priehľadný kryt v čase t_2</i>	48
<i>Obr. 4.3-7 Vplyv opalovania elektródy (katódy) elektrickým oblúkom</i>	48
<i>Obr. 4.3-8 Najnepriaznivejšie priebehy absolútneho tlaku v parametrickom modeli zhášacej komory</i>	49
<i>Obr. 5.1-1 Veľkosť clony a otvoru clony[4]</i>	51
<i>Obr. 5.4-1 Priebeh maximálnej hodnoty jasu lokalizovanej katódovej škvvrny v závislosti od času t pri $I_{ef} \approx K$</i>	54
<i>Obr. 6.1-1 Snímok exportovaný zo záznamu z rýchlomery</i>	56
<i>Obr. 6.1-2 Zobrazenie intenzity jasu v celom elektrickom oblúku</i>	56
<i>Obr. 6.1-3 Prevedený elektrický oblúk do binárnej oblasti + označenie stredov všetkých spojitých bielych oblastí</i>	57
<i>Obr. 6.1-4 Katódová škvvrna a jej oblasti + označenie ich stredov</i>	57
<i>Obr. 6.1-5 Anódová škvvrna a jej oblasti + označenie ich stredov</i>	57
<i>Obr. 6.1-6 Priebeh pohybu Katódovej a Anódovej škvvrny v závislosti od t</i>	58
<i>Obr. 6.1-7 Priebeh maximálnej hodnoty jasu Katódovej a anódovej škvvrny v závislosti od t</i>	58
<i>Obr. 7.1-1 Pôsobenie elektrodynamickkej sily na elektrický oblúk</i>	59
<i>Obr. 7.2-1 Pohyb katódovej a anódovej škvvrny Pokus č.29</i>	61
<i>Obr. 7.2-2 Katódová škvvrna v čase $t=0,84$ ms</i>	61
<i>Obr. 7.2-3 Katódová škvvrna v čase $t=0,86$ ms</i>	61
<i>Obr. 7.2-4 Katódová škvvrna v čase $t=0,88$ ms</i>	62
<i>Obr. 7.2-5 Katódová škvvrna v čase $t=0,90$ ms</i>	62
<i>Obr. 7.2-6 Katódová škvvrna v čase $t=0,92$ ms</i>	62
<i>Obr. 7.2-7 Anódová škvvrna v čase $t=1,84$ ms</i>	63
<i>Obr. 7.2-8 Anódová škvvrna v čase $t=2,3$ ms</i>	63
<i>Obr. 7.2-9 Anódová škvvrna v čase $t=2,8$ ms</i>	63
<i>Obr. 7.2-10 Anódová škvvrna v čase $t=2,98$ ms</i>	63
<i>Obr. 7.2-11 Anódová škvvrna v čase $t=3,04$ ms</i>	64
<i>Obr. 7.2-12 Anódová škvvrna v čase $t=3,14$ ms</i>	64
<i>Obr. 7.2-13 Anódová škvvrna v čase $t=3,66$ ms</i>	64

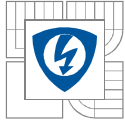


<i>Obr. 7.3-1</i>	<i>Priebeh prúdu prechádzajúci elektrickým oblúkom čase t pri rôznych pokusoch pri určovaní závislosti v_{str} od I_{ef}.....</i>	<i>66</i>
<i>Obr. 7.3-2</i>	<i>Efektívne hodnoty prúdov jednotlivých pokusov</i>	<i>66</i>
<i>Obr. 7.3-3</i>	<i>Priebeh elektrodynamickéj sily pôsobiacej na elektrický oblúk v čase t pri rôznych pokusoch pri určovaní závislosti v_{str} od I_{ef}.....</i>	<i>69</i>
<i>Obr. 7.3-4</i>	<i>Priebeh pohybu katódovej škrvny v čase t pri rôznych pokusoch pri určovaní závislosti v_{str} od I_{ef}.....</i>	<i>70</i>
<i>Obr. 7.3-5</i>	<i>Závislosť strednej rýchlosti pohybu katódovej a anódovej škrvny od veľkosti efektívnej hodnoty prúdu prechádzajúcou elektrickým oblúkom.....</i>	<i>71</i>
<i>Obr. 7.3-6</i>	<i>Závislosť celkovej energie elektrického oblúka od veľkosti efektívnej hodnoty prúdu prechádzajúcim elektrickým oblúkom</i>	<i>72</i>
<i>Obr. 7.4-1</i>	<i>Priebeh veľkosti absolútneho tlaku v komore v čase t.....</i>	<i>73</i>
<i>Obr. 7.4-2</i>	<i>Priebeh prúdu prechádzajúci elektrickým oblúkom v čase t pri rôznych pokusoch pri určovaní závislosti v_{str} od $P_{str-abs}$</i>	<i>74</i>
<i>Obr. 7.4-3</i>	<i>Závislosť efektívnej hodnoty prúdu od stredného absolútneho tlaku v komore.....</i>	<i>75</i>
<i>Obr. 7.4-4</i>	<i>Závislosť stredného absolútneho tlaku v komore od celkovej uvoľnenej energie elektrického oblúka.....</i>	<i>75</i>
<i>Obr. 7.4-5</i>	<i>Závislosť strednej rýchlosti pohybu katódovej a anódovej škrvny od veľkosti stredného absolútneho tlaku v komore.....</i>	<i>76</i>
<i>Obr. 7.5-1</i>	<i>Závislosť maximálnej a efektívnej hodnoty prúdu od vzájomnej vzdialenosti elektród d</i>	<i>78</i>
<i>Obr. 7.5-2</i>	<i>Závislosť strednej rýchlosti pohybu katódovej a anódovej škrvny od vzájomnej vzdialenosti elektród.....</i>	<i>79</i>
<i>Obr. 7.5-3</i>	<i>Závislosť stredného absolútneho tlaku v komore od celkovej uvoľnenej energie elektrického oblúka.....</i>	<i>79</i>
<i>Obr. 7.5-4</i>	<i>Priebeh elektrodynamickéj sily pôsobiacej na elektrický oblúk v čase t pri zmene vzájomnej vzdialenosti elektród d pri Pokuse č.5.....</i>	<i>80</i>



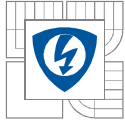
ZOZNAM TABULIEK

<i>Tab. 5.1-1 Parametre kamery Photron Fastcam SA-2X [10]</i>	<i>50</i>
<i>Tab. 5.4-1 Nastavenie jednotlivých parametrov kamery, parametrického modelu zhášacej komory a veľkosti prúdu pri jednotlivých pokusoch.....</i>	<i>53</i>
<i>Tab. 7.3-1 Posúdenie vplyvu geometrie prúdovodnej dráhy a veľkosti prúdu tečúceho cez elektrický oblúk na veľkosť elektrodynamickéj sily.....</i>	<i>67</i>
<i>Tab. 7.3-2 Výpočet v_{str} pohybu katódovej a anódovej škvvrny v závislosti od veľkosti I_{ef} pretekajúcim elektrickým oblúkom.....</i>	<i>70</i>
<i>Tab. 7.4-1 Výpočet v_{str} pohybu katódovej a anódovej škvvrny v závislosti od veľkosti $P_{str-abs}$ v parametrickom modeli zhášacej komory</i>	<i>74</i>
<i>Tab. 7.5-1 Výpočet v_{str} pohybu katódovej a anódovej škvvrny v závislosti od vzájomnej vzdialenosti elektród d v parametrickom modeli zhášacej komory</i>	<i>78</i>

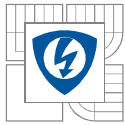


ZOZNAM SYMBOLOV A SKRATIEK

CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor- technológia výroby logických obvodov	
fps	Frame per second	
ISO	Citlivosť snímača	
K	Konštanta	
ND	Neutral Density	
SD	Secure Digital- pamäťová karta	
SP	Spektrálny filter	
a	Šírka elektródy	[mm]
A	Geometria prúdovodnej dráhy	[-]
$A_{t=0s}$	Hodnota geometrie v čase $t = 0s$	[-]
$A_{t=0s \min}$	Minimálna hodnota geometrie zo všetkých pokusov v čase $t = 0s$	[-]
d	Vzájomná vzdialenosť elektród	[mm]
E_{Kstr}	Stredná kinetická energia	[J]
F_{Aero}	Aerodynamická sila	[N]
F_D	Elektrodynamická sila	[N]
F_{Dstr}	Stredná elektrodynamická sila	[N]
$F_D(t)$	Elektrodynamická sila v čase	[N]
h	Vzdialenosť elektrického oblúka (dna U slučky) od skrutky	[mm]
$i(t)$	Okamžitá hodnota prúdu	[A]
I_{ef}	Efektívna hodnota prúdu	[A]
I_{max}	Maximálna hodnota prúdu	[A]
I_{min}	Minimálna hodnota prúdu	[A]
$I_{t=0s}$	Hodnota prúdu v čase $t = 0s$	[A]
$I_{t=0s \min}$	Minimálna hodnota prúdu zo všetkých pokusov v čase $t = 0s$	[A]
l	Vzdialenosť stredu elektródy od druhej elektródy	[mm]
$p(t)-abs$	Okamžitá hodnota absolútneho tlaku	[bar]
P_{abs}	Absolútny tlak	[bar]
$P_{max-abs}$	Maximálny absolútny tlak	[bar]
s	Dráha	[mm]
t	Čas	[s]



v_{str}	Středná rychlost	$[\text{ms}^{-1}]$
$w_{a(t)}$	Okamžitá hodnota celkové energie v čase	[J]
W_{acel}	Celková energie elektrického oblúka	[J]



1 ÚVOD

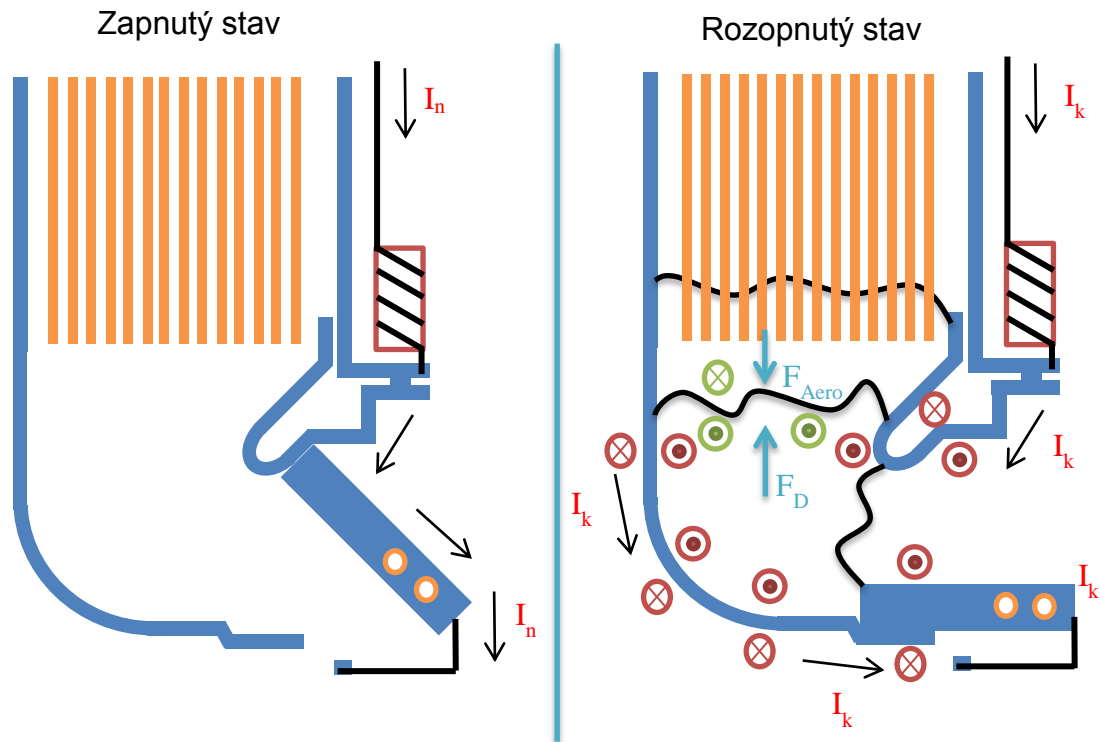
Analýza pohybu elektródových škvŕn v ističi je zložitá, kvôli pomerne zložitej geometrii prúdovodných dráh. Preto je dôležité túto geometriu zjednodušiť. To znamená navrhnúť zariadenie, kde by bolo možné meniť parametre ako: vzdialenosť elektród, veľkosť vyfukovacích otvorov, počet plechov zhášacej komory a ich vzájomnú vzdialenosť. Na pochopenie celého procesu pohybu elektródových škvŕn je nutné pochopiť základy o vzniku plazmy, procesoch v plazme, vznik elektródových škvŕn, procesy, ktoré sa dejú v elektródových škvŕnách a pôsobenie elektrodynamických a aerodynamických síl na ich pohyb.

2 VYPÍNAČ S MAGNETICKÝM VYFUKOVANÍM OBLÚKU DO ZHÁŠACEJ KOMORY

Princípom pôsobenia magnetických vypínačov je vzájomná interakcia magnetického poľa elektrického oblúku a vonkajšieho magnetického poľa s následným vznikom elektrodynamických síl, ktoré uvádzajú elektrický oblúk do pohybu smerom do zhášacej komory. Touto elektrodynamickou silou sa oblúk dostáva do pohybu naprieč okolitým vzduchom. Na tom, ako sa elektrický oblúk pohybuje, závisí úspešnosť jeho uhasenia. Ak sa pohyb elektrického oblúku a tým aj elektródových škvŕn spomalí alebo dokonca zastaví, môže dôjsť k neúspešnému vypínaciemu procesu v prístroji a k havárii. V okamihu rozpojovania kontaktov sa znižuje prítlačná sila, čím sa zvyšuje prechodový odpor, úbytok napätia na kontaktoch a tým aj ich teplota. Postupne sa vytvára niekoľko mostíkov z roztaveného materiálu, ktoré sa behom veľmi krátkej doby rozpadávajú ($10^{-6} - 10^{-5}$ s) a prechádzajú do plynného skupenstva. Ak napätie a prúd prevýšia kritické hodnoty oblúkového výboja, vzniká medzi kontaktmi elektrický oblúk. Roztavené časti kontaktov sú zdrojom tepelnej emisie elektrónov. Ionizačné procesy v týchto okamihoch prebiehajú na základe termoelektrickej emisii, pre ktorý je charakteristický malý úbytok napätia na katóde a malá intenzita elektrického poľa u katódy. Ak intenzita elektrického poľa u katódy prevýši hranicu, kedy dochádza k uvoľňovaniu elektrónov z katódy, prechádza mechanizmus ionizácie na autoemisiu, pri ktorej môže elektrický oblúk existovať aj na pomerne chladnej katóde. Pre tento druh oblúkového výboja je charakteristická jeho vysoká pohyblivosť.

Vo svojom ďalšom pohybe elektrického oblúka si je potrebné uvedomiť, že podstatný vplyv na zvyšovanie oblúkového napätia nemá predlžovanie jeho dĺžky, ale jeho rýchly pohyb naprieč okolitému chladnému prostrediu. Rýchlosť pohybu elektrického oblúku sa obecnne znižuje so vzdialenosťou elektród, pretože s rastúcou vzdialenosťou elektród rastie dĺžka elektrického oblúku a tým rastie jeho aerodynamický odpor.

Charakteristický pohyb oblúku je úzko spojený s charakteristickými javmi vypínačov s vlastnou zhášacou energiou. Problémom je jednak vypínanie prúdov v kritickej oblasti, kedy sa oblúk nedostáva do zhášacej komory a naopak vypínanie prúdov veľkých hodnôt, kedy pomerne veľká energia vyvinutá elektrickým oblúkom spôsobí ohrev okolitého prostredia a zvýšenie jeho tlaku v priestore zhášacej komory natolko, že sa oblúk do zhášacej komory ťažko dostáva, dochádza k jeho odrazom atď. Nadmerné zvýšenie tlaku môže vo svojich dôsledkoch viesť až k deštrukcii celého vypínača.



Obr. 3.1-1 Vypínací pochod ističa

3 ZÁKLADY FYZIKY PLAZMY

3.1 Definícia plazmy

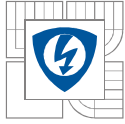
Plazma je kvazineutrálny plyn nabitých a neutrálnych častíc, ktorý vykazuje kolektívne chovanie.

Čo rozumieme pojmom „kolektívne chovanie“ :

Uvažujme sily pôsobiace na molekulu napr. vzduchu. Keďže molekula je elektricky neutrálna, nepôsobí na ňu žiadna elektromagnetická sila a gravitačná sila je zanedbateľná. Takáto molekula sa hýbe nerušene, pokiaľ sa nezrazí s inou molekulou. Tieto zrážky rozhodujú o pohybe častíc. V plazme sú nabité častice, ktoré pri svojom pohybe môžu vytvárať lokálne koncentrácie pozitívneho alebo negatívneho náboja. Tieto lokálne koncentrácie náboja vedú k vzniku elektrických polí. Tieto polia ovplyvňujú pohyb iných nabitých častíc na vzdialenom mieste. „Kolektívnym chovaním“ teda rozumieme pohyby, ktoré nezávisia len na lokálnych podmienkach, ale taktiež na stave plazmy vo vzdialených oblastiach. Alebo inak povedané: Nabité častice ovplyvňujú pohyb ďalších nabitých častíc, takže plazma reaguje ako celok na elektrické a magnetické polia [11].

Čo rozumieme pojmom „kvazineutralita“ :

Tento pojem úzko súvisí s Debyeovou dĺžkou λ_D . V jednoduchosti kvazineutralita znamená stav blízky neutralite. Čiže stav, v ktorom koncentrácia iontov, elektrónov $n_i \cong n_e \cong n$, kde n je spoločná koncentrácia nazývaná koncentrácia plazmy. Pričom plazma nesmie byť natoľko neutrálna, aby sa všetky zaujímavé elektromagnetické sily stratili [11].



3.2 Elementárne procesy v plazme

Pohyby častíc v plynoch majú za následok ich vzájomné zrážky, pri nich nastáva výmena energie zrážajúcich sa častíc, prípadne sa energia jednej častice mení v energiu iného druhu častice. Zmeny energie jednotlivých častíc, prípadne vznik nových a zánik zrážajúcich sa častíc nazývame elementárnymi procesmi. Ich existencia je podmienkou vzniku, udržania a zániku plazmy.

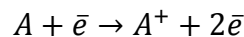
Ionizovaný plyn obsahuje:

- Neutrálne atómy a molekuly plynu
- Ionty (kladné alebo záporné nabité atómy)
- Voľné radikály (veľmi reaktívne molekuly)
- Elektróny
- Fotóny

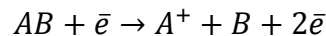
Medzi elementárne procesy patria napr. tieto:

Vznik nabitých častíc:

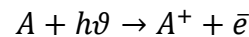
- Priama ionizácia



- Disociatívna ionizácia

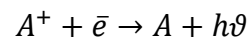


- Fotoionizácia

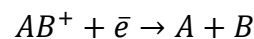


Zánik nabitých častíc:

- Radioatívna rekombinácia



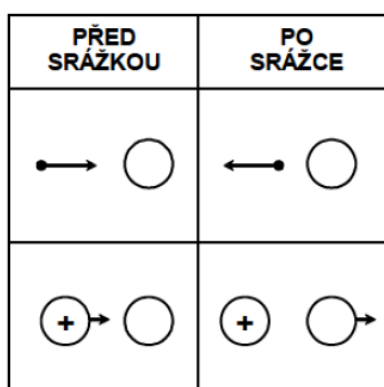
- Disociatívna rekombinácia



Vzájomné zrážky častíc môžu byť pružné, pri ktorých nedochádza k zmene vnútornej energie žiadnej z častíc a nepružné, pri ktorých sa vnútorná energia častíc mení.

3.2.1 Pružné zrážky

Pri pružných zrážkach (elastické zrážky) sa mení len kinetická energia častíc a častice si zachovávajú rovnakú štruktúru pred a po zrážke. Mení sa teda len smer a veľkosť rýchlostí. Aby zrážka bola pružná, nesmú častice na seba pôsobiť príťažlivou silou, tzn. zrážajúce sa častice nesmú mať náboj rôzneho znamienka, jedna z častíc môže mať nulový náboj [1].



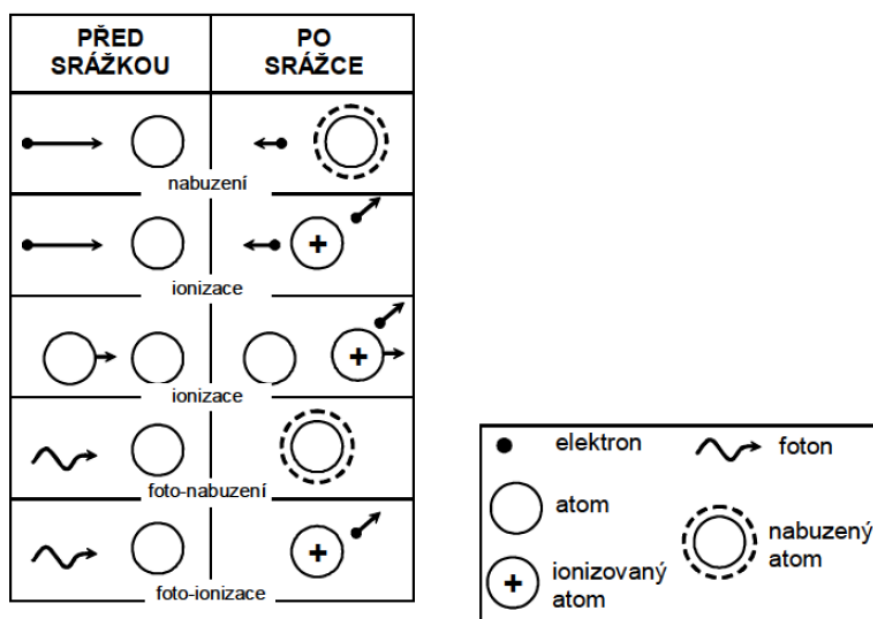
Obr. 3.2-1 Pružné zrážky [3]

Mechanismus elastických zrážok vysvetlíme nasledovne:

Elektrón pohybujúci sa veľkou rýchlosťou medzi atómami plynu narazí do atómu plynu. Dôjde k zrážke týchto dvoch častíc. Zmenu veľkosti rýchlosti atómu pri zrážke s elektrónom nemusíme uvažovať, keďže hmotnosť elektrónu oproti atómu je oveľa menšia a odovzdaná kinetická energia elektrónom pri pružnej zrážke s atómom je veľmi malá. Pri zrážke s atómom teda elektrón zmení smer, pričom pri zrážkach s atómami stráca nepatrné množstvo kinetickej energie. Pri prenesení elektrónu od katódy k anóde sa vykoná práca ktorá je rovnaká s prácou, ktorú by sme museli vykonať pri prenesení elektrónu od katódy k anóde vo vákuu [1].

3.2.2 Nepružné zrážky

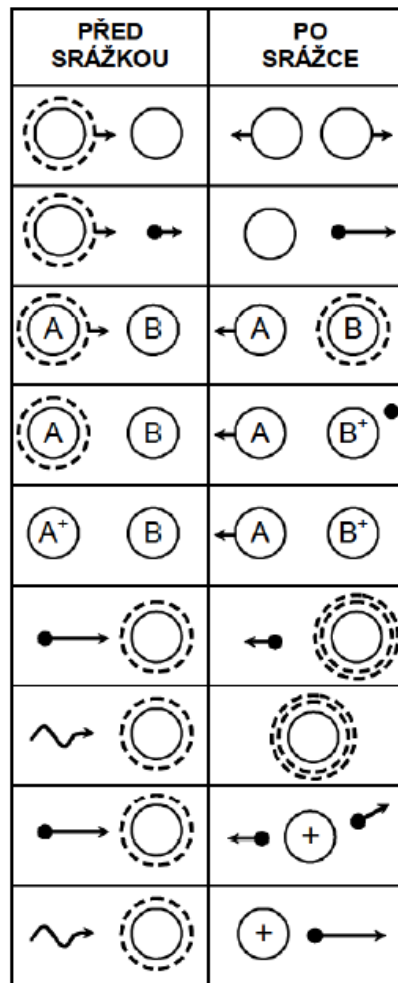
Pri väčšej kinetickej energii zrážajúcich sa častíc, vznikajú zmeny vo vnútornej štruktúre častíc, vznikajú nepružné zrážky. Obecne sa pri nepružných zrážkach mení kinetická energia zrážajúcich sa častíc v energiu iného druhu, najčastejšie v energiu potenciálnu väzbovú elektrónov atómového obalu. Zmena potenciálnej energie týchto elektrónov sa prejaví nabudením alebo ionizáciou atómu [1].



Obr. 3.2-2 Nepružné zrážky prvého radu [3]

Zrážky tohto typu nazývame nepružnými zrážkami prvého radu a mení sa pri nich kinetická energia častíc pred zrážkou v potenciálnu energiu častíc (atómov, iontov) po zrážke. Môžeme povedať, že rýchla častica s veľkou kinetickou energiou odovzdá pri zrážke s atómom prevažnú časť svojej energie. Atóm je teda nabudený alebo ionizovaný. Do zrážok prvého radu zahrňujeme tiež nabudenie a ionizáciu žiarením. V tomto prípade sa zráža atóm s fotónom [1].

Zrážky častíc vzniknutých pri zrážkach prvého radu nazývame zrážkami druhého radu. Sú charakterizované zmenou potenciálnej energie častíc pred zrážkou v prevažne kinetickú energiu častíc po zrážke [1].



Obr. 3.2-3 Nepružné zrážky druhého radu [3]

Pri zrážke častice s malou kinetickou energiou s nabudeným atómom sa potenciálna energia atómu zmení v kinetickú energiu častice [1].

V plazme existuje ešte ďalší druh zrážok, nazývaný rekombinácia. Je to obrátený pochod vzhľadom k ionizácii. Kladný ión a elektrón sa spojí v neutrálny atóm a pri spojení sa uvoľní energia spotrebovaná na ionizáciu. V aký druh energie sa uvoľnená energia zmení, závisí na mieste, kde k rekombinácii dôjde. Táto môže nastať na stene ohraničujúca plazmu výboja (teplo), na elektróde (teplo) alebo v priestore vyplnenom plazmou (žiarenie) [1].

3.3 Kritéria pre plazmu

Uviedol som dve podmienky, ktoré ionizovaný plyn musí spĺňať nato, aby sme ho mohli nazývať plazmou. Tretia podmienka sa týka zrážok. Ak je ω_p plazmová frekvencia a τ stredná doba medzi zrážkami s neutrálnymi atómami, potom musí byť $\omega_p \tau > 1$. Je potrebné zdôrazniť, že kmity sú spôsobené usporiadaným pohybom veľa častíc, takže ide skutočne o kolektívne chovanie [11].

Tri podmienky, ktoré plazma musí spĺňať:

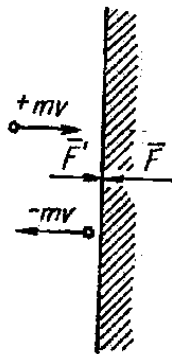
$$1. \lambda_D \ll L$$

$$2. N_D \gg 1$$

$$3. \omega_p \tau > 1$$

3.4 Tlak a teplota

Častice plynu sú v neustálom pohybe. Vzájomne sa zrážajú a menia tým smer, veľkosť svojich rýchlostí a narážajú na steny nádoby, ktorá plyn uzatvára. Týmito nárazmi častíc na stenu nádoby (nádoba má tvar valca) sa vytvára tlak. Tlak v kvapalinách a plynoch, ktoré sú v pokoji, sa šíri všetkými smermi a je k stenám kolmý. Podľa (Obr. 3.4-1) si predstavme, že častica o hmotnosti m sa pohybuje rýchlosťou v kolmo k stene nádoby. Hybnosť sledovanej častice, ktorá v určitom okamihu narazí na stenu nádoby a po časový interval Δt bude so stenou v styku, je mv . Častica bude na stenu pôsobiť určitou silou, ktorá sa bude v priebehu Δt meniť. Priemerná sila, akou bude častica na stenu po dobu Δt pôsobiť bude \vec{F}' . Rovnako veľká, ale opačného smeru je reakcia \vec{F} steny na časticu. Z toho vyplýva, že zrážka častice so stenou je pružná, čiže častica sa bude od steny vzdalovať rýchlosťou v rovnako veľkou, ale opačného smeru ako pri prilete. Hybnosť častice je teraz $(-mv)$. Priemerná sila \vec{F}' pôsobí na časticu po dobu $\Delta t = t - 0$. Súčin $\vec{F}' \Delta t$ udáva impulz, ktorý stena behom zrážky odovzdá častici [5].

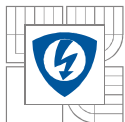


Obr. 3.4-1 K definícii tlaku pôsobiaceho na stenu nádoby [5]

$$\vec{F}' \Delta t = \int_0^t \vec{F}' dt = [(-mv) - (mv)] = -2mv \quad (1)$$

$$\vec{F} = -\vec{F}' \quad (2)$$

$$\vec{F} = \frac{2mv}{\Delta t} \quad (3)$$



Rovnica (3) určuje silu, ktorou jedna častica pôsobí na stenu. Ak budeme predpokladať, že touto silou pôsobí stena na všetky dopadajúce častice, a ak bude Δn počet častíc, ktoré dopadnú za čas Δt na jednotku povrchu steny, bude tlak p plynu rovný [5]

$$p = \Delta n \vec{F} \quad (4)$$

Zo všetkých možných smerov ktorými sa môžu častice v nádobe pohybovať ponecháme len šesť, vždy na kladnú a zápornú stranu každej z ôs pravouhlej sústavy súradníc. Potom to znamená, že k zvolenej stene nádoby sa pohybuje $N/6$ častíc, pričom N je počet častíc v objeme V nádoby. Ďalej predpokladajme rovnakú rýchlosť všetkých častíc. V časovom intervale Δt teda dopadnú na steny všetky tie častice, ktorých vzdialenosť od steny bude menšia alebo rovná $v\Delta t$. Na jednotku plochy steny teda dopadne za čas Δt , $\frac{1}{6} \cdot N$ častíc v objeme $v\Delta t$. Počet častíc v jednotke objemu nazývame koncentrácia n a platí $n = N/V$. Potom Δn počet častíc, ktoré dopadnú za čas Δt na jednotku povrchu steny bude [5]

$$\Delta n = \frac{n}{6} v \Delta t \quad (5)$$

Teraz dosadíme do rovnice (3) za \vec{F} z rovnice (4) a za Δn z rovnice (5) a platí, že

$$p = \frac{n}{6} v \Delta t \frac{2mv}{\Delta t} = \frac{nmv^2}{3} \quad (6)$$

Počet molekúl v mólu plynu je daný Avogadrovým číslom $N_A = 6,026 \cdot 10^{23}$, koncentrácia teda bude $n = N_A/V$. Dosadením do rovnice (6) dostaneme

$$p = \frac{N_A}{V} \frac{mv^2}{3} \quad (7)$$

alebo

$$pV = \frac{N_A m v^2}{3} \quad (8)$$

Pre ustálené pomery bude v aj N_A stále. Teda pravá strana rovnice je taktiež stála, takže

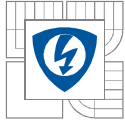
$$pV = konst \quad (9)$$

Rovnicu (8) je teraz možné porovnať so stavovou rovnicou ideálneho plynu

$$pV = RT \quad (10)$$

dostaneme

$$RT = \frac{N_A m v^2}{3} \quad (11)$$



Veličiny R a N_A sú známe. Pre určitý plyn je známa aj hmotnosť častice m . Ak zmeriame teplotu plynu T , potom môžeme vypočítať rýchlosť tepelného neusporiadaného pohybu v , tj.

$$v^2 = 3 \frac{R}{N_A} \frac{T}{m} \quad (12)$$

Pomer R/N_A sa označuje k a nazýva sa Boltzmannova konštanta.

Rovnica (12) určuje efektívnu rýchlosť tepelného neusporiadaného pohybu. Použitím Boltzmannovej konštanty dostaneme

$$v_{ef} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} \quad (13)$$

Z tejto rovnice vyplýva, že čím vyššia je teplota a čím menšia je hmotnosť častice, tým vyššia je efektívna rýchlosť tepelného neusporiadaného pohybu. Teplota T je tu priamo spojená s rýchlosťou pohybu častice s kinetickými vlastnosťami. Čiže teplota T vystihuje kinetické vlastnosti častíc. Na základe rovníc (6) a (13) je možné vyjadriť novým spôsobom tlak p . V rovnici (6) závisí tlak p priamo na druhej mocnine rýchlosti tepelného neusporiadaného pohybu. Rovnica (13) túto rýchlosť udáva v závislosti na teplote plynu. Ak dosadíme z rovnice (13) do (6) za v^2 , dostávame [5]

$$p = nkT \quad (14)$$

Rovnica teda popisuje súvislosť tlaku, teploty a koncentrácií častíc.

Kinetická energia častice plynu je $\frac{1}{2}mv_{ef}^2$. Ak dosadíme za v_{ef}^2 z rovnice (13), dostaneme

$$\frac{1}{2}mv_{ef}^2 = \frac{3}{2}kT \quad (15)$$

Z tejto rovnice plynie, že každá častica má tri stupne voľnosti, t.j. môže sa pohybovať v smeroch troch ôs x , y , z pravouhlejšej sústavy súradníc. Rovnicu (15) môžeme rozpísať takto:

$$\frac{1}{2}m(v_{efx}^2 + v_{efy}^2 + v_{efz}^2) = \left(\frac{1}{2}kT + \frac{1}{2}kT + \frac{1}{2}kT\right) \quad (16)$$

Je teda možné predpokladať, že každému stupňu voľnosti prináleží energia $\frac{1}{2}kT$. Keďže je medzi teplotou T a kinetickou energiou E_K tak úzky vzťah, býva vo fyzike plazmy zvykom užívať teplotu v jednotkách energie. Pre $kT = 1eV = 1,6 \cdot 10^{-19} J$ dostávame

$$T = \frac{eV}{k} \frac{1,6 \cdot 10^{-19}}{1,38 \cdot 10^{-23}} = 11\,600\,K$$

Pri teplote plazmy je nutné vziať v úvahu tepelnú kapacitu. Hustota elektrónov pri nízkom tlaku je oveľa menšia ako hustota plynu pri atmosférickom tlaku. Z toho vyplýva, že úhrnné množstvo tepla prenesené na stenu nádoby pohybujúcimi sa časticami je pri nízkom tlaku malé



oproti atmosférickému tlaku, napriek tomu, že energia elektrónov môže byť aj niekoľko tisíc Kelvinov.

3.5 Pohyb elektricky nabitých častíc

Pokiaľ sa nachádzajú medzi dvoma elektródami voľné elektrické náboje, t.j. elektricky nabité častice, či už elektróny alebo kladné či záporné ióny, a pripojíme na elektródy elektrické napätie, uvedú sa nabité častice vytvorením elektrickým poľom do pohybu. Výbojovým priestorom potom prechádza prúd nabitých častíc, ktorý bude závislý na veľkosti napätia na elektródach. Ak budeme pôsobiť na tento výbojový priestor elektrickým alebo magnetickým poľom, zistíme, že za istých okolností je možné ovplyvniť prúd nabitých častíc. Vedľa vonkajšieho poľa ovplyvňujú pohyb nabitých častíc i tzv. vnútorné makroskopické polia dané priestorovými nábojmi a pohybom týchto nabitých častíc samotnými [5].

Elektrické pole s intenzitou \mathbf{E} a magnetickou indukciou \mathbf{B} pôsobí na elektrón s nábojom e_0 , ktorý sa pohybuje rýchlosťou \mathbf{v} silou

$$\mathbf{F} = e_0\mathbf{E} + e_0(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (17)$$

Rovnica sa nazýva Lorentzov zákon. Podľa tejto rovnice je možné zistiť trajektóriu jednej častice v elektrickom a magnetickom poli. Ak bude medzi elektródami veľké množstvo nabitých častíc oboch znamienok (plazma elektrických výbojov), budú tieto častice na seba vzájomne pôsobiť tak zložito, že z Lorentzovho zákona sa o chovaní častíc nič nedozvieme. Každá nabitá častica má určitý elektrický náboj a počet týchto častíc v jednotke objemu je číselne daný koncentráciou. Veľkosť náboja jednotlivkej častice spolu s koncentráciou týchto častíc budú určovať celkový elektrický náboj jednotky objemu, t.j. *priestorový náboj*. Tieto priestorové náboje sú pri prechode nabitých častíc priestorom medzi elektródami veľmi dôležité [5].

Rovnica (17) pohyb mnohých častíc nevystihuje, je ňou však daná dráha jednej častice v elektrickom a magnetickom poli. Ak je polohový vektor častíc \mathbf{r} , bude pri zanedbaní relativistickej korekcie z (17)

$$\frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} = \frac{e_0}{m_e} \left[\mathbf{E} + \left(\frac{d\mathbf{r}}{dt} \times \mathbf{B} \right) \right] \quad (18)$$

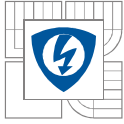
kde sila $\mathbf{F} = m_e d^2\mathbf{r}/dt^2$, kde $d^2\mathbf{r}/dt^2$ je zrýchlenie a $d\mathbf{r}/dt$ je potom rýchlosť \mathbf{v} .

3.5.1 Elektrický prúd

Elektrický prúd, ktorý má výbojovým priestorom prechádzať, je závislý na koncentrácií nabitých častíc, na ich náboji a na priemernej rýchlosti, akou sa budú od jednej elektródy k druhej pohybovať.

Vo výbojovom priestore sa vyskytujú častice nabité a neutrálne. Neutrálne častice k vytvoreniu prúdu neprispievajú. Prúdová hustota J_- , vytvorená pohybom záporných častíc, a prúdová hustota J_+ , vytvorená pohybom kladných častíc, sa skladá vo výslednú prúdovú hustotu [5]

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_- + \mathbf{J}_+ \quad (19)$$



U elektrických výbojoch $J_+ \ll J_-$, takže prúd je tvorený prakticky len pohybom záporných častíc, tj. elektrónmi. Táto skutočnosť je zrejماً ak si uvedomíme, že elektróny, ktoré majú menšiu hmotu ako kladné ióny, sú elektrickým poľom omnoho viac urýchľované, takže ich makroskopická rýchlosť je značne vyššia ako makroskopická rýchlosť kladných častíc [5].

Ak je teda prúdová hustota úmerná náboju elektrónov ($-e_0$), ich koncentrácií n_e a makroskopickej rýchlosti u_e , môžeme písať

$$\mathbf{J}_e = -e_0 n_e \mathbf{u}_e \quad (20)$$

Tento vzorec má obecnú platnosť, kde u_e môže byť nie len makroskopická rýchlosť vyvolaná elektrickým alebo magnetickým poľom, ale aj napr. difúziou.

Makroskopická rýchlosť u_e elektrónov vyvolanou elektrickým poľom bude závislá na intenzite elektrického poľa \mathbf{E} , ktoré bude urýchľovať elektróny o náboji ($-e_0$) a hmotnosti m_e a ďalej na tepelnom neusporiadanom pohybe ako elektrónov samotných, tak aj neutrálnych a kladných častíc, medzi ktorými sa elektróny pohybujú. Ak predpokladáme, že rýchlosť u_e je priamo úmerná intenzite \mathbf{E} , môžeme písať, že [5]

$$\mathbf{u}_e = K_e \mathbf{E} \quad (21)$$

Súčiniteľ úmernosti K_e sa nazýva *pohyblivosť*. Rovnica (21) nemá všeobecnú platnosť, keďže je v nej obsiahnutý predpoklad, že pohyblivosť elektrónov K_e nezávisí na intenzite elektrického poľa. A však rovnica (21) vyhovuje značnému množstvu prípadov [5].

Vypočítame teraz pohyblivosť elektrónov K_e . Sila $e_0 E$ pôsobiaca na elektrón vyvolá jeho zrýchlenie $d^2 x/dt^2$ v smere osy x , tj.

$$m_e \frac{d^2 x}{dt^2} = e_0 E \quad (22)$$

Čo je vlastne prípad pohybu pre $B = 0$. Jej riešenie je:

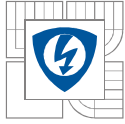
$$v = \frac{e_0}{m_e} E t + v_0 \quad (23)$$

kde v_0 je rýchlosť elektrónu v čase $t = 0$. Ide teda o pohyb rovnomerne zrýchlený. Elektrón sa takto jednoducho chová len vtedy, ak je v priestore medzi elektródami osamotený. V uvažovanom prípade sa rovnomerne zrýchlene pohybuje len medzi nasledovnými zrážkami, ako je znázornené na (Obr.3.5-1). Vplyvom neusporiadaného tepelného pohybu je dráha elektrónu od jednej zrážky ku druhej rôzne dlhá. Je teda potrebné vedieť strednú voľnú dráhu [5].



Obr. 3.5-1 Pohyb elektrónu medzi elektródami [5]

bez ďalšieho odvodzovanie je možné dokázať, že



$$K_e \approx \frac{e_0 \lambda}{m_e \bar{v}} \quad (24)$$

Rovnica (24) vyjadruje Langevinov vzťah. Kde λ je stredná voľná dráha elektrónov a \bar{v} je stredná rýchlosť tepelného neusporiadaného pohybu, ktoré sú funkciami tlaku a teploty. Pohyblivosť teda so vzrastajúcim tlakom klesá, s rastúcou teplotou sa zväčšuje [5].

3.6 Elektródové oblasti

3.6.1 Emisia

Plazmou výboja prechádza vodivý prúd, ktorý z vodičov cez elektródy vstupuje a vystupuje z výboja. Plazma výboja sa stýka s elektródami, plazmatický stav hmoty s pevnou fázou. Ide teda o prechod vodivého prúdu z pevnej látky (elektródy) do plazmy a naopak. Prúd vo vodiči sprostredkovávajú voľné elektróny, prúd výbojom vzhľadom k malej hmotnosti je rovnako sprostredkovaný elektrónmi. V elektrickom výboji musia teda nabité častice vystupovať a dopadať na elektródy. Výstup elektricky nabitých častíc z pevnej alebo kvapalnej látky nazývame *emisia*. K výstupu elektricky nabitých častíc z elektród môže dochádzať za rôznych podmienok a okolností. Podľa toho rozoznávame i rôzne druhy emisií [5].

3.6.2 Tepelná emisia

Samotný atóm sa skladá z jadra, ktoré je obklopené krúžiacimi elektrónmi. Priemer atómu je rádovo okolo 10^{-10} m, rozmery jadra sú potom rádovo okolo 10^{-15} m. V jadre je sústredená celá hmota atómu. Energetické stavy atómu sa nemôžu meniť spojitou, ale tvoria vždy určité spektrum hodnôt. Energetické spektrum atómu je diskrétno. Pomery v pevnej látke sú omnoho zložitejšie. Podľa teórie pevnej fázy sa v kryštálovej mriežke, tvorenej u kovov zvyčajne kladnými iónmi príslušného prvku, pohybujú voľné elektróny. Týchto voľných elektrónov je približne toľko, koľko je iónov kryštálovej mriežke. Tvoria tzv. *elektrónový plyn*. Energetické spektrum kryštálovej mriežky je tvorené širokými pásmami možných energetických úrovní. Pohyb elektrónov v atóme je ovplyvnený jedným silovým centrom, jadrom atómu. Silové pole iónov kryštálovej mriežky kovov predstavujú veľké množstvo silových centier, ktoré pohyb elektrónov ovplyvňujú. Pôvodné jednoduché energetické úrovne sa týmto poruchovým pôsobením bližších a vzdialenejších silových centier rozštiepia na veľké množstvo hodnôt, vzniknú pásy dovolených hodnôt energie, ktoré sú oddelené pásmi zakázaných hodnôt. V najvyšších dovolených pásoch sú jednotlivé úrovne tak husto vedľa seba, že ide takmer o spojitú zmenu energie. Elektrónový plyn v kryštálovej mriežke kovu je potom tvorený elektrónmi, ktoré nie sú svojou polohou viazané na určitý atóm a môžu sa voľne pohybovať priestorom kryštálovej mriežky. Elektróny elektrónového plynu v kryštálovej mriežke vykonávajú tepelný neusporiadaný pohyb. Pre rozdelenie rýchlostí elektrónov v kryštálovej mriežke je nutné použiť predstavy kvantovej fyziky [5].

Výraz pre prúdovú hustotu elektrónov vystupujúcich z povrchu kovu do vákua

$$J = \frac{4\pi e_0 m_e k^2}{h^3} T^2 e^{-\frac{W_v - W_F}{kT}} \quad (25)$$

kde W_v je výstupná práca. Ak zavedieme zjednodušené označenie

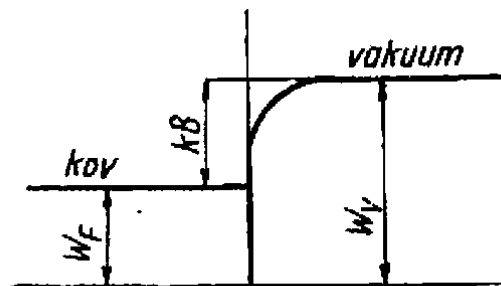
$$A = \frac{4\pi e_0 m_e k^2}{h^3} \quad (26)$$

$$B = \frac{W_v - W_F}{k}$$

dostaneme

$$J = AT^2 e^{-\frac{B}{T}} \quad (27)$$

Richardsonova rovnica (27) ukazuje, že s rastúcou teplotou rastie aj emisný prúd. Veličiny A a B sú určité konštanty, uvedené pre rôzne kovy. Potenciálová priehrada je znázornená na (Obr. 3.6-1). V kove od základne až po W_F je oblasť energií, ktorú má elektrónový plyn pri absolútnej nule. Veličina B je vlastne minimálna kinetická teplota elektrónového plynu pre výstup z kovu. Elektróny vystupujúce z kovu majú najrôznejšie rýchlosti. Okolo *katódy* sa vytvorí oblak elektrónov. Zmenšuje teda a to veľmi podstatne emisný prúd [5].



Obr. 3.6-1 Potenciálová priehrada [5]

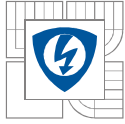
3.6.3 Emisia elektrický poľom

Pri danej teplote katódy je možné zväčšiť emisiu elektrónov len elektrickým poľom, ktoré nie len že zmenšuje záporný priestorový náboj pred katódou, ale po jeho odvedení na anódu priamo ovplyvňuje výstup elektrónov z katódy. Pohyb elektrónov v bezprostrednej blízkosti povrchu katódy je ovplyvnený silovým pôsobením najbližších iónov kryštálovej mriežky. Od určitej vzdialenosti potom môžeme silové pôsobenie elektrónu a kovového povrchu katódy posudzovať ako silové pôsobenie $(-e_0)$ a $(+e_0)$ náboja podľa metódy zrkadlenia. Ak je kolmá vzdialenosť elektrónu od katódy x , je elektrón k povrchu katódy priťahovaný silou [5]

$$F = \frac{e_0^2}{4\pi\epsilon_0(2x)^2} \quad (28)$$

Napätie U_a medzi anódou a katódou vyvolá elektrické pole o intenzite E . Priebeh potenciálu medzi anódou a katódou spôsobený týmto poľom je Ex , kde x je vzdialenosť od katódy. Elektrické pole vyvolané samotným elektrónom poskytuje po integrácii rovnice (28) (v medziach $x = 0$ a $x = x$) potenciál $(e_0/16\pi\epsilon_0x)$. Sčítaním dostaneme [5]

$$V = xE + \frac{e_0}{16\pi\epsilon_0x} \quad (29)$$



Veľkosť prvého členu s rastúcim x rastie, veľkosť druhého členu klesá. Potenciál V musí teda pre určitú hodnotu $x = x_{min}$ prechádzať minimom, označme ho V_{min} . Od tejto hodnoty získava navrch člen xE , elektrón je priťahovaný k anóde. Je možné tvrdiť, že za prítomnosti E tzv. efektívna hodnota výstupnej práce ($W_v - W_F$) bude o e_0V_{min} menšia. O túto hodnotu sa zmenší potenciálová priehrada. Minimálna veľkosť potenciálu t.j. [5].

$$V_{min} = \frac{\sqrt{e_0 E}}{2\sqrt{\pi \epsilon_0}} \quad (30)$$

Ak označíme $(W_v - W_F) = e_0U_v$ bude teraz Richardsonova rovnica (27)

$$J = AT^2 \exp \left[-\frac{e_0}{kT} \left(U_v - \frac{\sqrt{e_0 E}}{2\sqrt{\pi \epsilon_0}} \right) \right] \quad (31)$$

Je zvykom značiť časť prúdovej hustoty J vyvolanej len tepelnou emisiou ako J_0 , tj. rovnica (27) je teraz

$$J_0 = AT^2 e^{-\frac{e_0 U_v}{kT}} \quad (32)$$

takže (31) je možné zapísať ako

$$J = J_0 e^{\frac{e_0 \sqrt{e_0 E}}{2\sqrt{\pi \epsilon_0} k T}} \quad (33)$$

Čím väčšia je intenzita vonkajšieho elektrického poľa, tým väčší je pri danej teplote T emisný prúd. Čiže ak je v okolí katódy elektrické pole vyvolané napr. inou elektródou, zníži sa U_v o V_{min} a emisný prúd stúpne podľa zákona (33). Teda prídavné elektrické pole zväčšuje pri tepelnej emisii prúd [5].

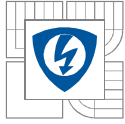
Z praktického hľadiska je zrejmé, že elektrické pole môže značne ovplyvniť veľkosť emisného prúdu, a to predovšetkým preto, že elektróda nemá nikdy hladký povrch, je plná hrotov hrán a pod. na nich môže intenzita elektrického poľa dosiahnuť značných hodnôt a veľkosť emisie do značnej miery ovplyvňovať [5].

3.6.4 Fotoemisía

Podobne ako pri ionizácii alebo nabudení častíc fotónmi môže vznikáť emisía nabitých častíc z pevnej alebo kvapalnej látky dopadom fotónov s dostatočnou energiou. Pritom však musí byť energia fotónu väčšia alebo práve rovná výstupnej práci [5]:

$$h\nu \geq e_0 U_v \quad (34)$$

Z tohto výrazu je možné určiť po dosadení $\nu = c_0/\lambda_0$ medznú vlnovú dĺžku λ_0 , tj v Å (Angström).



$$\lambda_0 \leq \frac{hc_0}{e_0 U_v} = \frac{12\,340}{U_v} \quad (35)$$

Ktorú môže mať ešte dopadajúce svetlo, aby u materiálu fotokatódy s výstupnou prácou U_v vo V nastala fotoemisía. Ak má fotón omnoho väčšiu energiu ako je výstupná práca, platí rovnica

$$h\nu \geq e_0 U_v + \frac{1}{2} m_e v^2 \quad (36)$$

t.j. energia fotónu sa spotrebuje jednak na výstupnú prácu a jednak je odovzdaná elektrónu ako energia pohybová. Aj keď je svetlo monochromatické, emitované elektróny majú vplyvom rýchlostného rozdelenia rôzne rýchlosti. Pri dopade fotónu Röntgenového žiarenia sa jednak priamo uvoľňujú elektróny, jednak uvoľnené elektróny majú tak veľkú energiu, že samy vyvolávajú emisiu. Intenzita dopadajúceho žiarenia nemá vplyv na rýchlosť emitovaných elektrónov. Ovplyvňuje len ich počet [5].

3.6.5 Emisia elektrónov nárazom kladných iónov a nabudených atómov

Množstvo elektrónov emitovaných pri dopade kladných iónov na budených atómov závisí na rýchlosti, uhle dopadu častíc a na materiáli a povrchu elektródy. Dopadajúci ión a nabudený atóm odovzdáva elektróde nie len svoju pohybovú energiu, ale aj svoju energiu ionizačnú a nabudzovaciú. Ionizačná energia je často väčšia ako výstupná práca. Kladný ión môže mať niekedy nepatrnú pohybovú energiu a k emisii napriek tomu dôjde. Pre kladný ión o hmotnosti m_+ a náboji $(+e_0)$ musí platiť, že [5]

$$\frac{1}{2} m_i v^2 + e_0 U_i \geq 2e_0 U_v \quad (37)$$

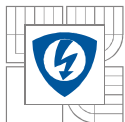
Pre emisiu sú potrebné dva elektróny. Jeden elektrón neutralizuje kladný ión, druhý elektrón je až potom voľný, preto na pravej strane rovnice (37) je $2e_0 U_v$. Ak dopáda na elektródu nabudený atóm o hmotnosti m_a musí platiť, že

$$\frac{1}{2} m_a v^2 + e_0 U_a \geq e_0 U_v \quad (38)$$

Nabudený atóm, ak je $U_a > U_v$, vyvolá emisiu, aj keď jeho pohybová energia je nepatrná. Predchádzajúce rovnice zachycujú len energetické pomery, vlastný mechanizmus emisie môže prebiehať rôznym spôsobom. Napr. ak sa priblíži ión veľmi blízko elektróde, vznikne elektrické pole o značnej intenzite a emisiu môže vyvolať práve toto pole. Podobne ak dopadne niekoľko iónov na elektródu veľmi blízko seba, dôjde k miestnemu stúpnutiu teploty, ktoré umožní tepelnú emisiu. Ďalej môže dôjsť k priamemu mechanickému preneseniu energie iónu na elektrón [5].

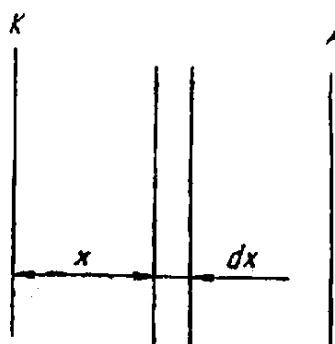
3.6.6 Teória elektrónových lavín

Koróna vznikne pri určitom napätí nazývaným počiatočným napätím. Ak je napätie na elektródach nižšie ako počiatočné napätie koróny, vznikne tichý výboj, ktorý je nesamostatný a je udržiavaný ionizáciou atómov vo výbojovej dráhe. Po zväčšení napätia na elektródach na veľkosť odpovedajúcej počiatočnému napätiu vznikne koróna. Pri ďalšom zvyšovaní napätia rastie



prúd tečúci korónovým výbojom, zväčšuje sa hrúbka svietiacej vrstvy. Ak rastie napätie na elektródach, rozšíri sa plazma až k druhej elektróde a korónový výboj prejde v iskru alebo oblúk. K prechodu koróny v oblúk alebo iskru dôjde, keď intenzita elektrického poľa v koróne je takmer rovnaká s dielektrickou pevnosťou plynu. Vznik vodivého spojenia medzi elektródami je dôsledkom vzniku *elektrónovej lavíny*. Elektrónová lavína vznikne urýchlením elektrónu elektrostatickým poľom výboja [1].

Elektrón uvoľnený z katódy alebo vzniknutý ionizáciou neutrálneho atómu vo výbojovej dráhe je urýchľovaný elektrickým poľom. Pri svojom pohybe sa zráža s neutrálnymi atómami, výsledkom zrážky je ionizácia a vznikne pri nej kladný ión a elektrón. Tento elektrón je elektrickým poľom urýchľovaný. Tieto elektróny opäť ionizujú, vznikajú ďalšie elektróny a vzniká elektrónová lavína.



Obr. 3.6-2 Počet elektrónov vzniknutých ionizáciou vo vrstve dx [5]

Zistíme počet elektrónov vzniknutých ionizáciou vo vrstve dx . Nech jednotkovou plochou vstupuje do tejto vrstvy n elektrónov od katódy. Zavedieme koeficient α tzv. Townsendov (prvý) koeficient. Udáva koľkokrát ionizuje jeden elektrón pri ubehnutí jednotkovej dráhy. Takže na dráhe dx teda jeden elektrón uskutoční αdx ionizácií, (vzniká αdx nových elektrónov). Prírastok elektrónov dn , ktorý zapríčini n elektrónov vo vrstve dx , potom je [3]

$$dn = n\alpha dx \quad (39)$$

Riešením tejto rovnice dostávame

$$\ln n = \alpha x + \text{konst} \quad (40)$$

Pretože pre $x = 0$ je $n = n_0$, bude po odlogaritmovaní

$$n = n_0 e^{\alpha x} \quad (41)$$

Prúdová hustota je analogicky

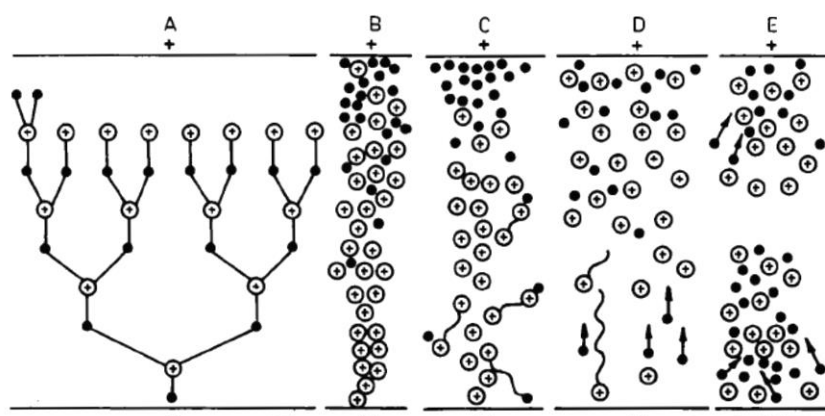
$$J = J_0 e^{\alpha x} \quad (42)$$

kde J_0 je prúd pôvodného výboja a x je vzdialenosť od katódy. Počet iónov a elektrónov vo výbojovej dráhe rastie lavínovite a v čele lavíny vyvolanej prvotným elektrónom je

$$A = e^{\alpha d} \quad (43)$$

elektrónov, d je dĺžka lavíny.

Keď čelo lavíny dorazí k anóde, začne sa vytvárať strimer postupujúci smerom ku katóde po dráhe vytvorenej elektrónovou lavínou. Strimerom nazývame zhhluk ionizovaných častíc, stupeň ionizácie v strimeru je omnoho väčší ako stupeň ionizácie v elektródovej rovine. Vznik strimera je podľa Loeba a Meeka znázornený na (Obr. 3.6-3) [1].



Obr. 3.6-3 Elektrónová lavína [1]

Časť A znázorňuje schematický vznik elektrónovej lavíny, v časti B je znázornená elektrónová lavína v okamihu, kedy sa dotýka čelom anódy. C znázorňuje štádium, kedy sa takmer všetky záporné náboje zhromaždili u anódy, D predstavuje vytvorenie kladného strimeru. Štádium E znázorňuje vznik záporného strimeru v oblasti anódy a strimeru vzniknutého uprostred výbojovej dráhy. V (Obr. 3.6-3) vlnovky značia fotóny. V ďalších štádiách sa môžu strimery rozvetvovať. Oba druhy strimrov sa obecnne rozširujú vznikáním nových elektrónových lavín z elektrónov uvoľnených fotoionizáciou. Nové lavíny vznikajú v priestore počiatkovej lavíny kladného strimeru alebo na čele záporného strimeru. Pre vznik lavín je nutné, aby intenzita elektrického poľa v uvažovanom mieste bola väčšia ako počiatková intenzita E_i [1].

3.6.7 Rozhranie medzi elektródou a plazmou

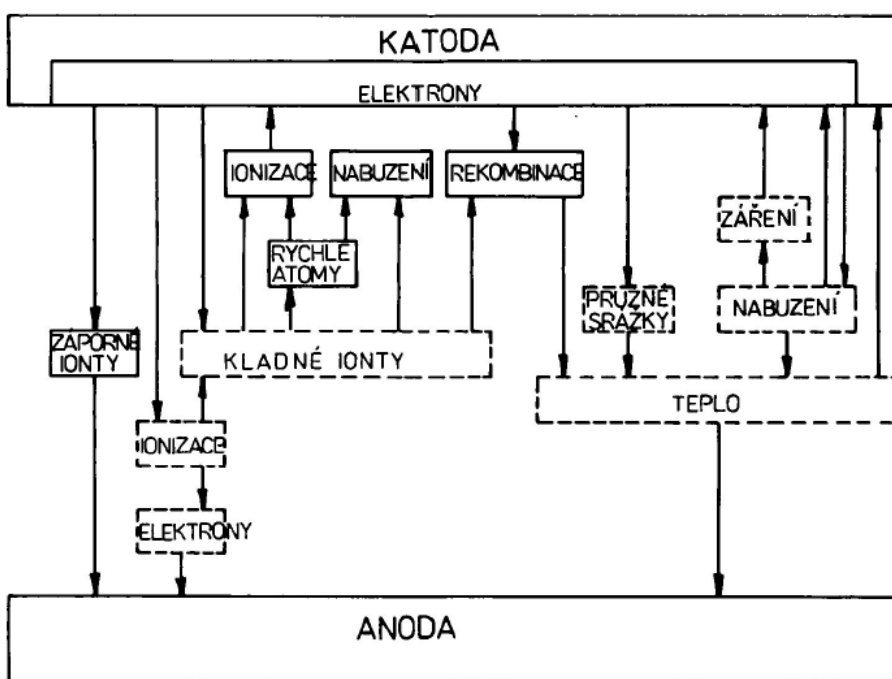
Väčšina výbojových procesov prebieha v plazme výboja. Funkciou elektród je sprostredkovať elektricky vodivé spojenie plazmy s vonkajším okruhom a prechod medzi tuhým a plazmovým skupenstvom, ktorý je v prípade elektrického oblúku sprevádzaný veľkým rozdielom teplôt [1].

Z vonkajšieho okruhu prechádza do elektródy elektrónový prúd. Privedené elektróny sú na katóde spotrebované na neutralizáciu kladných iónov prichádzajúcich z plazmy. Časť elektrónov prechádza do plazmy a cez anódu sú odvádzané do vonkajšieho okruhu [1].

V oblúku vzniknú v okolí elektród pásma so silno klesajúcou teplotou a tým i klesajúcou vodivosťou. Pre udržanie oblúku musíme dodávaním energie umožniť vznik elementárnych procesov, pri ktorých vznikajú elektróny a ióny ionizáciou neutrálnych atómov, alebo oba druhy nabitých častíc uvoľniť vhodnými procesmi z elektród [1].

Najjednoduchší spôsob uvoľnenia elektrónov z pevnej látky je tepelná emisia. Po uvoľnení elektrónu z pevnej látky je nutné, aby elektrón mal kinetickú energiu dostačujúcu k prekonaniu potenciálneho rozdielu medzi kovom a vákuom. Veľkosť tejto energie vyjadruje rovnica (26), kde $(W_v - W_F) = e_0 U_v$ v eV a nazývanú tiež Richardsonovým potenciálom. Tento pochod je hlavným zdrojom pre uvoľňovanie elektrónov z katódy v elektrickom oblúku, potrebnú teplotu odoberá katóda z plazmy oblúku [1].

Vzájomné pôsobenie elektród a plazmy je znázornené na (Obr. 3.6-4), v ktorom sú uvedené všetky elementárne procesy prebiehajúce v plazme.



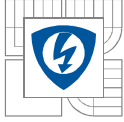
Obr. 3.6-4 Vzájomné pôsobenie elektród a plazmy [1]

3.6.8 Katódová oblasť

Prúd prechádza z katódy do plazmy tzv. päťou výboja, ktorá je u oblúku tvorená katódovou škvrnou. Prúdová hustota v tejto škvrne dosahuje veľkých hodnôt, pretože bezprostredne pred katódou je oblasť plazmy so silne klesajúcou vodivosťou [1]

Elektróny môžu byť z katódy uvoľnené v podstate tromi spôsobmi:

1. Katóda je vyhrievaná cudzím zdrojom alebo elektrónovým prúdom na teplotu dostačujúcu k tepelnej emisii elektrónov.
2. Pred katódou vznikne pôsobením prilietavajúcich iónov intenzita elektrického poľa dostačujúca k emisii elektrónov elektrickým poľom.
3. Pred katódou sú vytvárané dvojice elektrónov a iónov, ich počet je rovnaký s počtom elektrónov prechádzajúcich do stĺpca a tak je dosiahnutá spojitosť elektrónového prúdu. Prenos prúdu ku katóde je v tomto prípade uskutočnený len iónmi, ktoré sa na nej neutralizujú zachytením elektrónu. Neutralizované ióny sa ako neutrálne atómy vracajú do plazmy a vzniká tzv. kruhový obeh iónov [1].



Výstup elektrónov z katódy je možné vysvetliť podľa Maeckera na základe kruhového obehu iónov. Celkový prúd v oblasti katódového úbytku je prenášaný len iónmi. Pre intenzitu elektrického poľa v smere osy plazmy platí Poissonova rovnica [1]

$$\frac{dE}{dx} = \frac{n_j e}{\varepsilon} \quad (44)$$

kde E je intenzita elektrického poľa a smer osy x je totožný so smerom osy oblúku; n_j je hustota iónov a e náboj elektrónu. Ďalej platí

$$E = -\frac{dU}{dx} \quad (45)$$

kde U je napätie na elektródach. Prúdová hustota je daná vzťahom

$$J = eb_j n_j E \quad (46)$$

kde b_j je pohyblivosť iónov. Po dosadení z rovnice (44) do poslednej rovnice dostaneme

$$J = \frac{b_j}{2\varepsilon} \frac{dE^2}{dx} \quad (47)$$

Po integrácii a riešení podľa E dostaneme

$$E = \sqrt{\frac{2\varepsilon J}{b_j}} x \quad (48)$$

Za E dosadíme z rovnice (45) a po druhej integrácii dostaneme

$$\Delta U = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{2\varepsilon J}{b_j}} \Delta x^{\frac{3}{2}} \quad (49)$$

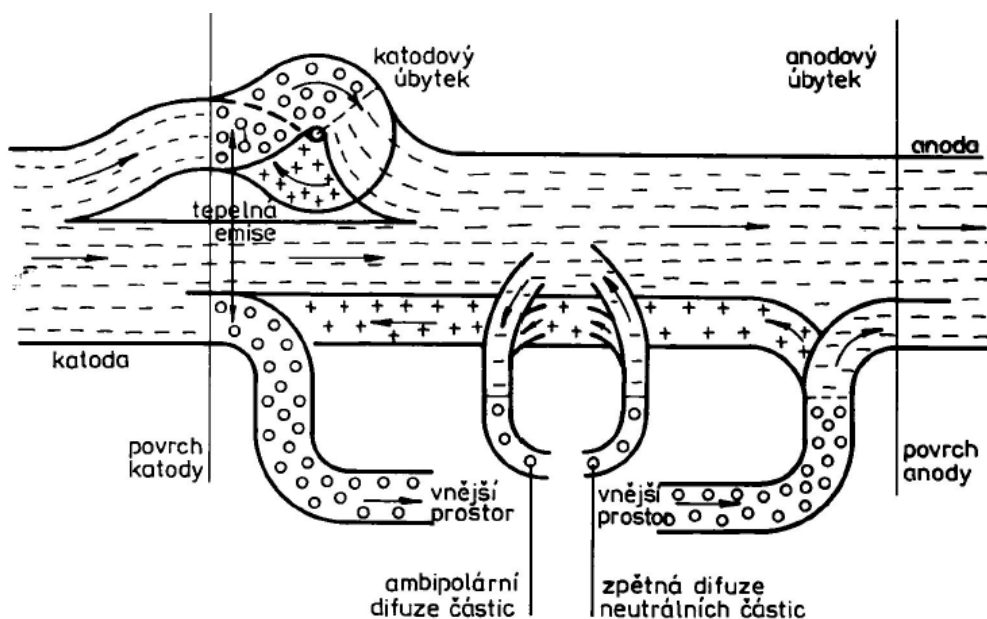
Obe integrácie boli urobené cez priestor katódového úbytku. ΔU je teda katódový úbytok a Δx je hrúbka katódovej vrstvy. Množstvo tepla prevzaté katódou z priestoru katódového úbytku je podľa Riedera

$$Q = I(U_k - U_v) \quad (50)$$

kde I je prúd tečúci výbojom, U_k katódový úbytok a U_v výstupná práca pre uvoľnenie elektrónu. Pre oblúk horiaci medzi uhlíkovými elektródami s prúdom $I = 10A$ je toto množstvo tepla rovné 60 W. V priestore katódového úbytku sa uvoľní výkon 100 W, rozdiel medzi teplom

prevzatým za sekundu katódou a teplom uvoľneným za sekundu v priestore katódového úbytku je spotrebovaný k uvoľnení elektrónu z katódy [6].

Ióny rekombinované s elektrónmi sa vracajú ako neutrálne atómy s pomerne veľkou energiou späť do katódového priestoru a ich kinetická energia prispieva k zvýšeniu tepelnej energie plynu pred katódou. Ohriatie plynu je tak veľké, že stačí k dodávaniu iónov a tým dochádza k uzavretiu kruhového obehu iónov. Dodávaním tepla sa zvyšuje teplota plynu v oblasti katódového úbytku. Keďže plazma je chladená okolitým vzduchom, musí sa jej prierez stiahnuť, aby nastalo požadované zvýšenie teploty. Zúžením prierezu plazmy v okolí päty oblúku a malá veľkosť katódovej škvŕny sú podmienené nízkou teplotou katódy. Z tohto istého dôvodu je teplota katódovej oblasti oblúku väčšia ako teplota anódovej oblasti [1].



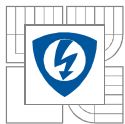
Obr. 3.6-5 Elementárne procesy na katóde a v plazme [1]

3.6.9 Anódová oblasť

Prechod z elektrónového vedenia elektriny vo vonkajšom okruhu na elektrónové a iónové vedenie v plazme je pri anóde omnoho viac zrejímavý ako pri katóde. Prúd elektrónov v elektrickom poli výboja je rovnaký ako vo vonkajšom okruhu, aj keď sa v anódovom úbytku mení gradient potenciálu. Rovnako sa chová prúd pomalých záporných iónov tečúcich z katódového úbytku. Následkom putovaniu kladných iónov ku katóde je priestor anódy o ne ochudobnený a vznikne anódový úbytok tvoriaci prechod z plazmy na anódu. Keďže anóda neemituje žiadne ióny, je hlavnou úlohou anódového úbytku vytvárať z neutrálnych častíc kladné ióny, ktoré putujú plazmou ku katóde. Vytvorené ióny musia byť do plazmy privedené s takým rozdelením rýchlostí, že odpovedajúca teplota iónov je rovnaká ako teplota plazmy [1].

Pre vytváranie iónov je nutné, aby nárazová ionizácia v priestore anódového úbytku bola výdatnejšia ako v plazme. K tomu je nutná väčšia energia elektrónov, získavanej na úkor elektrického poľa. Kladné ióny vznikajú pred anódou tromi spôsobmi:

1. Emisiou sekundárnych iónov z anódy. Táto možnosť je obmedzená len na výnimočné prípady, kedy zloženie anódy tento proces umožňuje. Nastáva to v oblúkoch medzi



- uhlíkovými elektródami, ktoré sú v okolí osy plnené prísadami zvyšujúcimi emisiu svetla z oblúku
2. Ionizáciou elektrickým poľom pred anódou. Nastáva to v prípade, kedy dĺžka príslušná anódovému úbytku predstavuje len jednu voľnú dráhu elektrónu. Aj keď hodnota anódového úbytku je menšia ako ionizačné napätie, vyskytnú sa elektróny, ktoré po prebehnutí anódového úbytku sú schopné ionizovať, sú to elektróny, ktoré mali pri vstupe do anódového úbytku dostatočne veľkú termickú rýchlosť.
 3. Tepelnou ionizáciou, ktorá nastane, keď dĺžka anódového úbytku odpovedá niekoľko voľným dráham elektrónu. V tomto prípade je energia nabitá elektrónmi pri usmernenom pohybe zrážkami premenená v driftovú, zvyšuje sa teplota elektrónov a počet ionizujúcich zrážok je väčší ako počet nekombinačných procesov, sú tak kryté prídavné straty v anódovej oblasti [1].

S rastúcim prúdom sa anódový úbytok znižuje, markantné je to oblúku medzi uhlíkovými elektródami, kedy pri malých prúdoch je anódový úbytok 36V a pri veľkých prúdoch 1 V aj menej, keďže pri vyšších teplotách plazmy je termická rovnováha porušovaná odvádzaním iónov a plazma dodáva do oblasti anódového úbytku energiu [1].

3.7 Žiarenie plazmy

Žiarenie plynu je elektromagnetické vlnenie, ktoré je možné charakterizovať frekvenciou ν alebo vlnovou dĺžkou λ . Medzi týmito veličinami platí vzťah

$$\lambda\nu = c \quad (51)$$

kde c je rýchlosť svetla. Rýchlosť svetla je vo vákuu rovná $c_0 = 2,9979 \times 10^8$ m/s. V inom prostredí je rýchlosť svetla menšia a závisí na optickej hustote (indexu lomu n) daného prostredia

$$c = \frac{c_0}{n} \quad (52)$$

Index lomu vzduchu pri atmosférickom tlaku je rovný $n = 1,000293$. Môžeme teda tvrdiť že $c = c_0$. Najčastejšie používanou jednotkou vlnovej dĺžky je nanometer, prípadne angström ($1\text{\AA} = 10^{-10}\text{m}$). Jednotka vlnčet σ , ktorý je rovný prevrátenej hodnote vlnovej dĺžky ($\sigma = 1/\lambda$) predstavuje počet vln na jednotku dĺžky. Elektromagnetické vlny pokrývajú široký rozsah vlnových dĺžok, od rádiových vln (kilometre) po γ žiarenie (pikometre). Viditeľná oblasť pokrýva len veľmi úzky interval od 380 nm do 780nm. Rozšírená viditeľná oblasť o ultrafialové a infračervené žiarenie potom predstavuje vlnové dĺžky od 200nm do 1 μm . Z hľadiska experimentálneho je tato spektrálna oblasť najpoužívanejšia. Pri vlnových dĺžkach pod 200 nm prestáva byť sklo pre žiarenie priepustné a kyslík vo vzduchu začína pohlcovať svetlo. Je vhodné preto používať vákuové spektrometrické zariadenia. Pri vlnových dĺžkach nad 1 μm začína byť šum tepelného pozadia silný, takže sú potrebné nákladné detekčné zariadenia [3], [7].

Žiarenie vo viditeľnom spektrálnom obore vzniká vďaka zmenám elektrónových stavov v atónoch a molekulách. Ťažké častice v nízko-plotnej plazme, neutrály a ich ióny teda určujú farbu plazmy. Hélium v plazme spôsobuje napr. ružovú farbu, neón zase červenú atď [3].

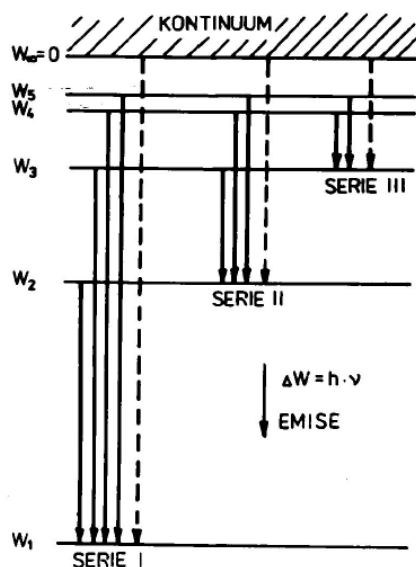
Pri väčšej kinetickej energii zrážajúcich sa častíc, vznikajú zmeny vo vnútornej štruktúre častíc, vznikajú nepružné zrážky. Obecne sa pri nepružných zrážkach mení kinetická energia zrážajúcich sa častíc v energiu iného druhu, najčastejšie v energiu potenciálnu väzobnú elektrónov atómového obalu. Zmena potenciálnej energie týchto elektrónov sa prejaví nabudením alebo ionizáciou atómu [1].

Elektrón obiehajúci po určitej dráhe charakterizovanej veľkosťou energie má konštantnú potenciálnu energiu vzhľadom k jadrú a nemôže ju odovzdať do okolia. Pri prechode z nižšej kvantovej dráhy do vyššej spotrebuje elektrón prácu rovnú rozdielu oboch energií a o túto energiu je energia atómu väčšia. Tento stav nazývame nabudeným stavom [1].

Elektrón vo vyššej dráhe zotrúva veľmi krátku dobu, rádovo 10^{-8} s, keďže tento stav nie je stabilným stavom atómu. Pri návrate atómu z nabudeného stavu do stabilného stavu je rozdiel potenciálnych energií elektrónu odovzdaný do okolia vo forme elektromagnetického žiarenia. Pritom platí vzťah [1]

$$W_n - W_1 = h\nu \quad (53)$$

Môže teda častica s dostatočne veľkou kinetickou energiou (väčšou ako je energia základného stavu atómu) odovzdať svoju kinetickú energiu a nabudiť atóm [1].



Obr. 3.7-1 Energetické hladiny v atóme [1]

Pri rekombinácii, ktorá je opačným pochodom vzhľadom k ionizácii. Kladný ión a elektrón sa spoji v neutrálny atóm a pri spojení sa uvoľní energia spotrebovaná na ionizáciu. V aký druh energie sa uvoľnená energia zmení, závisí na mieste, kde k rekombinácii dôjde. Táto môže nastať na stene ohraničujúcu plazmu výboja, na elektróde alebo v priestore vyplneným plazmou [1].

Pri rekombinácii na stene alebo elektróde sa uvoľnená energia zmení v teplo a ohreje stenu alebo elektródu. V plazme sa na spojovanie iónu s elektrónom pri rekombinácii môže zúčastniť tretia častica. Tento druh rekombinácie sa nazýva potrojná zrážka. Je charakterizovaná prevzatím energie uvoľnenej pri rekombinácii treťou časticou. Napr. pri stretnutí kladného iónu s dvoma elektrónmi vznikne neutrálny atóm a uvoľnenú energiu získa ostávajúci elektrón ako kinetickú. Pri stretnutí kladného iónu s elektrónom a neutrálnym atómom, spoji sa ión s elektrónom,

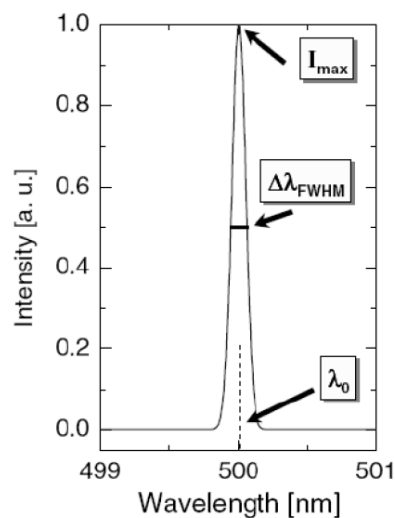
vznikne neutrálny atóm a uvoľnená energia je odovzdaná pôvodnému neutrálnemu atómu ako potenciálna, atóm je nabitý [1].

Ak nie je v bezprostrednom okolí spojujúceho sa iónu s elektrónom žiadna tretia častica ani stena, ktorá by prevzala uvoľnenú energiu, premení sa uvoľnená energia v elektromagnetické žiarenie [1].

Takže medzi základným fyzikálnym procesom tu patrí nárazová excitácia (vybudenie) častíc (atómov, molekúl, iónov) z energetickej hladiny q na hladinu p a spontánny zostup na hladinu k s pravdepodobnosťou prechodu A_{pk} ktorej výsledok je emisná čiara ε_{pk} . Miera emisie je určovaná koncentráciou častíc v excitovanom stave $n(p)$ [3].

Spektrum Žiarenia je charakterizované vlnovou dĺžkou a intenzitou. Centrálna vlnová dĺžka spektrálnej čiary λ_0 je daná energiou fotónu $E = E_p - E_k$ odpovedajúcej rozdielu energií pri prechode z hladiny p s energiou E_p na energeticky nižšiu hladinu k (h je Planckova konštanta) [3]:

$$\lambda_0 = hc / (E_p - E_k) \quad (54)$$



Obr. 3.7-2 Spektrum žiarenia [3]

Pretože energia prechodu je charakteristická pre jednotlivé častice, je vlnová dĺžka spektrálnej čiary určujúca daný vyžarujúci prvok. Principiálne je možné vlnovú dĺžku λ jednoducho merať, kalibrovať a analyzovať. To isté však neplatí pre intenzitu žiarenia. Intenzita žiarenia spektrálnej čiary je daná koeficientom emisie [3]:

$$\varepsilon_{pk} = n(p)A_{pk} \frac{hc}{4\pi\lambda_0} = \int_{line} \varepsilon_\lambda d\lambda \quad (55)$$

V jednotkách $W (m^2 sr)^{-1}$, kde 4π predstavuje priestorový uhol $d\Omega$ (izotropné žiarenie) v steradiánoch (sr). Profil spektrálnej čiary P_λ spoločne s koeficientom emisie čiary určujú spektrálny koeficient emisie čiary ε_λ [3]:



$$\varepsilon_\lambda = \varepsilon_{pk} P_\lambda \text{ kde } \int_{line} P_\lambda d\lambda = 1 \quad (56)$$

Parametrom profilu čiary je šírka čiary v polovici maxima jej intenzity, tzv. pološírka $\Delta\lambda_{FWHM}$, podľa (Obr. 3.7-2). Profil Čiary závisí na mechanizme rozšírenia čiary. V prípade Dopplerovho rozšírenia je profil čiary Gaussovský; šírka čiary odpovedá teplote častíc. Vhodnou alternatívou ku koeficientu emisie čiary, rovnica (55) je absolútna intenzita čiary $(m^3s)^{-1}$ [3]:

$$I_{pk} = n(p)A_{pk} \quad (57)$$

Z tohto vzťahu vyplýva, že intenzita čiary závisí len na hustote obsadenia excitovanej hladiny $n(p)$, ktorá zase silno závisí na vlastnostiach plazmy $n(p) = f(T_e, n_e, T_n, n_n \dots)$. Táto závislosť je daná modelom obsadenia hladín [3].

3.8 Vznik elektrodynamických síl

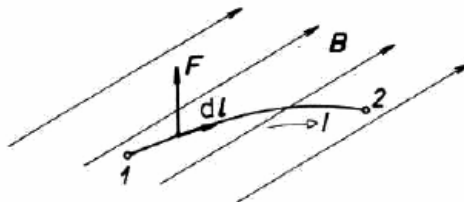
Príčinou vzniku elektrodynamických síl je existencia magnetických polí, ktoré na seba pôsobia. Obecne platí, že na element $d\mathbf{l}$ prúdového vlákna s prúdom i , ktoré sa nachádza v magnetickom poli indukcie \mathbf{B} , pôsobí sila [9]

$$\mathbf{F} = q\mathbf{E} + q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (58)$$

kde $\mathbf{E} = 0$, $q = i/t$ a $\mathbf{v} = \mathbf{l}/t$ čiže

$$d\mathbf{F} = i d\mathbf{l} \times \mathbf{B} \quad (59)$$

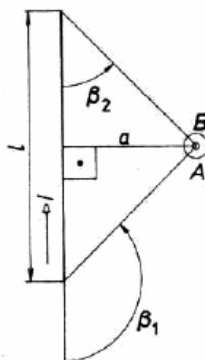
$$\mathbf{F} = i \int d\mathbf{l} \times \mathbf{B} \quad (60)$$



Obr. 3.8-1 Vznik elektrodynamickéj sily [9]

Kde \mathbf{B} je vektor indukcie .

3.8.1 Sily medzi niekoľko prúdovými dráhami



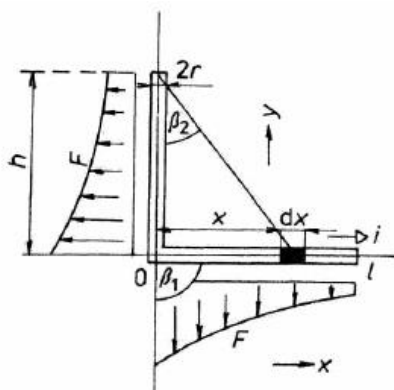
Obr. 3.8-2 Veľkosť magnetickej indukcie B v bode A mimo prúdovodiča konečnej dĺžky l [9]

Veľkosť indukcie magnetického poľa B v bode A , nachádzajúceho sa mimo prúdovodiča konečnej dĺžky l , je daná vzťahom [9]

$$B = \frac{\mu_0 i}{4\pi a} (\cos \beta_2 - \cos \beta_1) \quad (61)$$

3.8.2 Jednoduchý pravouhlý záhyb

Predpokladajme, že úsek prúdovej dráhy bude podľa (Obr. 3.8-3). Silu, ktorá pôsobí na rameno dĺžky l počítame podľa rovnice (60), kam za indukciu B dosadzujeme rovnicu (61). Indukcia v ľubovoľnom mieste vo vzdialenosti x od ramena dĺžky h bude [9]



Obr. 3.8-3 Rozloženie elektrodynamických síl v prípade jednoduchého pravouhlého záhybu [9]

$$B_x = \frac{\mu_0 i}{4\pi x} (\cos \beta_2 - \cos \beta_1) \quad (62)$$

Dosadením do rovnice (60) dostaneme pre veľkosť sily

$$F = \frac{\mu_0 i^2}{4\pi} \int_r^l (\cos \beta_2 - \cos \beta_1) \frac{dx}{x} \quad (63)$$

pričom $\cos \beta_1 = 0$ a $\cos \beta_2 = h / (\sqrt{h^2 + x^2})$. Po dosadení výrazov do (63) dostaneme

$$F = \frac{\mu_0 i^2}{4\pi} \int_r^l \frac{h}{x\sqrt{h^2 + x^2}} dx \quad (64)$$

Riešením integrálu dostaneme

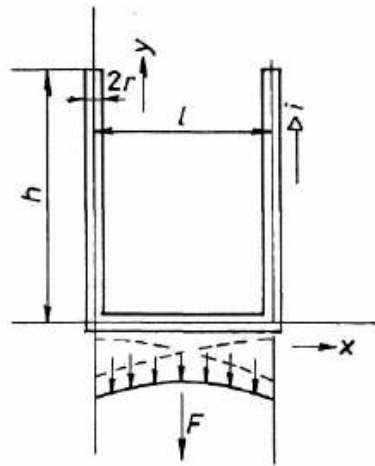
$$F = i^2 \ln \frac{l(h + \sqrt{h^2 + r^2})}{r(h + \sqrt{h^2 + l^2})} \cdot 10^{-7} \quad (65)$$

Rozloženie sily je vidieť na (Obr. 3.8-3).

3.8.3 Dvojitý pravouhlý záhyb

Ak platí, že $l \gg 2r$, môžeme tento prípad riešiť tým istým spôsobom ako prípad jednoduchý pravouhlý záhyb. Rozdiel je len v tom, že celková sila pôsobiaca na spodný úsek dĺžky l bude vytváraná dvoma zvislými úsekmi dĺžky h . Priebeh výslednej sily po dĺžke l bude tvorený superpozíciou dvoch priebehov ako na (Obr. 3.8-4). Jej veľkosť bude dvojnásobná v porovnaní so silou v prípade jednoduchého záhybu. Pre určenie jej veľkosti použijeme rovnicu (65) [9]

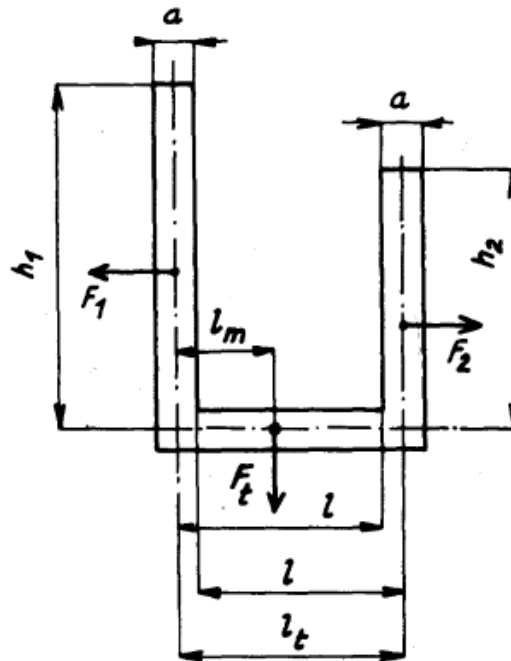
$$F = 2i^2 \ln \frac{l(h + \sqrt{h^2 + r^2})}{r(h + \sqrt{h^2 + l^2})} \cdot 10^{-7} \quad (66)$$



Obr. 3.8-4 Rozloženie elektrodynamických síl v prípade dvojitého pravouhlého záhybu [9]

V prípade použitia vodičov obdĺžnikového prierezu sa zmení výpočet elektrodynamической sily pôsobiacej na dno U slučky. Za predpokladu, že $h_1 = h_2 = h$, je elektrodynamická sila rovná :

$$F_{Dstr} = 2 \cdot 10^{-7} \cdot I^2 \cdot \ln \left\{ \frac{2l}{a} \cdot \frac{h + \sqrt{h^2 + \left(\frac{a}{2}\right)^2}}{h + \sqrt{h^2 + l^2}} \right\} \quad (67)$$

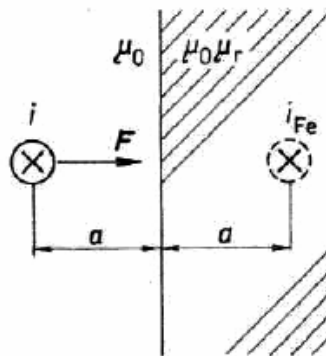


Obr. 3.8-5 Pravouhlá U-slučka [2]

3.8.4 Elektrodynamické sily prúdovej dráhy v blízkosti feromagnetického materiálu

Ak sa nachádza vodič, ktorým prechádza elektrický prúd v blízkosti feromagnetického materiálu, pôsobí naňho sila. Vplyvom elektromagnetickej indukcie sa indukuje prúd do feromagnetického materiálu, ktorý má ten istý smer. Túto situáciu môžeme považovať za prípad dvoch rovnobežných, nekonečne dlhých vodičov. Kedy [9]

$$i_{Fe} = \frac{\mu_r - 1}{\mu_r + 1} i \quad (68)$$



Obr. 3.8-6 Elektrodynamické sily v blízkosti feromagnetika [9]

A sila pôsobiaca na vodič v prípade dvoch rovnobežných, nekonečne dlhých vodičov je

$$F = \frac{2l}{2a} i i_{Fe} \cdot 10^{-7} = \frac{\mu_r - 1}{\mu_r + 1} i^2 \cdot 10^{-7} \quad (69)$$

V prípade permeability veľkej hodnoty (oceli), kedy $\mu_r \gg 1$ potom výraz

$$\frac{\mu_r - 1}{\mu_r + 1} \approx 1$$

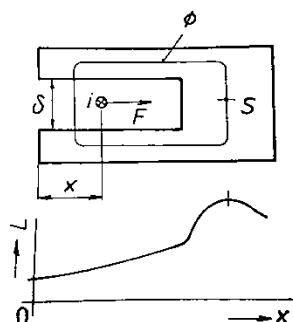
A rovnica (81) prechádza na tvar

$$F = \frac{l}{a} i^2 \cdot 10^{-7} \quad (70)$$

Za konečnú dĺžku feromagnetického materiálu v smere prúdu môžeme považovať rozhranie zhášacej komory, ktorá je najčastejšie vyrobená z oceľových plechov. Veľkosť sily vťahujúcej oblúk do vnútra výrezu zhášacej komory sa stanovuje zo zmeny nahromadenej energie v magnetickom poli oblúku. Určuje ju rovnica, ktorá vyjadruje indukčnosť obvodu a prúd, ktorý ním prechádza a ktorý sa nebude meniť v závislosti od súradnice x [9].

$$F = \frac{1}{2} i^2 \frac{\partial L}{\partial x} \quad (71)$$

Zo závislosti $L=f(x)$ je zrejmé, že pri pohybe oblúku v ose štrbiny indukčnosť rastie až do bodu S. Ak pohyb pokračuje aj za bod S, indukčnosť klesá. V bode S sa teda mení aj smer sily. Silu, ktorá pôsobí na časť prúdovej dráhy (oblúk) sa n krát zväčší, ak oblúk bude prechádzať štrbinami n plechov [9].



Obr. 3.8-7 Elektrodynamické sily v plechu zhášacej komory [9]

4 PARAMETRICKÝ MODEL ZHÁŠACEJ KOMORY

Model zhášacej komory je navrhnutý ako parametrický a to s možnosťou zmeny parametrov komory ako: vzdialenosť elektród, počet plechov zhášacej komory a veľkosť vyfukovacích otvorov.

Pri návrhu parametrického modelu zhášacej komory bolo nutné usporiadať prúdovodnú dráhu tak, aby dochádzalo vplyvom vzniknutých magnetických polí k vzniku vhodných elektrodynamických síl tak, aby elektrický oblúk bol vyfukovaný smerom do zhášacej komory.

Hlavné požiadavky kladené na parametrický model zhášacej komory boli: jednoduchá manipulácia s komorou a odolnosť komory voči teplu a tlaku generovaných elektrickým oblúkom. Jednoduchou manipuláciou sa myslí jednoduchá výmena priehľadného krytu, jednoduché nainštalovanie tenkého drôtku medzi elektródy, ktorý sa vplyvom Joulových strát



prepálil a zapálil sa elektrický oblúk a jednoduché doplnenie alebo odobratie medených vložiek na zmenu vzájomnej vzdialenosti elektród.

Pri návrhu komory bolo nutné brať v úvahu veľkosť tepla uvoľneného z elektrického oblúka, ktorý horel medzi elektródami a zároveň s tým spojené zahrievanie vzduchu v komore a jeho následnú expanziu a tým zvýšenie tlaku v komore. Na to, aby komora bola voči týmto vplyvom odolná sme použili 2 cm a 1 cm silný nevodivý materiál a 0,5 cm silný priehľadný kryt vyrobený z polykarbonátu. Komora bola navrhnutá tak, aby horiaci elektrický oblúk medzi elektródami nebol v kontakte so žiadnou nevodivou časťou komory.

4.1 Parametre komory

Nastaviteľná vzdialenosť elektród:	[0,100] mm, zmena po 5 mm
Veľkosť vyfukovacích otvorov:	3 x $\Phi 9$, 12 x $\Phi 3$, 6 x $\Phi 3$, 12 x $\Phi 2$, 6 x $\Phi 2$, uzatvorená komora
Rozmery priehľadnej plochy:	210 mm x 100 mm
Rozmery elektród:	205 mm x 5 mm x 30 mm (d x v x š)
Rozmery medených vložiek:	102,5 mm x 5mm x 30 mm (d x v x š)

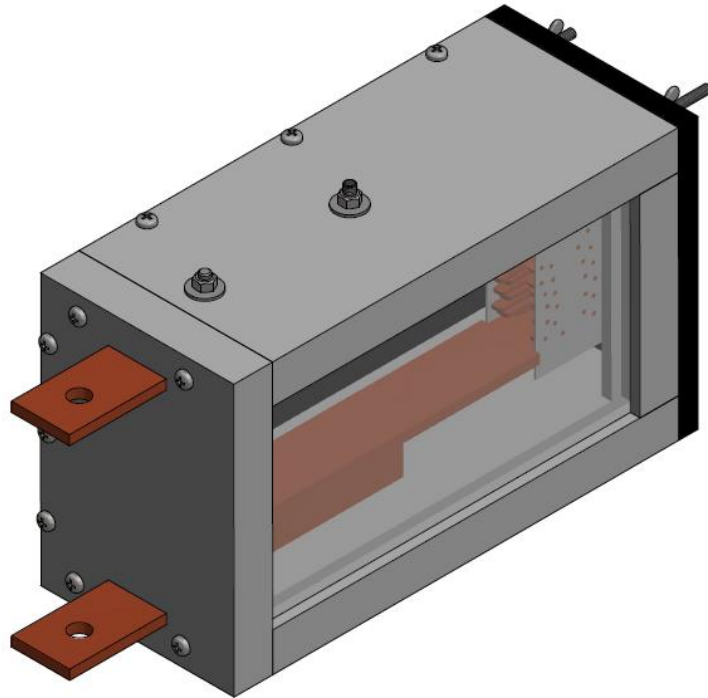
4.2 Parametrický model zhášacej komory – typ 1

Celá komora je vytvorená z deviatich častí a to: zo základne, vrchného krytu, zadného krytu, z dvoch bočných krytov, priehľadného krytu, elektród, medených vložiek a zhášacej komory.

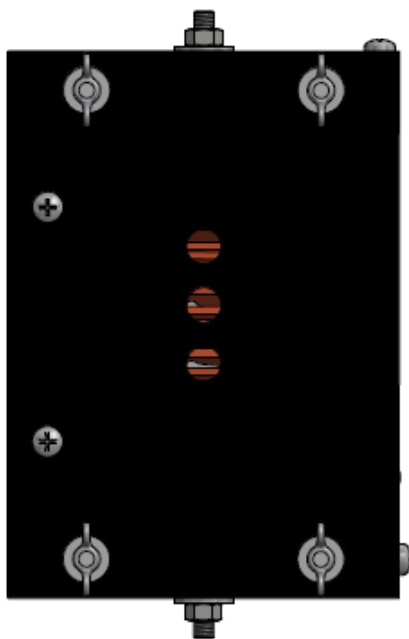
Tieto časti sú navzájom spojené pomocou skrutiek a matíc, pričom medzi jednotlivými časťami je použité tesnenie, aby bola zaistená čo najväčšia vzduchotesnosť komory. Komora je vytváraná z viacerých odnímateľných častí preto, aby bolo možné poškodené časti vymeniť za nové. Ako materiál nevodivých častí komory bol použitý neidentifikovaný druh polyméru, pravdepodobne homopolymer alebo polyetylen.

Ako zhášaciu komoru som použil zhášaciu komoru z kompaktného ističa typu BD250.

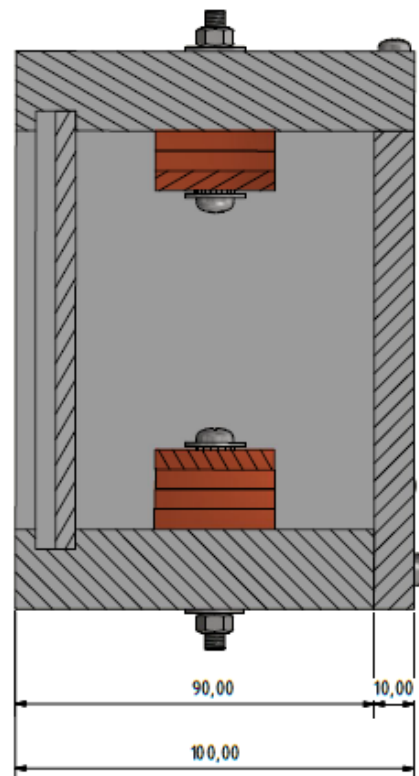
Zapálenie elektrického oblúku bolo realizované pomocou drôtku, ktorý bol pripevnený pomocou skrutiek na elektródy. Tento drôtek bol malého prierezu. Preto mal malú tepelnú kapacitu a vplyvom Joulových strát, ktoré vznikli prechodom prúdu cez drôtek, došlo k jeho roztaveniu. Tým došlo k prerušeniu obvodu a k zapáleniu elektrického oblúka.



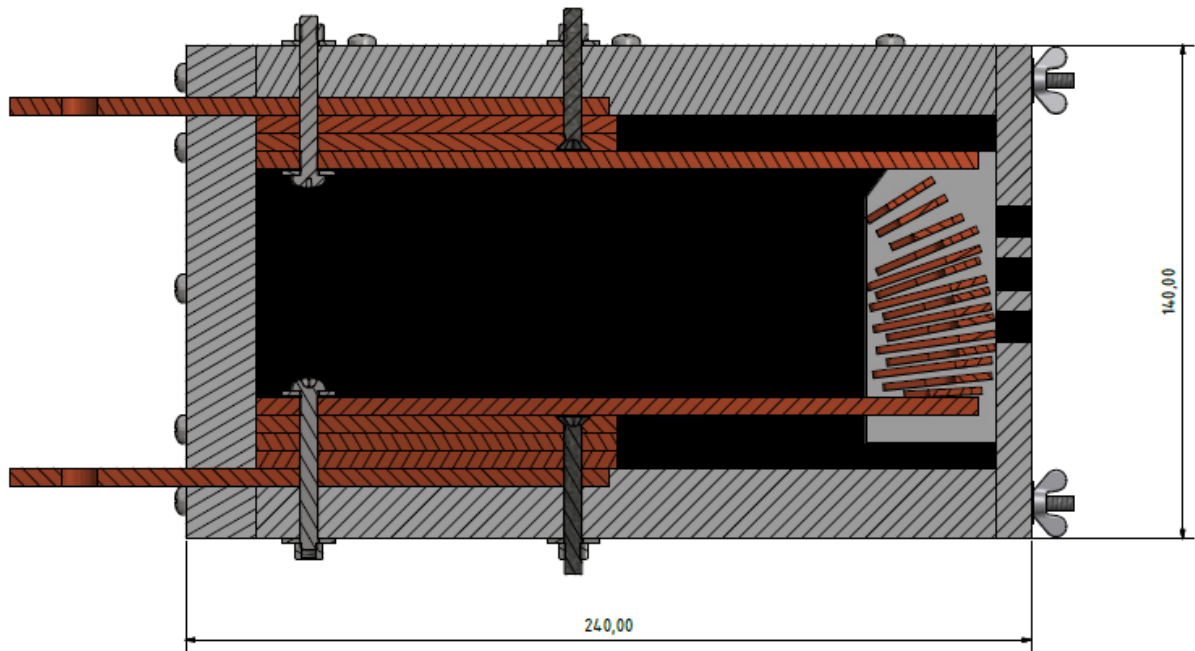
Obr. 4.2-1 Parametrický model zhášačej komory typ – 1



Obr. 4.2-2 Parametrický model zhášačej komory typ – 1, pohľad zo strany vyfukovacích otvorov

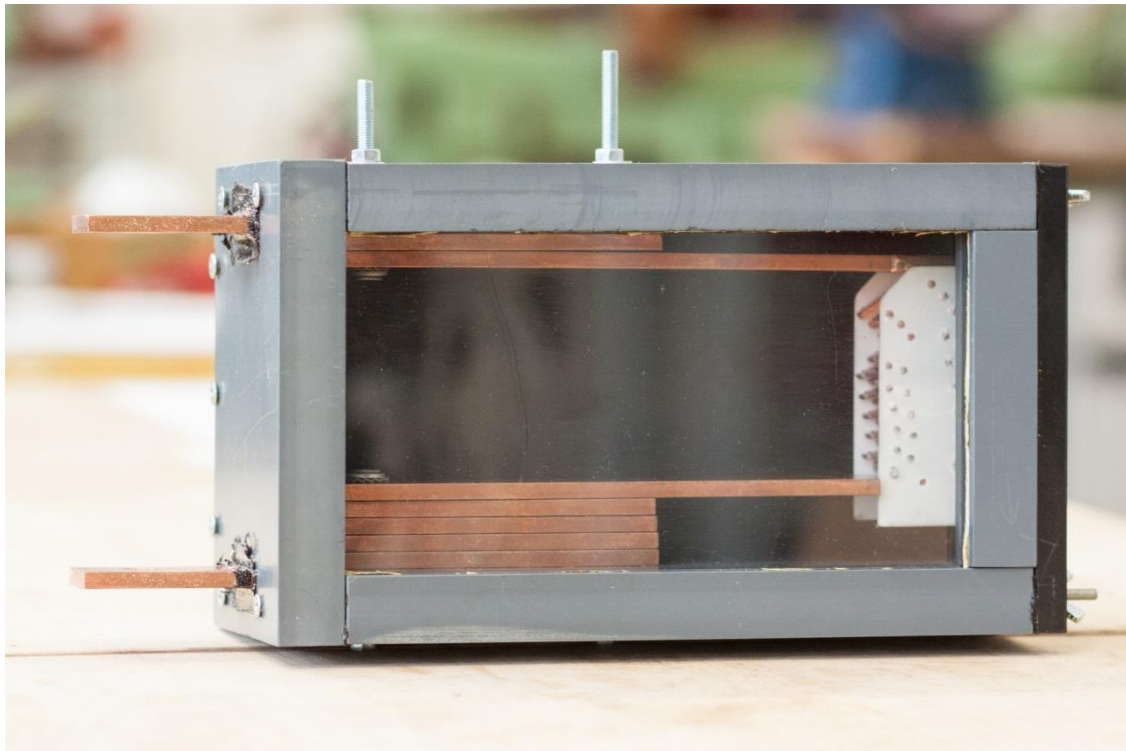


Obr. 4.2-3 Priečny rez parametrického modelu zhášačej komory typ -1

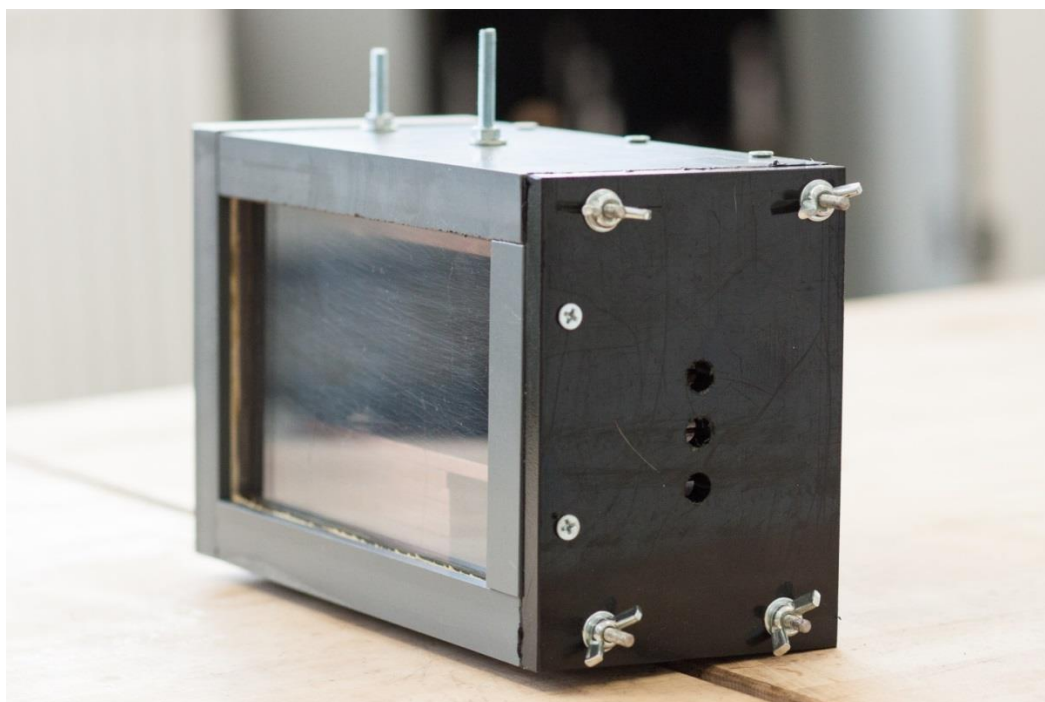


Obr. 4.2-4 Pozdĺžny rez parametrického modelu zhášacej komory typ - 1

Výkresy jednotlivých častí parametrického modelu zhášacej komory – typ 1 sú uvedené v prílohách.

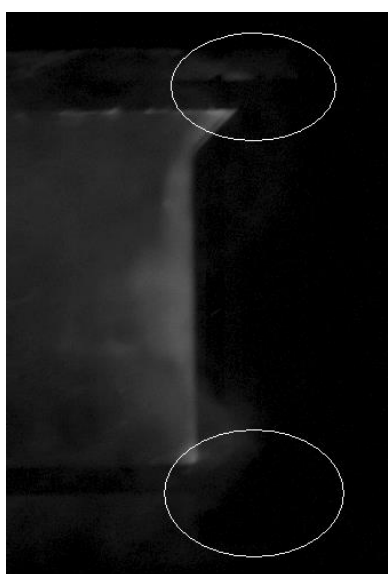


Obr. 4.2-5 Reálna, vyrobená a zostavená parametrická komora typ – 1

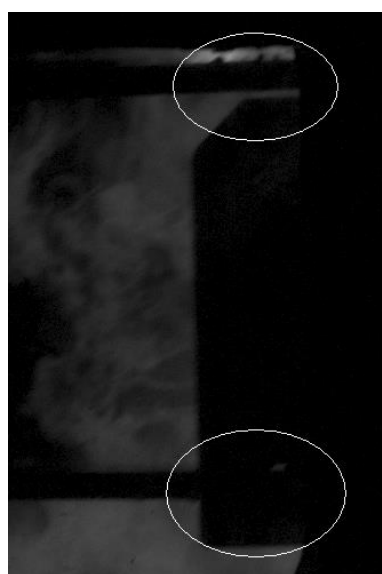


Obr. 4.2-6 Reálna, vyrobená a zostavená parametrická komora typ – 1, pohľad zo strany vyfukovacích otvorov

Na parametrickom modele zhášacej komory – typ 1 prebehlo 18 pokusov. Z hľadiska tepelných účinkov prúdu komora obstála, avšak napriek tomu sa komora rozletela. Domnieval som sa, že to bolo spôsobené vysokým tlakom v komore. Následnou analýzou som zistil, že komora sa rozpadla kvôli elektrodynamickým účinkom prúdu. Elektródy týmto vplyvom boli od seba odpudzované a to natoľko, že horná elektróda prišla do kontaktu s vrchným krytom komory. Skrutky, ktoré vrchný kryt komory spájali so zvyškom komory boli vytrhnuté spolu s vrchným krytom. Parametrický model zhášacej komory – typ 1 bolo nutné opraviť a spraviť ho odolnejším.



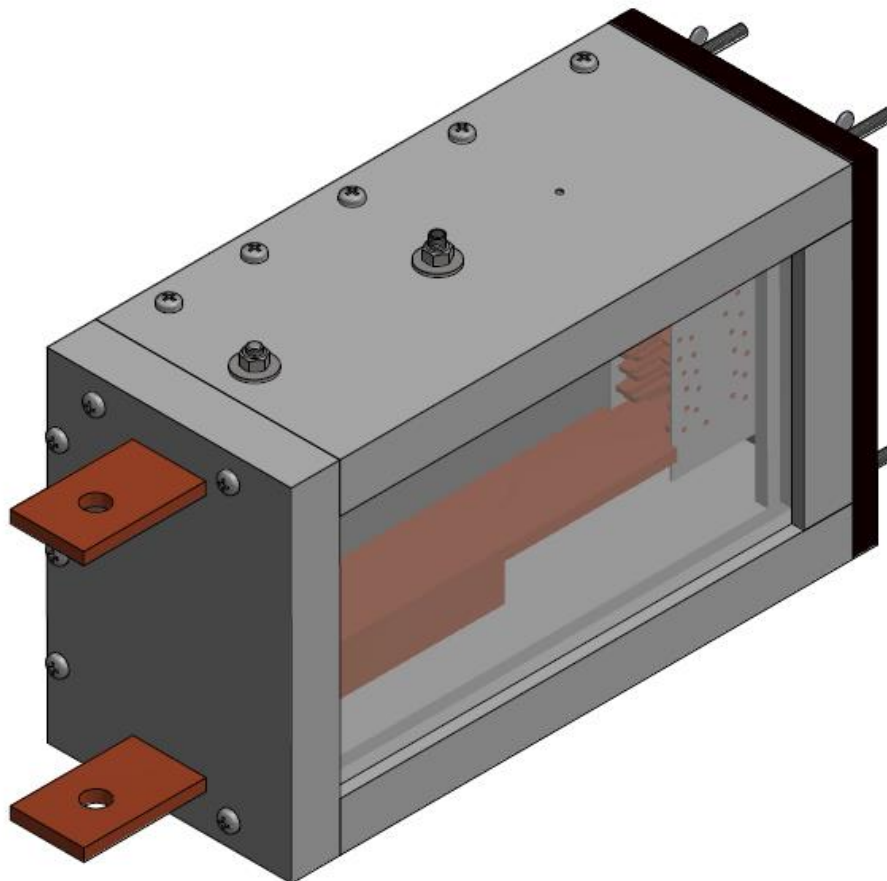
Obr. 4.2-7 Ohyb elektródy vplyvom elektrodynamických účinkov prúdu v čase t_1



Obr. 4.2-8 Ohyb elektródy vplyvom elektrodynamických účinkov prúdu v čase t_2

4.3 Parametrický model zhášacej komory – typ 2

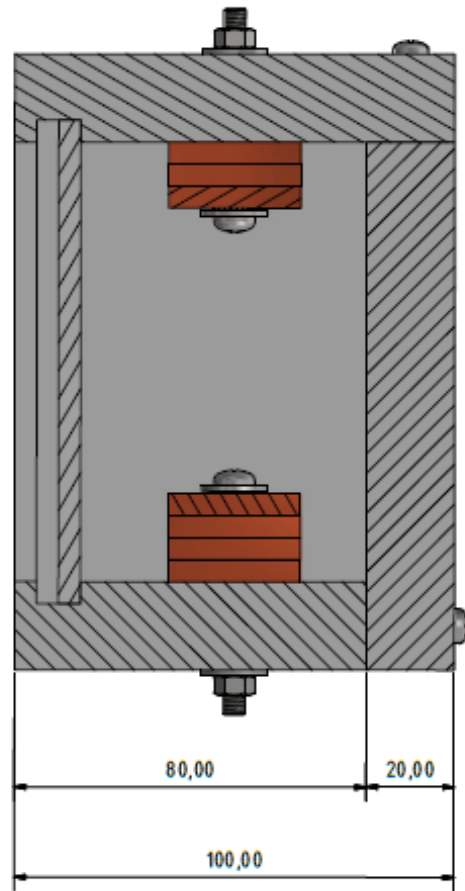
Parametrický model zhášacej komory – typ 2 bol doplnený oproti typu - 1 ďalšími skrutkami a to vo vrchnom kryte, ktoré tento kryt spájali s komorou. Ďalej bol vymenený zadný kryt pôvodnej hrúbky 1 cm, novým krytom hrúbky 2 cm. Došlo k doplneniu o jeden spoj bočného krytu s vyfukovacími otvormi s komorou. Komoru sme celú vyčistili od nánosov nečistôt vzniknutých horením elektrického oblúka. Do zadného krytu som vytvoril otvor veľkosti M3 pre snímač tlaku.



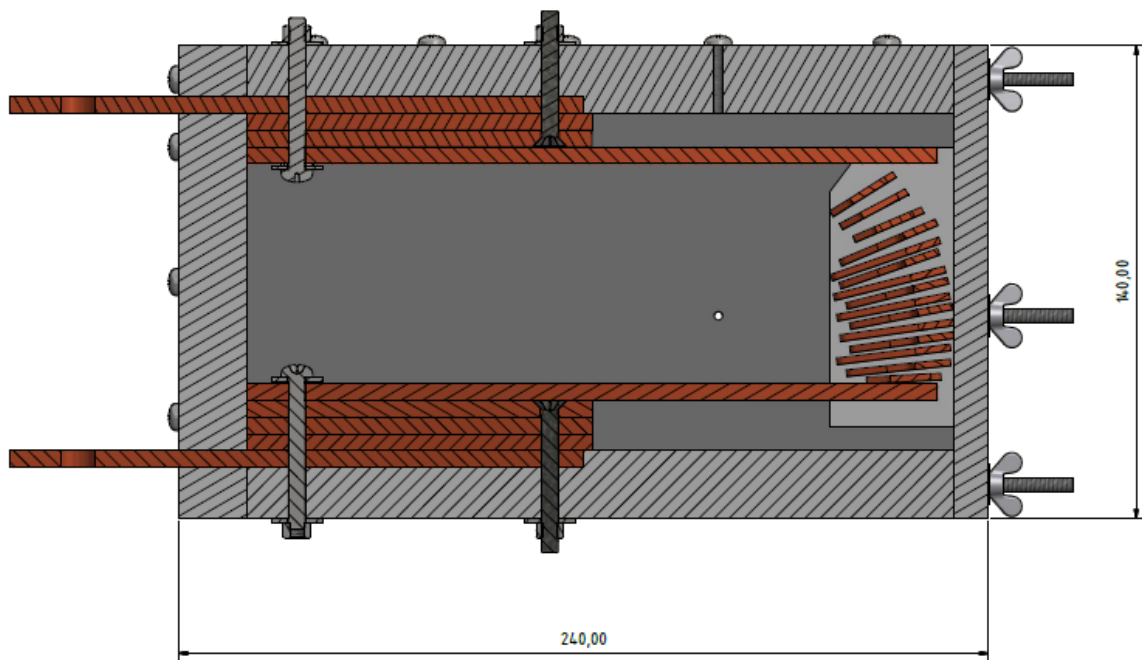
Obr. 4.3-1 Parametrický model zhášacej komory typ - 2



Obr. 4.3-2 Parametrický model zhasácej komory typ – 2, pohľad zo strany vyfukovacích otvorov

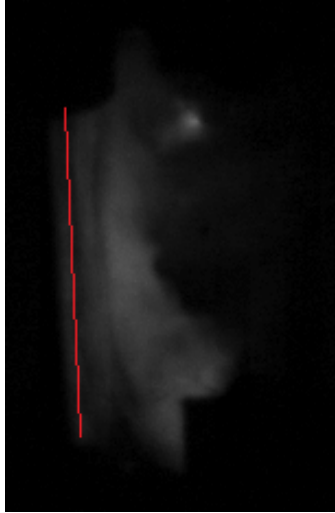


Obr. 4.3-3 Priechny rez parametrického modelu zhasácej komory typ -2

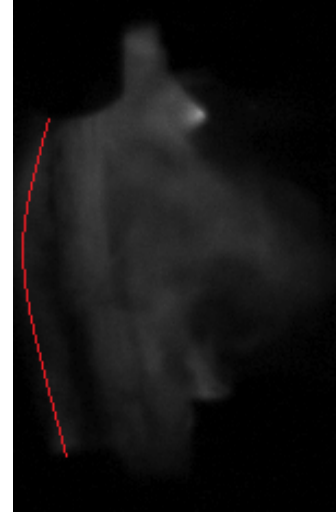


Obr. 4.3-4 Pozdĺžny rez parametrického modelu zhasácej komory typ - 2

Pri pokuse č.30 vplyvom tlaku v komore došlo k roztriešeniu priehľadného krytu a k poškodeniu drážky, v ktorej bol priehľadný kryt vložený. Bolo nutné tieto dve časti vyrobiť znovu, opäť komoru vyčistiť, vytesniť a znovu poskladať.



Obr. 4.3-5 Pôsobenie tlaku na priehľadný kryt v čase t_1

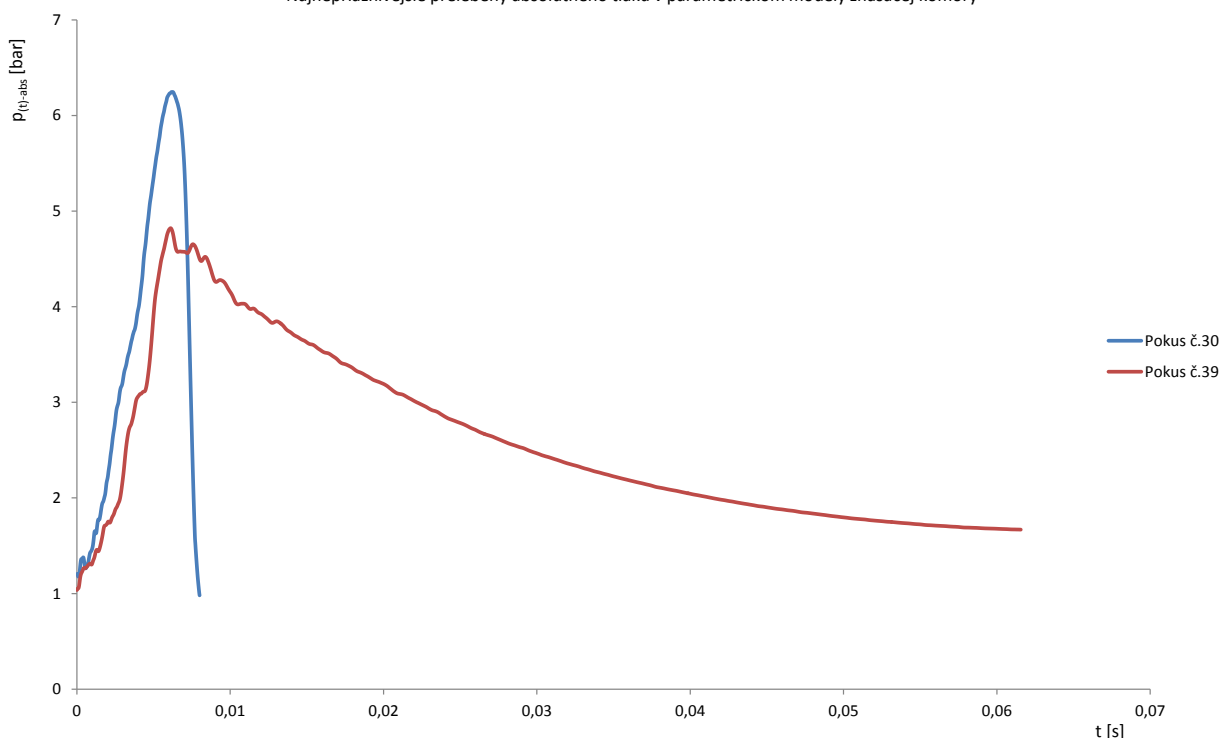


Obr. 4.3-6 Pôsobenie tlaku na priehľadný kryt v čase t_2



Obr. 4.3-7 Vplyv opaľovania elektródy (katódy) elektrickým oblúkom

Najnepriaznivejšie priebehy absolútneho tlaku v parametrickom modeli zhášacej komory



Obr. 4.3-8 Najnepriaznivejšie priebehy absolútneho tlaku v parametrickom modeli zhášacej komory

Na grafe je zobrazený najnepriaznivejší priebeh tlaku, ktorý komora musela vydržať. Pri pokuse č.39 pretlak v komore trval dlhšie ako 0,06 s a jeho maximálna absolútna hodnota tlaku v komore bola $P_{max-abs} = 4,83 \text{ bar}$. Pri pokuse č.30 došlo k prasknutiu priehľadného krytu pri $P_{max-abs} = 6,3 \text{ bar}$.

5 OPTICKÁ DIAGNOSTIKA ELEKTRODOVÝCH ŠKVŔN

Optická diagnostika elektródových škvŕn bola realizovaná pomocou vysokorýchlostnej kamery Photron Fastcam SA-X2.

5.1 Vysokorýchlostná kamera Photron Fastcam SA-X2

Vysokorýchlostná kamera je zariadenie, ktoré zaznamenáva videozáznam vysokou snímacou frekvenciou. Snímacia frekvencia má v praxi význam počtu snímok vyhotovených za jednu sekundu. Čím je táto frekvencia väčšia, tým je kamera schopnejšia zaznamenávať deje, ktoré trvajú krátke časové obdobie. Aby bola kamera schopná zaznamenávať tieto deje vysokou snímacou frekvenciou, je potrebné, aby všetky jej súčasti pracovali dostatočnou frekvenciou od snímača, prevodníka až po záznamovú časť.

Kamera je vybavená CMOS senzorom o citlivosti ISO 25 000 pre monochromatický snímač, uzávierkou s rýchlosťou uzávierky od 1ms do 0,29 μ s. Na kameru je možné nasadiť objektívy s bajonetom typu Nikon F-mount, ktorý je kompatibilný s Nikon G- Mount. Na objektívy s bajonetom typu C-mount je nutné použiť adaptér. Obsahuje dva sloty pre SD karty, ktorých záznamová pamäť môže byť až 64GB, na ktorú je možné pri maximálnom rozlíšení zaznamenať až 43 684 snímok. Týmto je kamera použiteľná aj bez PC. Je vybavená dual Gigabit Ethernet



portom, ktorý zabezpečuje dostatočne rýchlu komunikáciu. Umožňuje nastaviť oneskorenie od spúšte. Umožňuje ukladať na záznamové médium snímky vo formátoch JPEG, AVI, TIFF, BMP, RAW, RAWW, MRAW, PNG, MOW, FTIF. Snímky môžu obsahovať komentár (čas vyhotovenia, rozlíšenie...). Pracovná teplota kamery je od 0- 40°C . Jej váha je takmer 10 kg, závisí od použitého krytu.

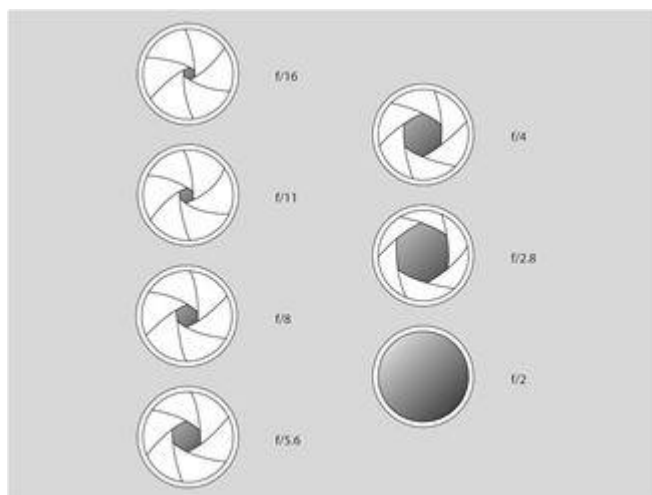
Tab. 5.1-1 Parametre kamery Photron Fastcam SA-2X [10]

Snímacia frekvencia [fps]	Rozlíšenie	
	Horizontálne	Vertikálne
1 000	1 024	1 024
2 000	1 024	1 024
5 000	1 024	1 024
10 000	1 024	1 024
12 500	1 024	1 024
13 500	1 024	1 000
18 000	896	848
22 500	768	768
40 000	640	468
45 000	512	512
50 000	768	328
75 000	512	296
100 000	384	264
200 000	256	152
400 000	256	48
480 000	384	24
720 000	256	8
900 000	128	8
1 000 000	128	8

Z (Tab. 5.1-1) je jasné, že s vyššou snímacou frekvenciou sa rozlíšenie vyhotovenej snímky znižuje. Preto je vhodné zvoliť najoptimálnejšie nastavenie snímacej frekvencie, a to ako z pohľadu doby trvania snímaného deja, tak aj z hľadiska jeho rozmerov. Záznam je nahrávaný v 12-bitovej hĺbke.

5.1.1 Clona

Clona je zariadenie, ktoré reguluje množstvo svetla, ktoré dopadne na senzor nastavením premenného priemeru kruhového otvoru. Veľkosťou tohto otvoru ovplyvňujeme jas snímku a hĺbku ostrosti. Čím je hĺbka ostrosti väčšia, tým je celý snímaný objekt aj s pozadím ostrejší.



Obr. 5.1-1 Veľkosť clony a otvoru clony[4]

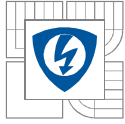
S rastúcim clonovým číslom klesá priemer otvoru clony. Ak je clonové číslo veľké, na senzor prenikne menej svetla a snímka bude tmavšia, ak clonové číslo bude malé. Na senzor prenikne väčšie množstvo svetla a snímka bude jasnejšia. Podobné je to s hĺbkou ostrosti.

5.1.2 Rýchlosť uzávierky

Rýchlosťou uzávierky nastavujeme čas, počas ktorého bude uzávierka otvorená. Po uplynutí tohto času sa uzávierka zatvorí. Ak je rýchlosť uzávierky veľká, tak čas, počas ktorého bude dopadať svetlo na senzor bude malý. Výsledný snímok bude tmavší, pretože na senzor za krátky čas dopadlo málo svetla. Naopak pri malej rýchlosti sa uzávierka uzatvorí za dlhší čas, na senzor dopadá svetlo dlhšiu dobu. Snímka bude svetlejšia. Veľké rýchlosti uzávierky sa používajú pri rýchlo sa pohybujúcich objektoch, aby sme zabránili ich rozmazaniu na výslednej snímke. Pri malej rýchlosti uzávierky by z rýchlo pohybujúcich sa objektov vznikla na výslednej snímke iba šmuha.

5.1.3 Snímací čip CMOS

CMOS senzor je senzor citlivý na dopadajúce svetlo, ktoré prevádza na elektrický náboj, ktorý je zosílený a ďalej spracovaný. Skladá sa zo šošoviek, farebného filtra a svetlo-citlivých senzorov väčšinou vo forme fotodiód. Šošovky usmerňujú svetlo priamo na fotodiódy, ktoré sú schopné rozlíšiť iba intenzitu svetla. Aby sme zistili farbu svetla, je medzi fotodiódou a šošovkou umiestnený farebný filter, ktorý prepustí iba jednu vlnovú dĺžku svetla, teda farbu svetla, ktorá dopadne na fotodiódu. Veľkou výhodou CMOS senzorov je možnosť snímať určitým výrezom z celkovej plochy čipu. Túto vlastnosť využívame pri snímaní vysokými rýchlosťami, kedy produkujeme veľké množstvo dát.



5.2 ND filter

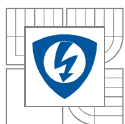
Neutral density filtre sú šedé filtre bez farebného zafarbenia. Ich úlohou je prepustiť menej svetla do objektívu. V mojom prípade som ich používal na potlačenie značného množstva emitovaného svetla z elektrického oblúku.

5.3 Spektrálny filter

Spektrálny filter zredukuje celkové snímané spektrum vyžarované z elektrického oblúku na úzku oblasť, čím som dosiahol zníženie intenzity snímaného vyžiareného toku z elektrického oblúka. Pre snímání elektródových škvŕn bol použitý spektrálny filter 807 nm s intervalom priepustnosti 12 nm.

5.4 Nastavenie kamery Photron Fastcam SA-2X

Nastavenie kamery som prispôboval objektu, ktorý som snímam. Objektom boli elektródové škvŕny. Tento dej bol sprevádzaný elektrickým oblúkom. Kvôli tomu bolo nutné zvoliť dostatočnú snímáciu frekvenciu, veľkosť clony, čas uzávierky a to tak, aby snímajúci objekt nebol príliš tmavý ani svetlý. Za normálnych okolností by oblúk presvetlil snímajúci objekt a preto som použil ND filtre a spektrálny filter v rôznych kombináciách, tak aby sme na snímkach mohli pozorovať elektródové škvŕny.

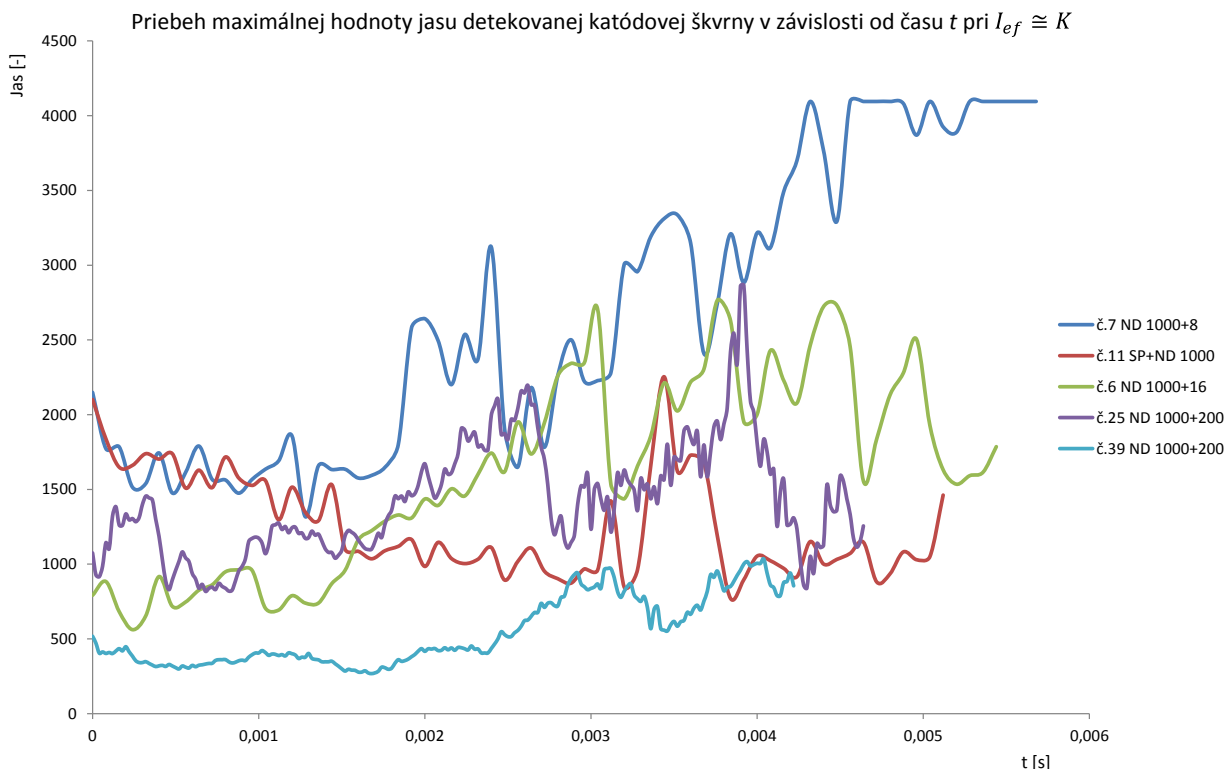


Tab. 5.4-1 Nastavenie jednotlivých parametrov kamery, parametrického modelu zhášacej komory a veľkosti prúdu pri jednotlivých pokusoch

Pokus č.	I _{max} [kA]	Stav	Filter	Bočný kryt	d elektród [cm]	FPS	Rozlíšenie	Kvalita	Poznámka
1	X	No trigger	ND 1000	3x Ø9	6,5	12500	1024x1024	5	d=K, Bk=k
2	2,98	Prepálený	ND 1000	3x Ø9	6,5	12500	1024x1024	5	d=K, Bk=k
3	3,24	Problem s png	ND 1000 +500	3x Ø9	6,5	12500	1024x1024	5	d=K, Bk=k
4	3,19	Prepálený	ND 1000	3x Ø9	6,5	12500	1024x1024	5	d=K, Bk=k
5	3	Ok	ND 1000 +8	3x Ø9	6,5	12500	1024x1024	2,5	d=K, Bk=k
6	3,07	Ok	ND 1000 +16	3x Ø9	6,5	12500	1024x1024	1*	d=K, Bk=k
7	3,14	Ok	ND 1000 +8	3x Ø9	6,5	12500	1024x1024	3,5	d=K, Bk=k
8	4,16	Ok	ND 1000 +8	3x Ø9	6,5	12500	1024x1024	4	d=K, Bk=k
9	4,78	Ok	ND 1000 +8	3x Ø9	6,5	12500	1024x1024	4	d=K, Bk=k
10	3,29	Prepálený	Spektrak	3x Ø9	6,5	12500	1024x1024	5	d=K, Bk=k
11	3,27	Ok	Sp+ ND 1000	3x Ø9	6,5	12500	1024x1024	1	d=K, Bk=k
12	4,71	Ok	Sp+ ND 1000	3x Ø9	6,5	12500	1024x1024	1	d=K, Bk=k
13	5,07	Ok	Sp+ ND 1000	3x Ø9	6,5	12500	1024x1024	1	d=K, Bk=k
14	6,22	Ok	Sp+ ND 1000	3x Ø9	6,5	12500	1024x1024	1	d=K, Bk=k
15	6,04	Ok	Sp+ ND 1000	3x Ø9	6,5	12500	1024x1024	1	d=K, Bk=k
16	6,23	Ok	Sp+ ND 1000	3x Ø9	6,5	12500	1024x1024	1	d=K, Bk=k
17	5,96	Ok	ND 1000 +16	3x Ø9	6,5	12500	1024x1024	1*	d=K, Bk=k
18	6,04	Ok	ND 1000 +16	3x Ø9	6,5	12500	1024x1024	1*	d=K, Bk=k
19		Prepálený	ND 1000 +16	12x Ø3	6,5	50000	768x328	5	d=K, l=K
20	3,51	Prepálený	ND 1000 +16	12x Ø3	6,5	50000	768x328	5	d=K, l=K
21	3,42	Ok	ND 1000 +200	12x Ø3	6,5	50000	768x328	1*	d=K, l=K
22	3,77	Ok	ND 1000 +200	6x Ø3	6,5	50000	768x328	1*	d=K, l=K
23	3,36	Ok	ND 1000 +200	12x Ø2	6,5	50000	768x328	1*	d=K, l=K
24	3,31	Ok	ND 1000 +200	6x Ø2	6,5	50000	768x328	1*	d=K, l=K
25	3,75	Ok	ND 1000 +200	3x Ø9	6,5	50000	768x328	1*	d=K, l=K
26	2,87	Ok 3D	ND 1000 +200	3x Ø9	6,5	50000	768x328	1*	d=K, l=K
27	3,51	Ok 3D	ND 1000 +200	3x Ø9	6,5	50000	768x328	1*	d=K, l=K
28	3,73	Ok	ND 1000 +200	3x Ø9	6,5	50000	768x328	1*	d=K, l=K
29	5,99	Ok	ND 1000 +512	3x Ø9	6,5	50000	768x328	1*	d=K, Bk=k
30	7,69	Ok	ND 1000 +512	3x Ø9	6,5	50000	768x328	1*	d=K, Bk=k
31	4,01	Zmena FPS	ND 1000 +200	3x Ø9	6	12500	1024x1024	1	Bk=K, l=K
32	3,53	Ok	ND 1000 +200	3x Ø9	6	50000	768x328	1	Bk=K, l=K
33	4,26	Ok	ND 1000 +200	3x Ø9	5	50000	768x328	1	Bk=K, l=K
34	4,5	Ok	ND 1000 +200	3x Ø9	4	50000	768x328	1	Bk=K, l=K
35	5,23	Ok	ND 1000 +200	3x Ø9	3	50000	768x328	1	Bk=K, l=K
36	5,87	Ok	ND 1000 +200	3x Ø9	2	50000	768x328	1	Bk=K, l=K
37	3,38	Bez záznamu	ND 1000 +200	X	6,5	50000	768x328	5	d=K, l=K
38	X	No trigger	ND 1000 +200	X	6,5	50000	768x328	5	d=K, l=K
39	3,47	Ok	ND 1000 +200	X	6,5	50000	768x328	1	d=K, l=K

Bol použitý objektív CZ85mm-T, na ktorom som nastavil clonu na svoju maximálnu hodnotu f.16 počas všetkých pokusov. Čas uzávierky kamery bol nastavený na svoju minimálnu hodnotu a to na 0,29µs počas všetkých pokusov. Po sade pokusov č.1 až č.18 som zmenili snímaciu frekvenciu z 12500 fps na 50000 fps.

Z (Tab. 5.4-1) a z hodnotenia kvality snímku jednotlivých pokusov z hľadiska optickej diagnostiky elektródových škvŕn som zistil, že pri použití ND filtra v kombinácii 1000 +16 bola kvalita snímku najlepšia, a to v celom rozsahu veľkosti prúdov. Od pokusu č. 19, až po pokus č.30 došlo k neznámej zmene nastavenia citlivosti snímača kamery a bolo nutné použiť kombináciu filtrov ND 1000+200 a pri vyšších prúdoch ND 1000+512. Domnieval som sa, že zmenu citlivosti snímača spôsobila zmena snímacej frekvencie z 12500 fps na 50000 f ps. Ďalšia sada pokusov č.31 až č.39 to však vyvrátila, keďže pri rovnakej kombinácii ND filtrov som dosahoval o čosi menšiu kvalitu snímok oproti predchádzajúcej sade pokusov (č.19 až č.30).

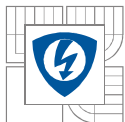


Obr. 5.4-1 Priebeh maximálnej hodnoty jasu lokalizovanej katódovej škvvrny v závislosti od času t pri $I_{ef} \approx K$

Z (Obr. 5.4-1) a pri bitovej hĺbke snímača = 12 bit, čiže maximálnej hodnoty jasu jedného pixla 4095 môžeme vidieť, že v prípade pokusu č.7 a použití kombinácii filtra ND 1000 +8 je pri konci pohybu katódovej škvvrny snímok už prepálený a tým sa znižuje presnosť lokalizovania katódovej škvvrny. V prípade pokusu č.11 a použití spektrálneho filtra spolu s filtrom ND 1000 snímok prepálený nie je. Interval jasu katódovej škvvrny je $\langle 771; 2254 \rangle$. V prípade pokusu č.6 a použití kombinácií filtra ND 1000+16 snímok prepálený nie je. Interval jasu katódovej škvvrny je $\langle 562; 2764 \rangle$. V prípade pokusu č.25 a použití kombinácií filtra ND 1000+200 snímok prepálený nie je. Interval jasu katódovej škvvrny je $\langle 818; 2866 \rangle$. V prípade pokusu č.39 a použití kombinácií filtra ND 1000+200 snímok prepálený nie je. Interval jasu katódovej škvvrny je $\langle 268; 1035 \rangle$.

Z (Obr. 5.4-1) a jednotlivých intervalov jasov pri daných pokusoch môžeme tvrdiť, že použitie kombinácie filtra ND 1000 +8 z hľadiska optickej diagnostiky elektródových škvvrn je nevhodná. Použitie spektrálneho filtra spolu s filtrom ND 1000 je v celku poriadku, ale ako lepšia variácia sa javí použitie kombinácií filtra ND 1000+16. V prípade pokusu č.25 a použití kombinácií filtra ND 1000+200, kedy došlo k zmene citlivosti snímača sa javí ako použitie kombinácií filtra ND 1000+16 za normálnych podmienok. V prípade pokusu č.39 a použití kombinácií filtra ND 1000+200 už pri nezmenenej citlivosti snímača sa javí z hľadiska intervalu taktiež ako menej vhodná, no stále pre kvalitnú optickú diagnostiku elektródových škvvrn dostatočná.

Za predpokladu, že katódová škvvrna emituje väčšie množstvo svetelného toku ako anódová škvvrna, postačuje správne určiť kombináciu filtrov práve pre katódovú škvvrnu.



Výsledkom týchto informácií je, že pri použití kombinácií filtrov ND 1000+16 nedošlo ani k preexponovaniu, ani k veľkému podexponovaniu snímky katódovej škvŕny a teda táto kombinácia z hľadiska všetkých pokusov a optickej diagnostiky elektródových škvŕn, teda lokalizovania katódovej škvŕny, sa javí ako najlepšia voľba.

Bližšie informácie o problematike optickej diagnostiky ako tela oblúku, tak aj elektródových škvŕn sú spracované v diplomovej práci : [8].

6 ANALÝZA POHYBU ELEKTRÓDOVÝCH ŠKVŔN

Na lokalizáciu elektródových škvŕn som vymyslel program naprogramovaný v Matlabe, ktorý tento proces s potrebnými vstupnými údajmi plne automatizuje.

Na začiatok bolo potrebné spracovať záznam z rýchlokamery z jednotlivých pokusov. Spracovaním sa myslí vystrihnutím záujmovej oblasti. Mnou záujmová oblasť bola oblasť, v ktorej prebiehal pohyb elektródových škvŕn. Takto vystrihnutý záznam bolo potrebné uložiť samostatne po jednotlivom snímku, pričom bolo viac ako vhodné využiť 12 bit hĺbkou senzora. To znamená, že som prvotným spracovaním získal jednotlivé snímky s 12 bit hĺbkou zo záznamu, v ktorom sa pohybovali elektródové škvŕny.

6.1 Popis priebehu analýzy v programe

6.1.1 Vstupné parametre

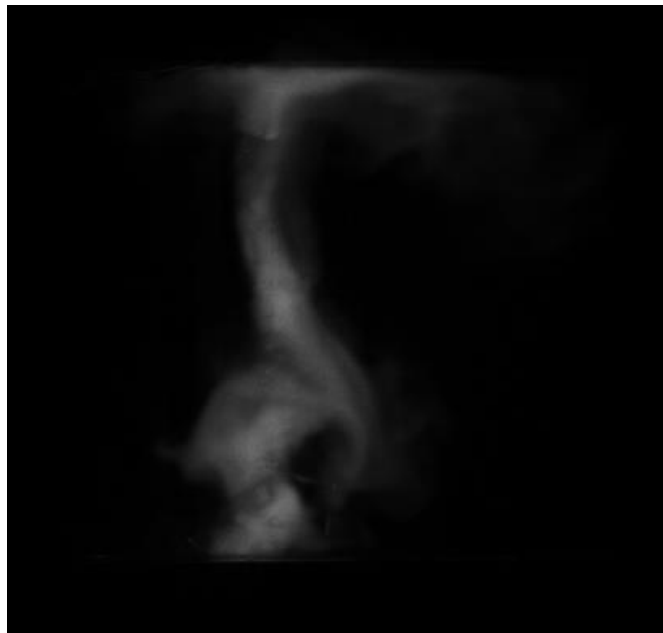
Ako ďalší vstupný parameter bolo potrebné povedať programu akú skutočnú veľkosť má 1 pixel. V tomto prípade som využil konštantnú vzdialenosť elektród. Zistil som počet pixlov medzi elektródami a jednoduchým pomerom týchto dvoch rozmerov som určil skutočnú veľkosť 1 pixla.

Ďalším krokom bolo potrebné určiť výseč, kde sa počas celého záznamu nachádzala pohybujúca sa katódová škvŕna a anódová škvŕna.

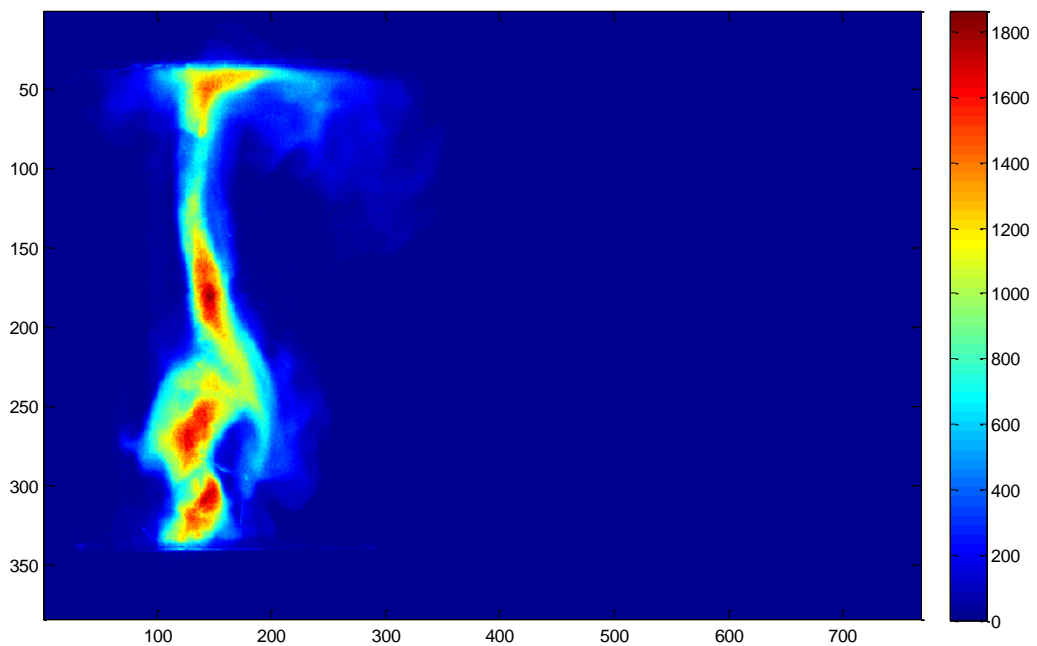
Ďalší vstupným parametrom je nastavenie množstva najjasnejších pixlov z katódovej a anódovej oblasti zobrazených ako biele. Všetky ostatné pixle sa zobrazia ako čierne.

Týmto krokom som vlastne pridal kritérium pre nastavenie prahu pre prevod oblasti katódy a oblasti anódy do binárnej oblasti. Veľkosť prahu pre jednotlivé oblasti sa počíta pre každý analyzovaný snímok samostatne, tak aby som zaručil čo najpresnejšiu lokalizáciu jednotlivých elektródových škvŕn.

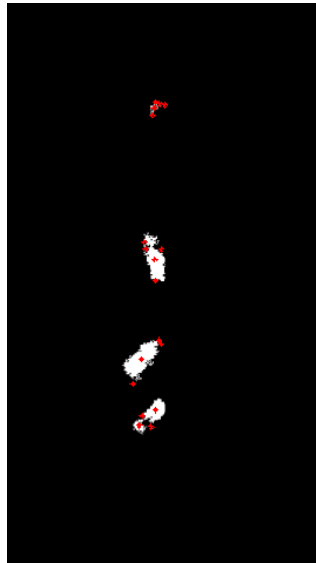
6.1.2 Priebeh analýzy



Obr. 6.1-1 Snímok exportovaný zo záznamu z rýchlokamery



Obr. 6.1-2 Zobrazenie intenzity jasú v celom elektrickom oblúku



Obr. 6.1-3 Prevedený elektrický oblúk do binárnej oblasti + označenie stredov všetkých spojitých bielych oblastí



Obr. 6.1-4 Katódová škvrna a jej oblasti + označenie ich stredov



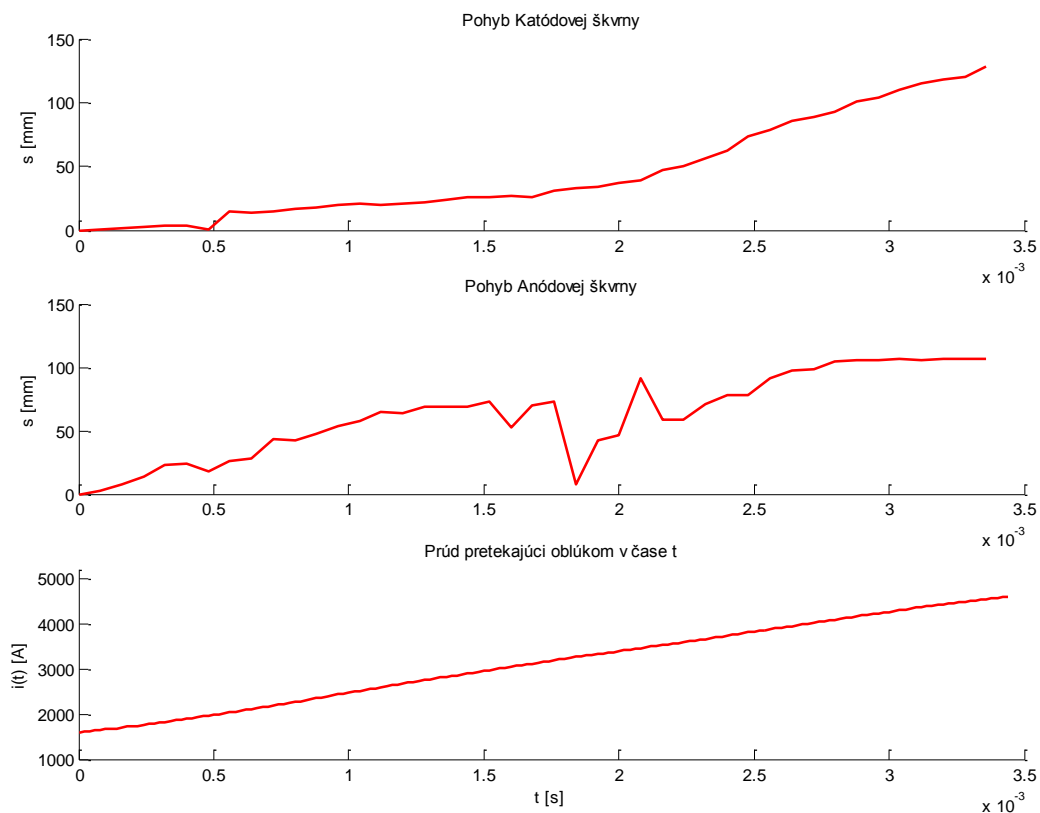
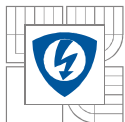
Obr. 6.1-5 Anódová škvrna a jej oblasti + označenie ich stredov

Na (Obr. 6.1-2) je vidieť, že anódová škvrna sa nachádza pri hornej elektróde a je lokalizovaná najjasnejšími pixelmi v tejto oblasti a zase katódová škvrna sa nachádza pri dolnej elektróde a je lokalizovaná najjasnejšími pixelmi v tejto oblasti. Najjasnejšie pixely sú zobrazené odtieňmi červenej farby. Na (Obr. 6.1-3) je zobrazený prevod celého elektrického oblúka do binárnej oblasti pod nastaveným prahom. Každá spojitá biela oblasť ma vyznačený svoj stred.

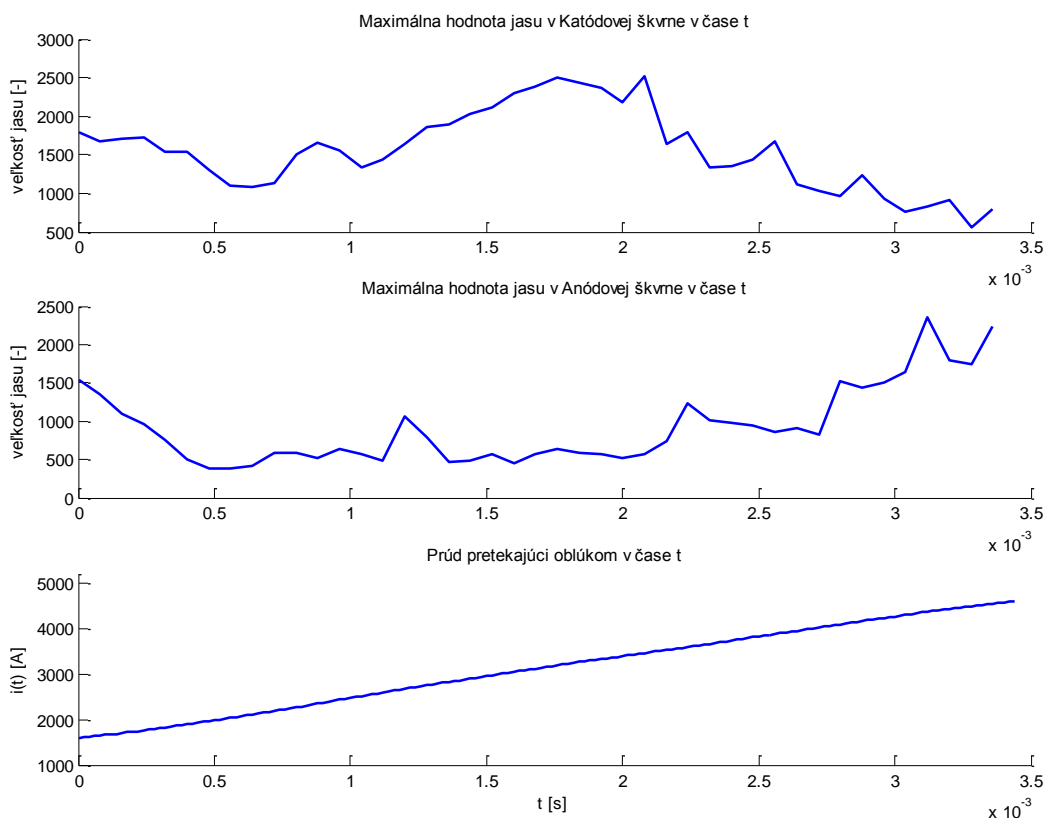
Na (Obr. 6.1-4 a 6.1-5) vidíme katódovú a anódovú škvrtu a ich oblasti s označením ich stredov. Predpokladáme, že najväčšia spojitá biela oblasť sa chová najviac ako katódová škvrtu v oblasti katódy a ako anódová škvrtu v anódovej oblasti a to kvôli elementárnym procesom, ktoré prebiehajú v ich blízkosti a množstvu emitovaného svetelného toku.

Pri výskyte viacerých katódových škvrt alebo anódových škvrt na snímku program vyberie vždy tu najjasnejšiu, podľa zvoleného prahu a zároveň najväčšiu.

Program ďalej zistí v prípade katódy a anódy, ktorá spojitá biela oblasť je najväčšia. Vypočíta ako pre katódu, tak aj pre anódu stred prislúchajúcej najväčšej spojitej bielej oblasti a uloží tieto súradnice. Zároveň si program uloží aj najväčšiu hodnotu jasnosti z danej oblasti. Takto sa rozanalyzujú všetky snímky, na ktorých je zaznamenaný pohyb elektródových škvrt pre daný pokus. Následne program vypočíta reálnu vzdialenosť jednotlivých najväčších spojitých bielych oblastí od počiatočnej najväčšej spojitej bielej oblasti ako v prípade katódy, tak aj v prípade anódy.



Obr. 6.1-6 Priebeh pohybu Katódovej a Anódovej škvry v závislosti od t



Obr. 6.1-7 Priebeh maximálnej hodnoty jasu Katódovej a anódovej škvry v závislosti od t

V (Obr. 6.1-6) program vykreslil pohyb katódovej škvŕny a anódovej škvŕny v závislosti od času, ako aj priebeh prúdu v tomto čase. V (Obr. 6.1-7) sú zobrazené maximálne hodnoty jasů v oblasti katódy a anódy v závislosti od času, ako aj priebeh prúdu v tomto čase.

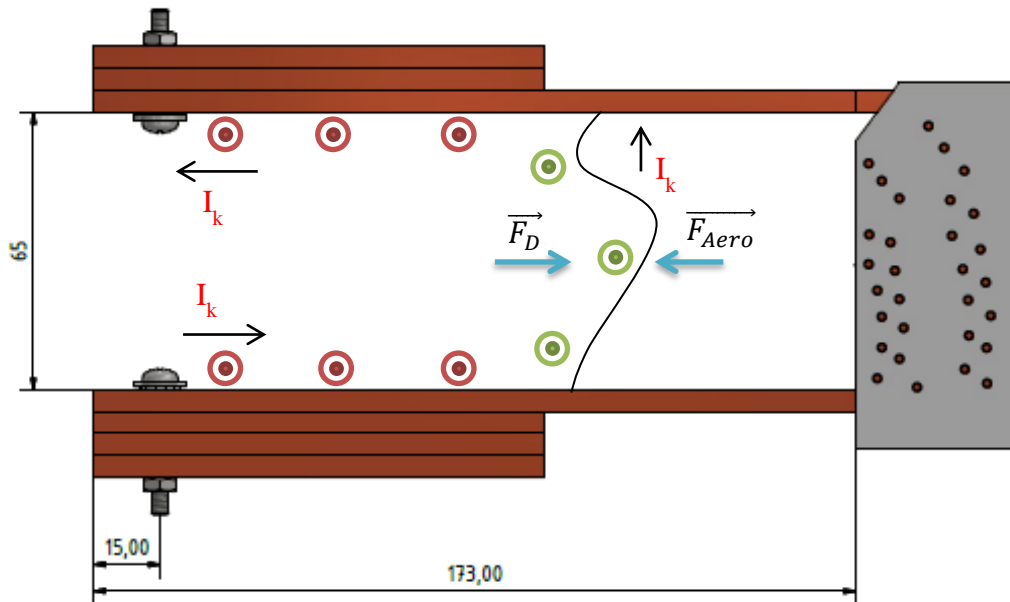
Pomocou (Obr. 6.1-7) vieme povedať, či daný záznam z kamery nebol preexponovaný, a teda lokalizácia jednotlivých škvŕn nepresná. Bližšie využitie tohto grafu je spomenuté v kapitole 5.4.

Program nakoniec vyexportuje všetky získané a vypočítané dáta do súboru typu .xlsx. Taktiež vyexportuje snímky najväčších spojitých bielych oblastí anódy a katódy s vyznačeným stredom, ako aj snímok, kde sú zobrazené intenzity jasů v celom elektrickom oblúku pre jednotlivé analyzované snímky z daného pokusu.

Pre presnú lokalizáciu katódovej a anódovej škvŕny je veľmi dôležitá veľkosť jedného pixla. Z toho vyplýva, že je vhodné nastaviť maximálne možné rozlíšenie pri danom nastavení fps kamery. V mojom prípade sa veľkosť pixla pohybovala vo veľkosti cca 0,21 mm.

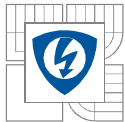
7 VPLYV JEDNOTLIVÝCH PARAMETROV NA POHYB ELEKTRÓDOVÝCH ŠKVŔN.

7.1 Sily pôsobiace na elektrický oblúk a elektródové škvŕny



Obr. 7.1-1 Pôsobenie elektrodynamickéj sily na elektrický oblúk

(Obr. 7.1-1) popisuje vznik a smer elektrodynamickéj sily \vec{F}_D , ktorá vzniká vzájomnou interakciou elektromagnetických polí v okolí elektród a elektrického oblúka. Smer tejto sily nie je závislý na časovom priebehu elektrického prúdu, teda bude vždy rovnaký. Veľkosť elektrodynamickéj sily závisí na $i_{(t)}^2$ a na geometrii prúdovodnej dráhy. Na (Obr. 7.1-1) vidíme reálne usporiadanie elektród v parametrickom modeli zhášacej komory. Medené vložky boli od elektród izolované pomocou papiera a PVC izolácie smerom od skrutky po koniec tejto vložky.



Vložka v časti, kde skrutka vyvíjala prítlačnú silu bola odizolovaná, aby sme zaistili elektricky vodivý kontaktný styk medzi jednotlivými vložkami a elektródami. Za týchto predpokladov, a idealizovaní smeru toku prúdu v medených vložkách, kedy neuvažujeme jeho vytlačanie vplyvom elektromagnetických síl smerom k zhášacej komore, môžeme usporiadanie elektród a elektrického oblúka považovať za dvojité pravouhlý záhyb.

Na pohyb jednotlivých elektródových škvŕn, ako aj na telo elektrického oblúka, vplýva okrem \vec{F}_D aj jeho vlastný aerodynamický odpor a rýchlosť pohybu častíc prostredia, v ktorom sa elektrický oblúk pohybuje. Môžeme povedať, že rýchlosť pohybu častíc prostredia je charakterizovaná tlakom. Aerodynamický odpor elektrického oblúka je zase charakterizovaný jeho tvarom.

Z týchto poznatkov je možné tvrdiť, že na oblúk pôsobili minimálne dve sily, ktoré mali opačný smer, a to sila elektrodynamická, ktorá elektrický oblúk a tým aj elektródové škvŕny vŕhala smerom do zhášacej komory, a sila aerodynamická, ktorá pohyb elektrického oblúku smerom do zhášacej komory brzdila.

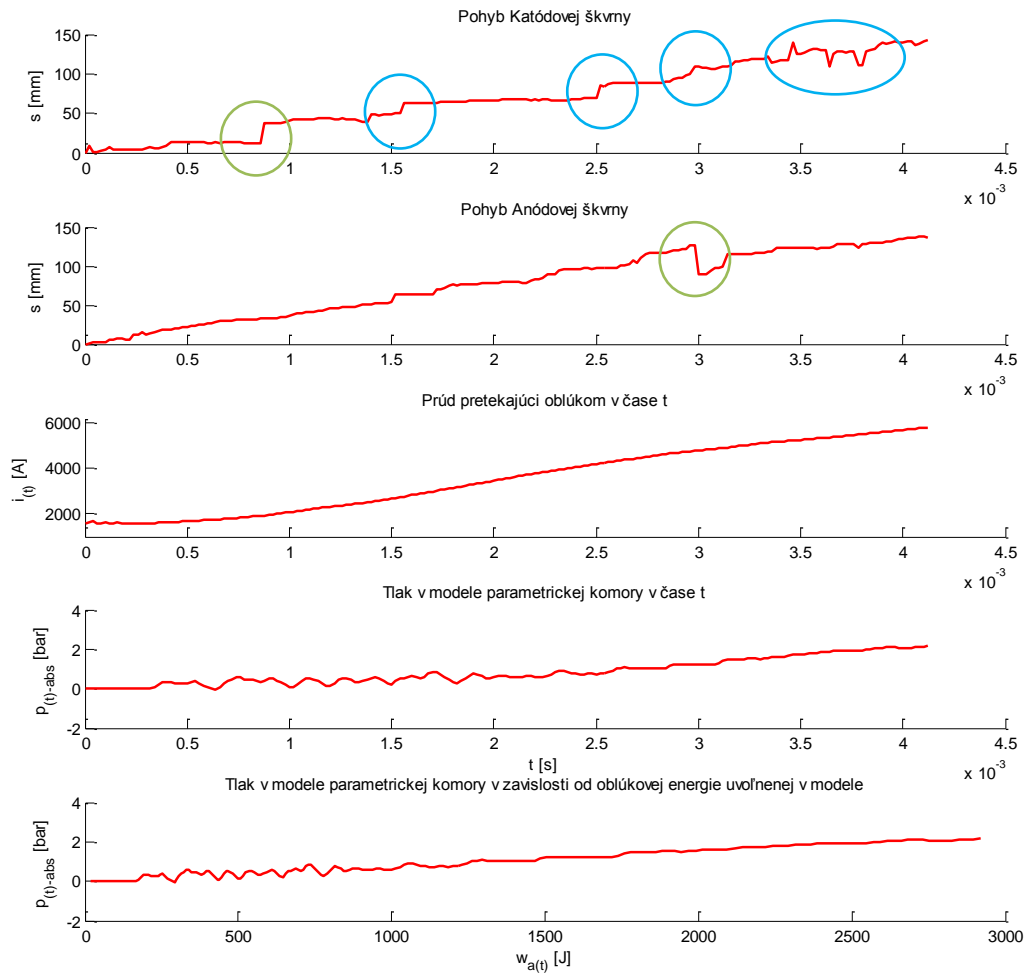
V komore sa nachádzali aj ďalšie sily, ako napríklad sila, ktorá vznikla vplyvom podtlaku pred elektrickým oblúkom a pretlaku za ním, a tým mu napomáhala v pohybe smerom do zhášacej komory. Avšak predpokladať jej smer je pomerne problematické, pretože v komore vznikajú tlakové odrazy od stien, preto túto silu zanedbám.

Ako zdroj pretlaku, ktorý vznikal v parametrickom modeli zhášacej komory je možné považovať práve elektrický oblúk, ktorý horel medzi elektródami. Vplyvom jeho vysokej teploty, sa zahrieval aj samotný vzduch, tým jeho atómy získali väčšiu energiu, rýchlejšie narážali do stien parametrického modelu, a tým sa zväčšoval aj tlak v parametrickom modeli. V podstate došlo k rozpínaniu vzduchu v parametrickom modeli.

7.2 Popis pohybu katódovej a anódovej škvŕny

Javy spojené s pohybom oblúku v elektromagnetickom poli sú závažnou otázkou konštrukcie magnetických vypínačov. Na tom, ako sa elektrický oblúk a jeho elektródové škvŕny pohybujú závisí úspešnosť jeho uhasenia. Ak sa pohyb elektrického oblúka spomalí alebo dokonca zastaví, môže dôjsť k neúspešnému vypínaniu prístrojov a k havárii.

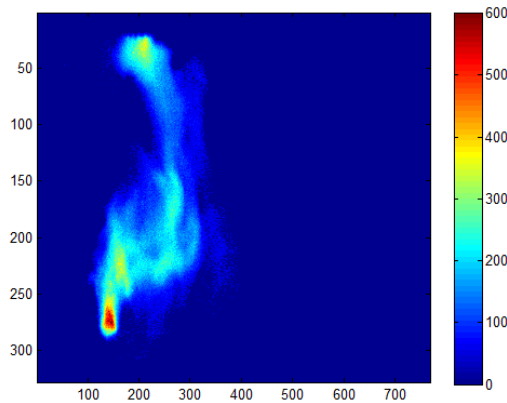
Pomocou programu popísaného v kapitole 5 som získal priebeh pohybu katódovej a anódovej škvŕny. Pre pokus č. 29 tento pohyb rozanalyzujem. V tomto pokuse bola snímacia frekvencia kamery nastavená na 50 000 fps, vzdialenosť elektród 65 mm a veľkosť vyfukovacích otvorov $3 \times \Phi 9$.



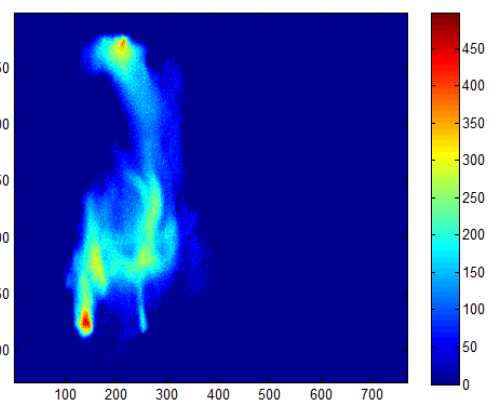
Obr. 7.2-1 Pohyb katódovej a anódovej škrvny Pokus č.29

Z (Obr. 7.2-1) je vidieť, že pohyb katódovej ani anódovej škrvny nie je plynulý.

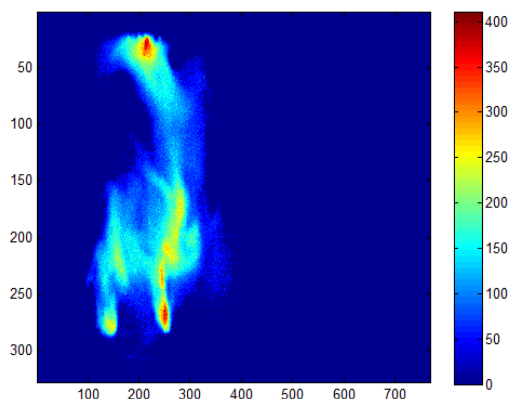
7.2.1 Pohyb katódovej škrvny



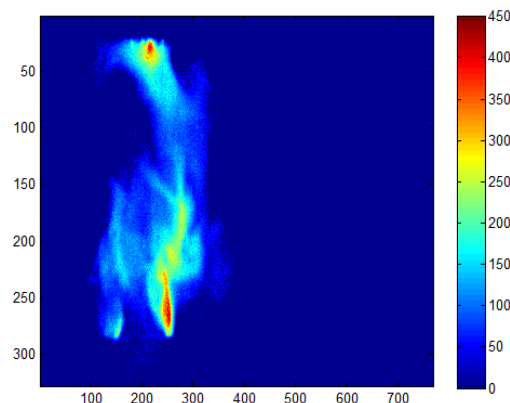
Obr. 7.2-2 Katódová škrvna v čase $t=0,84$ ms



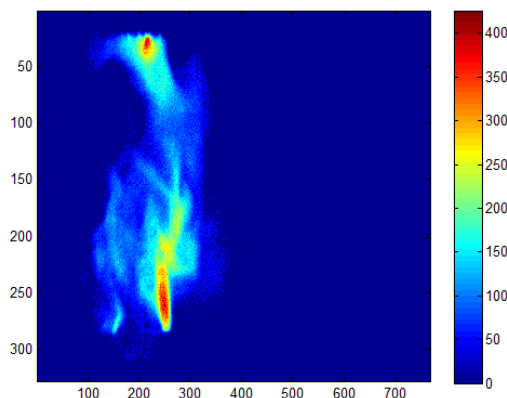
Obr. 7.2-3 Katódová škrvna v čase $t=0,86$ ms



Obr. 7.2-4 Katódová škrvna v čase $t=0,88$ ms



Obr. 7.2-5 Katódová škrvna v čase $t=0,90$ ms



Obr. 7.2-6 Katódová škrvna v čase $t=0,92$ ms

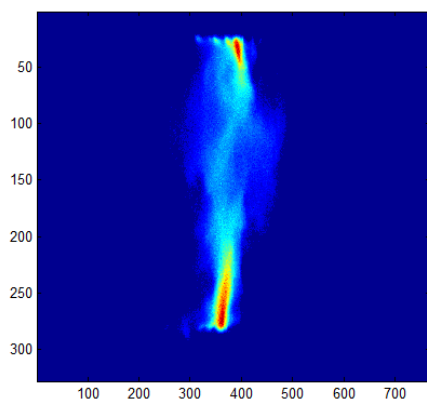
Na (Obr. 7.2-2 až 7.2-6) je možné pozorovať intenzitu žiarenia elektródových škvŕn. Je možné povedať, že na spodnej elektróde pozorujeme katódovú škvŕnu, pretože vykazuje najväčšiu intenzitu žiarenia. Okrem intenzity žiarenia, vieme určiť kde sa nachádza katódová škvŕna a anódová škvŕna podľa polarity okamžitého napájacieho napätia v danom čase. Toto napätie sme snímali pomocou osciloskopu. Počas celej doby pohybu elektródových škvŕn a elektrického oblúka bola polarita napätia konštantná. Okrem pokusu č.18 bolo napájacie napätie pripojené k elektródam parametrického modelu takej polarity, kedy spodná elektróda bola zápornej a vrchná elektróda kladnej polarity. Katódová škvŕna vykazuje najväčšiu intenzitu žiarenia, pretože práve v jej blízkosti, kde sú priťahované kladné ióny, vznikajú rekombinačné procesy a zároveň ionizačné procesy neutrálnych atómov plynu a to v najväčšej miere, pretože práve z nej sa emitujú elektróny do plazmy, a teda všetky kladné ióny sú k nej priťahované. Zároveň vykazuje najvyššiu teplotu vplyvom zohrievania katódy nárazmi častíc a emitovaného žiarenia z ionizačných a rekombinačných procesov.

(Obr. 7.2-2 až 7.2-6) je zobrazený priebeh pohybu katódovej škvŕny (po spodnej elektróde) v čase t a zobrazujú odskok pohybu, ktorý je zakrúžkovaný zeleným kruhom v (Obr. 7.2-1, *Pohyb Katódovej škvŕny*). Keďže elektrický oblúk sa snaží zaujať čo najmenej energeticky náročnú pozíciu, nie veľmi ochotne putujú elektródové škvŕny spolu s telom elektrického

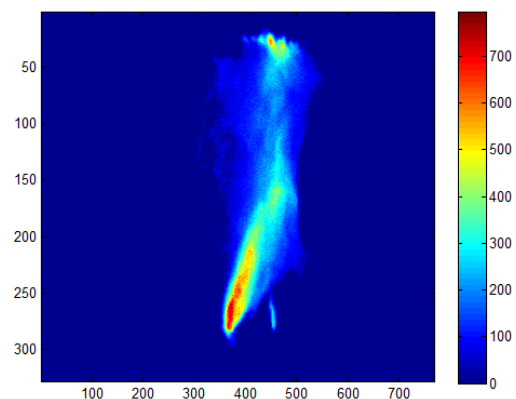
oblúku. Katódová škvrna a vôbec prvotné emitovanie elektrónov do oblasti elektrického oblúku je založené na princípe tepelnej emisii elektrónov. Akonáhle intenzita elektrického poľa vplyvom prilietajúcich iónov pred katódou vzrastie na dostatočnú hodnotu, dôjde taktiež k emisii elektrónov. V tomto bode kedy fungujú oba procesy emitovania elektrónov do oblasti elektrického oblúku, sa na emitovaní elektrónov podieľa najviac práve autoemisía, čiže emisía elektrónov vplyvom elektrického poľa.

Z týchto poznatkov a za predpokladu relatívne veľkej elektródy, čiže veľkej tepelnej kapacity elektródy je zrejmé, že vytvorenie novej katódovej škvorny bude znamenať dané miesto zahriať na dostatočnú teplotu k tepelnej emisii elektrónov, a až potom sa môže pridať aj emisía elektrónov vplyvom elektrického poľa. Celý tento proces je energeticky náročný a elektrický oblúk radšej predĺži svoju dĺžku, ako keby mal vytvárať novú katódovú škvornu pri svojom pohybe smerom do zhášacej komory, až do stavu kedy je preňho energeticky nevýhodné ďalej predlžovať svoju dĺžku a je preňho výhodnejšie vytvoriť novú katódovú škvornu. Preto vznikajú tieto odskoky (oblasti zakrúžkované modrou) v pohybe katódovej škvorny. Inak katódová škvorna sa pohybuje skôr skokovo ako lineárne, čo je zrejmé aj z (Obr. 7.2-1, *Pohyb Katódovej škvorny*).

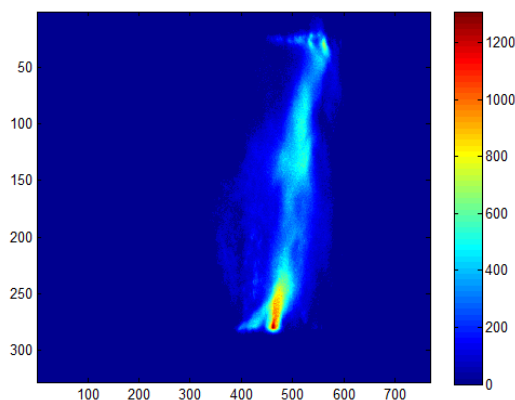
7.2.2 Pohyb anódovej škvorny



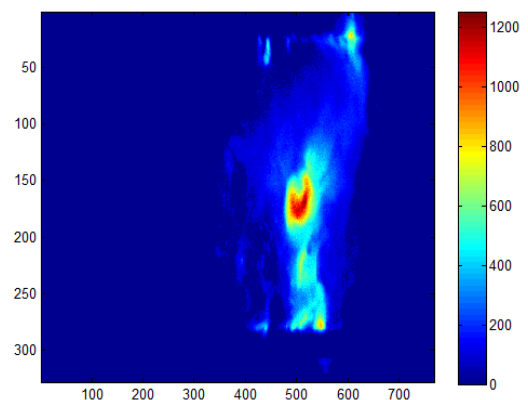
Obr. 7.2-7 Anódová škvorna v čase $t=1,84$ ms



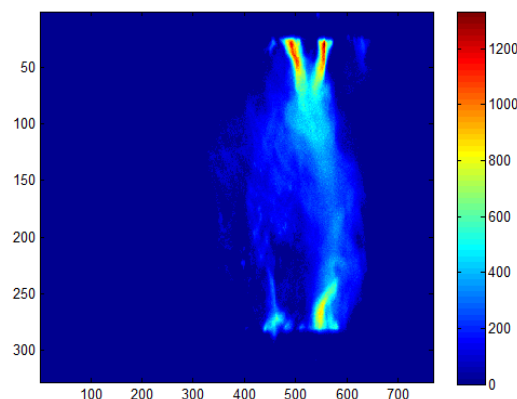
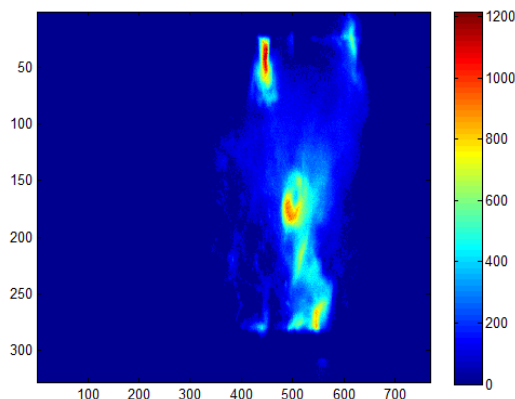
Obr. 7.2-8 Anódová škvorna v čase $t=2,3$ ms



Obr. 7.2-9 Anódová škvorna v čase $t=2,8$ ms

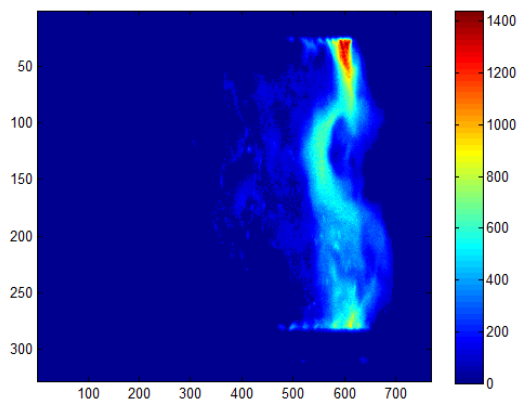


Obr. 7.2-10 Anódová škvorna v čase $t=2,98$ ms



Obr. 7.2-11 Anódová škvrna v čase $t=3,04$ ms

Obr. 7.2-12 Anódová škvrna v čase $t=3,14$ ms

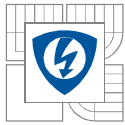


Obr. 7.2-13 Anódová škvrna v čase $t=3,66$ ms

(Obr. 7.2-7 až 7.2-13) je zobrazený priebeh pohybu anódovej škvry (po vrchnej elektróde) v čase t . Z (Obr. 7.2-7 až 7.2-10) môžeme pozorovať, že anódová škvra mierne predbieha katódovú škvru. (Obr. 7.2-10 až 7.2-12) zobrazuje odskok anódovej škvry, ktorý je zakrúžkovaný zeleným kruhom v (Obr. 7.2-1, *Pohyb Anódovej škvry*).

Úlohou anódy je sprostredkovať prechod elektrónového a iónového vedenia v plazme na elektrónové vedenie v elektróde. Následkom putovania kladných iónov ku katóde je priestor anódy o ne ochudobnený a vznikne anódový úbytok tvoriaci prechod z plazmy na anódu. Keďže anóda neemituje žiadne ióny, je hlavnou úlohou anódového úbytku vytvárať z neutrálnych častí kladné ióny, ktoré putujú plazmou ku katóde.

Z týchto predpokladov je zrejme, že anódová škvra sa bude pohybovať po elektróde bez väčších problémov takmer oscilujúcim pohybom po lineárnej priamke, čo je zrejme z (Obr. 7.2-1, *Pohyb Anódovej škvry*). Jej vytvorenie pre elektrický oblúk nie je tak energeticky náročné ako pre vytvorenie novej katódovej škvry. Anódová škvra neemituje žiadne ióny, čiže nie je potrebný žiadny proces emisii, ktorý je potrebný pre vznik a existenciu katódovej škvry a tým aj elektrického oblúka. V blízkosti anódy dochádza k ionizácii neutrálnych atómov a tým vzniku



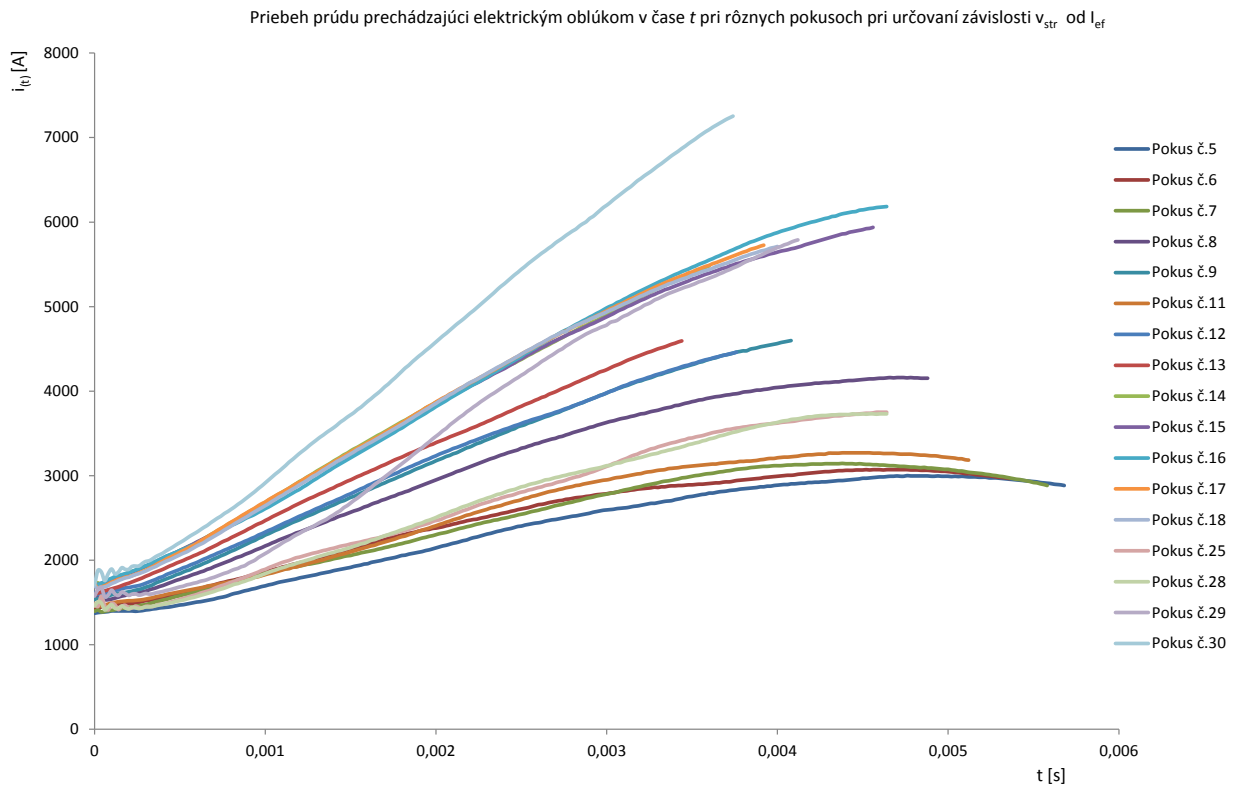
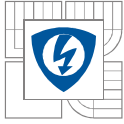
tepla, žiarenia a vo veľkej miere kladných iónov, ktoré putujú ku katóde. Preto anódová škvrna predbieha katódovú škvrnú.

Odskok anódovej škvorny za katódovú škvrnú bol spôsobený tlakovými odrazmi od stien komory, čo môžeme pozorovať na (Obr. 7.2-11 až Obr. 7.2-13), kedy telo oblúka má tendenciu zaostávať za elektródovými škvrnami. V blízkosti vyfukovacích otvorov a neustálej snahy vyrovnania tlaku v celej komore, kvôli neustálej produkcii tepla elektrickým oblúkom, a tým aj zväčšovania rozpínavosti vzduchu v komore a teda veľkosti tlaku v komore, dochádza k tlakovým odrazom od stien. Podobný princíp je možné pozorovať pri vlnách vody, odrážajúcich sa od stien nádoby. Ďalším predpokladom je, že anódová škvrna sa bude pohybovať po elektróde bez väčších problémov kvôli dôvodom spomenutým vyššie.

Z toho plynie, že anódová škvrna sa správa ako regulačný člen a zaujme takú pozíciu, ktorá je pre elektrický oblúk energeticky najvýhodnejšia a to bez väčších problémov oproti katódovej škvrne. Ak si predstavíme špagát pevne upevnený v jednom bode (katódová škvrna) a v druhom bode bude špagát pripevnený na kladku, ktorá sa bude pohybovať po natiahnutom lanku (anódová škvrna) (pričom špagát je dlhší ako vzájomná vzdialenosť pevného bodu a natiahnutého lanka) a do špagátu budeme fúkať jedným smerom, pričom na špagát pôsobí aj vietor rôzneho smeru, takto podobne sa správa elektrický oblúk a jeho elektródové škvorny v parametrickom modeli zhasiacej komory v krátkom časovom horizonte.

7.3 Vplyv zmeny veľkosti I_{ef} prechádzajúci elektrickým oblúkom na pohyb elektródových škvŕn

Pri jednotlivých pokusoch som menil veľkosť efektívnej hodnoty prúdu prechádzajúcej elektrickým oblúkom. Vzájomná vzdialenosť elektród $d = 65 \text{ mm}$ a veľkosť vyfukovacích otvorov $3 \times \Phi 9$ boli pri všetkých pokusoch konštantné. Následne som rozanalyzoval pohyb elektródových škvŕn pomocou programu popísaného v kapitole 5. Pri analýze bolo potrebné prijať určité zjednodušenia, ktoré postupne spomeniem v tejto kapitole.



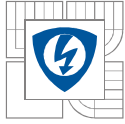
Obr. 7.3-1 Priebeh prúdu prechádzajúci elektrickým oblúkom čase t pri rôznych pokusoch pri určovaní závislosti v_{str} od I_{ef}

Z priebehu prúdov pri jednotlivých pokusoch som vypočítal ich efektívnu hodnotu prúdu.

Pokus č.	I_{ef} [A]
5	2442
6	2552
7	2578
11	2647
28	2767
25	2773
12	3193
8	3223
13	3241
9	3291
14	3771
29	3811
17	3968
18	3988
15	4229
16	4352
30	4708

Obr. 7.3-2 Efektívne hodnoty prúdov jednotlivých pokusov

Oblasti, ktoré sú vyznačené spoločnou farbou majú približne rovnakú veľkosť efektívnej hodnoty prúdu. V tomto bode bolo potrebné posúdiť ako vplýva veľkosť efektívnej hodnoty prúdu na elektrodynamickú silu pôsobiacu na elektrický oblúk. Je potrebné stále myslieť na to, že



elektrodynamická sila je závislá ako na $i_{(t)}^2$ a to v prípade nemagnetického prostredia, tak aj na geometrii prúdovodnej dráhy, ktorá sa s pohybom oblúku smerom do zhášacej komory mení.

Zároveň bolo potrebné myslieť na to, že som nezaistil naťahovaním zápalného drôtika medzi elektródy konštantnú vzdialenosť zápalu elektrického oblúka od začiatku elektródy. Tým samozrejme som nezaistil konštantnú počiatočnú geometriu prúdovodnej dráhy, a tým nebola konštantná počiatočná elektrodynamická sila pôsobiaca na elektrický oblúk. Avšak použil som stále konštantný prierez zápalného drôtika, takže som zaručil zhruba rovnakú okamžitú hodnotu prúdu, pri ktorej došlo k roztaveniu zápalného drôtika a tým zapáleniu elektrického oblúka.

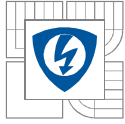
Vznikli dva možné spôsoby posúdenia vplyvu elektrodynamической sily. A to posudzovať rýchlosť pohybu elektródových škvŕn od konštantnej vzdialenosti od začiatku elektródy a dopustiť sa rozdielnych okamžitých hodnôt prúdu v tomto stave pri jednotlivých pokusoch. Alebo posudzovať rýchlosť pohybu elektródových škvŕn od konštantnej okamžitej hodnoty prúdu pretkajúceho cez elektrický oblúk, v tomto prípade okamih zapálenia elektrického oblúka a dopustiť sa rozdielnych okamžitých hodnôt vzdialenosti elektródových škvŕn od počiatku elektródy pri rôznych pokusoch.

Na to, aby som zistil ako veľmi vplýva okamžitá hodnota prúdu pretkajúca cez elektrický oblúk a okamžitá hodnota vzdialenosti elektródových škvŕn od začiatku elektródy na veľkosť okamžitej elektrodynamической sily, som vypočítal jej veľkosť. Pri výpočte elektrodynamической sily som celkovú geometriu zapojenia, čiže tvar prívodných kabelou, prípojnic, medených vložiek a elektród, zjednodušil zanedbaním vplyvu prívodných káblov, prípojnic a medených vložiek. Vo výpočte veľkosti elektrodynamической sily som teda uvažoval dvojité pravouhlé záhyb tvorený elektródami a zapáleným elektrickým oblúkom, pričom som vyrátal vzdialenosť zapálenia elektrického oblúka od skrutky. Skrutka zaistovala dostatočnú prítlačnú silu elektródy na medené vložky a prípojnicu, tým sprostredkovala v tomto mieste najvodivejšie prostredie pre elektrický prúd, viz. (Obr. 7.1-1).

Tab. 7.3-1 Posúdenie vplyvu geometrie prúdovodnej dráhy a veľkosti prúdu tečúceho cez elektrický oblúk na veľkosť elektrodynamической sily

Pokus č.	$A_{\max}/A_{t=0s} [-]$	$I_{\max}^2/I_{t=0s}^2 [-]$	$I_{t=0s} [A]$	$A_{t=0s} [-]$	$I_{t=0s}/I_{t=0s \min} [-]$	$A_{t=0s}/A_{t=0s \min} [-]$	$(I_{\max}^2/I_{t=0s \min}^2)/(A_{\max}/A_{t=0s}) [-]$	$I_{ef} [A]$	$F_{ostr} [N]$
5	1,19	4,42	1371	2,73	1,00	1,48	3,71	2442	3,72
6	1,44	4,30	1430	2,26	1,04	1,23	2,99	2552	3,93
7	1,45	4,37	1395	2,24	1,02	1,22	3,02	2578	4,14
11	1,25	4,60	1484	2,61	1,08	1,42	3,69	2647	4,32
28	1,21	6,53	1457	2,68	1,06	1,46	5,39	2767	4,67
25	1,73	6,42	1480	1,87	1,08	1,02	3,70	2773	4,83
12	1,26	7,61	1617	2,58	1,18	1,40	6,04	3193	6,35
8	1,23	7,10	1559	2,65	1,14	1,44	5,78	3223	6,42
13	1,21	8,11	1594	2,69	1,16	1,46	6,70	3241	6,51
9	1,22	8,97	1535	2,67	1,12	1,45	7,38	3291	6,79
14	1,28	9,94	1738	2,54	1,27	1,38	7,77	3771	8,95
29	1,53	13,52	1574	2,12	1,15	1,15	8,83	3811	9,22
17	1,24	11,10	1719	2,62	1,25	1,43	8,95	3968	10,02
18	1,25	11,30	1699	2,59	1,24	1,41	9,01	3988	10,10
15	1,14	12,27	1695	2,84	1,24	1,54	10,72	4229	11,20
16	1,19	13,24	1699	2,74	1,24	1,49	11,17	4352	12,07
30	1,77	18,06	1707	1,84	1,25	1,00	10,22	4708	13,89
Stredná hodnota	1,33	8,93	1574	2,49	1,15	1,35	6,77		
$I_{t=0s \min} [A]$			1371						
$A_{t=0s \min} [-]$				1,84					

Pre výpočet elektrodynamической sily pôsobiacej na elektrický oblúk som použil rovnicu (67), pričom vplyv geometrie A sa rovná



$$A = \ln \left\{ \frac{2l}{a} \cdot \frac{h + \sqrt{h^2 + \left(\frac{a}{2}\right)^2}}{h + \sqrt{h^2 + l^2}} \right\} \quad (72)$$

V (Tab. 7.3-1) som vypočítal pre jednotlivé pokusy pre druhý stĺpec, pomer maximálnej hodnoty a minimálnej hodnoty vplyvu geometrie A na veľkosť elektrodynamickéj sily pre jednotlivé pokusy. Minimálna hodnota vplyvu geometrie bola pri zapálení elektrického oblúku a teda minimálnej vzdialenosti katódovej škvry od začiatku elektródy a maximálna hodnota vplyvu geometrie na veľkosť elektrodynamickéj sily bola práve tesne pred zhasiacou komorou, na konci pohybu katódovej škvry a teda pri najväčšej vzdialenosti od začiatku elektródy.

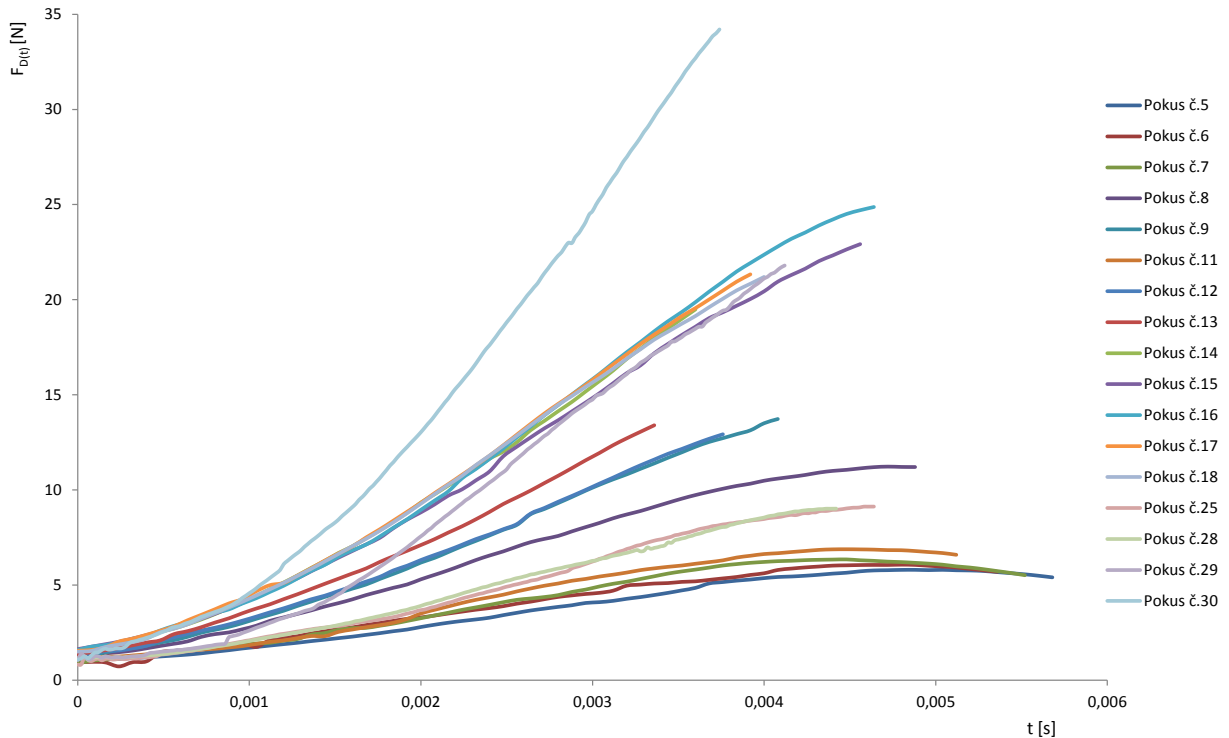
Pre tretí stĺpec je to zase pomer druhej mocniny maximálnej hodnoty prúdu pretekajúci cez elektrický oblúk (na konci pohybu katódovej škvry) a jeho minimálnej hodnoty, teda hodnoty pri ktorej sa elektrický oblúk zapálil.

V šiestom stĺpci je vypočítaný pomer minimálnej hodnoty prúdu pre každý pokus k minimálnej hodnote prúdu zo všetkých pokusov. Stredná hodnota pre tento stĺpec je 1,15. Čo znamená, že veľkosť prúdu pri zapálení elektrického oblúku bola pre všetky pokusy takmer zhodná.

V siedmom stĺpci je vypočítaný pomer minimálnej hodnoty vplyvu geometrie na veľkosť elektrodynamickéj sily k minimálnej hodnote vplyvu geometrie na veľkosť elektrodynamickéj sily zo všetkých pokusov. Stredná hodnota pre tento stĺpec je 1,35. Čo znamená že v prípade rôznej vzdialenosti zapálenia elektrického oblúku v jednotlivých pokusov nemá na veľkosť elektrodynamickéj sily veľký vplyv.

Ôsmy stĺpec je najdôležitejší a hovorí nám o koľko krát je väčší vplyv veľkosti prúdu prechádzajúceho elektrickým oblúkom oproti geometrii, na veľkosť elektrodynamickéj sily pôsobiacej na elektrický oblúk pre jednotlivé pokusy. Tento pomer má tendenciu narastať so zväčšujúcou efektívnou hodnotou prúdu. Čo znamená, že v prípade veľkosti elektrodynamickéj sily hrá veľkosť pretekajúceho prúdu elektrickým oblúkom väčšiu rolu ako geometria prúdovodnej dráhy, pričom táto vlastnosť so zväčšujúcou sa veľkosťou prúdu narastá na váhe.

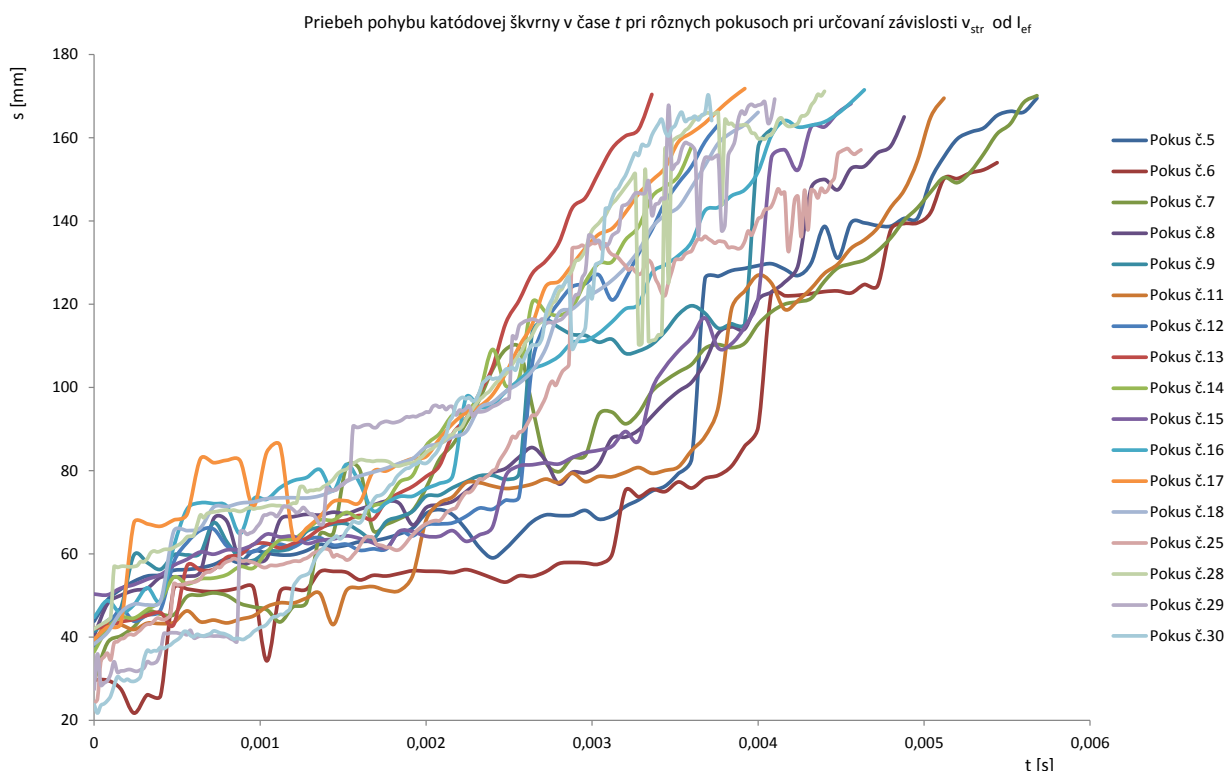
Priebeh elektrodynamickej sily pôsobiacej na elektrický oblúk v čase t pri rôznych pokusoch pri určovaní závislosti v_{str} od I_{ef}



Obr. 7.3-3 Priebeh elektrodynamickej sily pôsobiacej na elektrický oblúk v čase t pri rôznych pokusoch pri určovaní závislosti v_{str} od I_{ef}

Porovnaním (Obr. 7.3-3) a (Obr. 7.3-1) sú si jednotlivé priebehy pri jednotlivých pokusoch veľmi podobné, čo opäť hovorí o tom, že na veľkosť elektrodynamickej sily pôsobiacej na elektrický oblúk má veľkosť prúdu pretekajúci elektrickým oblúkom väčší vplyv ako geometria prúdovodnej dráhy.

Z tohto poznatku je jasné, že vybratím alternatívy posudzovania rýchlosti pohybu elektródových škvŕn od konštantnej okamžitej hodnoty prúdu pretkajúceho cez elektrický oblúk, v tomto prípade okamih zapálenia elektrického oblúka a tým sa dopustiť rozdielných okamžitých hodnôt vzdialenosti elektródových škvŕn od začiatku elektródy pri rôznych pokusoch, sa javí ako vhodnejšia a hlavne presnejšia. Čiže touto alternatívou sa nedopustíme takej chyby, ako keby som zvolili alternatívu posudzovania rýchlosti pohybu elektródových škvŕn od konštantnej vzdialenosti od začiatku elektródy a dopustil sa rozdielných okamžitých hodnôt prúdu v tomto stave pri jednotlivých pokusoch.



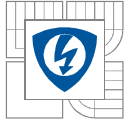
Obr. 7.3-4 Priebeh pohybu katódovej škvvrny v čase t pri rôznych pokusoch pri určovaní závislosti v_{str} od I_{ef}

Z priebehu pohybu katódovej škvvrny pre jednotlivé pokusy je tiež zrejmé, že jednotlivé priebehy sú si podobné a preto vplyv medených vložiek na tento pohyb a teda na veľkosť elektrodynamickéj sily pôsobiacej na elektrický oblúk, bolo možné zanedbať.

Tab. 7.3-2 Výpočet v_{str} pohybu katódovej a anódovej škvvrny v závislosti od veľkosti I_{ef} pretekajúcim elektrickým oblúkom

d=65mm		3 x Ø9		Katóda					Anóda							Katóda		Anóda	
Pokus č.	I_{ef} [A]	t [s]	s [mm]	v_{str} [ms^{-1}]	t [s]	s [mm]	v_{str} [ms^{-1}]	F_{Dstr} [N]	W_{acel} [J]		I_{ef} [A]	v_{str} [ms^{-1}]	v_{str} [ms^{-1}]	W_{acel} [J]					
5	2442	0,00528	118	223	0,00528	117	222	3,72	2413	1	2524	235	221	2447					
6	2552	0,00512	120	235	0,00512	105	204	3,93	2360	2	2729	276	282	2170					
7	2578	0,0056	139	248	0,0056	132	236	4,14	2569	3	3237	315	304	2255					
11	2647	0,00512	131	255	0,00512	137	268	4,32	2306	4	3884	336	314	2814					
28	2767	0,00442	130	295	0,00442	123	279	4,67	2107	5	4290	273	274	3809					
25	2773	0,00438	121	277	0,00438	131	299	4,83	2099	6	4708	411	354	2971					
12	3193	0,00376	125	333	0,00376	120	320	6,35	2070										
8	3223	0,00488	125	255	0,00488	126	258	6,42	2784										
13	3241	0,00336	128	382	0,00336	107	319	6,51	2071										
9	3291	0,00384	111	288	0,00384	122	318	6,79	2094										
14	3771	0,0036	121	337	0,0036	126	350	8,95	2592										
29	3811	0,00412	143	348	0,00412	136	330	9,22	2919										
17	3968	0,00392	132	338	0,00392	107	274	10,02	2972										
18	3988	0,00376	120	320	0,00376	114	303	10,10	2772										
15	4229	0,00456	118	258	0,00456	98	214	11,20	3940										
16	4352	0,00416	119	287	0,00416	139	333	12,07	3677										
30	4708	0,00342	141	411	0,00342	121	354	13,89	2971										

V (Tab. 7.3-2) sú uvedené vypočítané jednotlivé stredné rýchlosti pre jednotlivé pokusy ako pre katódovú škvvrnu, tak aj pre anódovú škvvrnu. Pokusy, ktoré sú vyznačené rovnakou farbou sa vyznačujú veľmi podobnou veľkosťou efektívnej hodnoty prúdu, ktorá ako som uviedol a zistil vyššie, vplyva najväčším podielom na veľkosť elektrodynamickéj sily pôsobiacej na elektrický oblúk. Keďže sú tieto efektívne hodnoty prúdu podobné, budú teda aj veľkosti



elektrodynamických síl pôsobiacich na elektrický oblúk podobné, preto rýchlosť jednotlivých elektródových škvŕn by mala byť podobná. Preto si môžeme dovoliť vypočítať strednú hodnotu efektívnej hodnoty prúdu, rýchlosti katódovej a anódovej škvŕny a celkovej energie elektrického oblúku pre podobné veľkosti efektívne hodnoty prúdu jednotlivých pokusov.

Určenie závislosti strednej rýchlosti v_{str} elektródových škvŕn od veľkosti efektívnej hodnoty prúdu I_{ef} :

Ak vychádzame zo strednej kinetickej energie elektrického oblúka tak:

$$E_{kstr} = \frac{1}{2} m v_{str}^2 \quad (73)$$

$$E_{kstr} = F_{Dstr} \cdot s \quad (74)$$

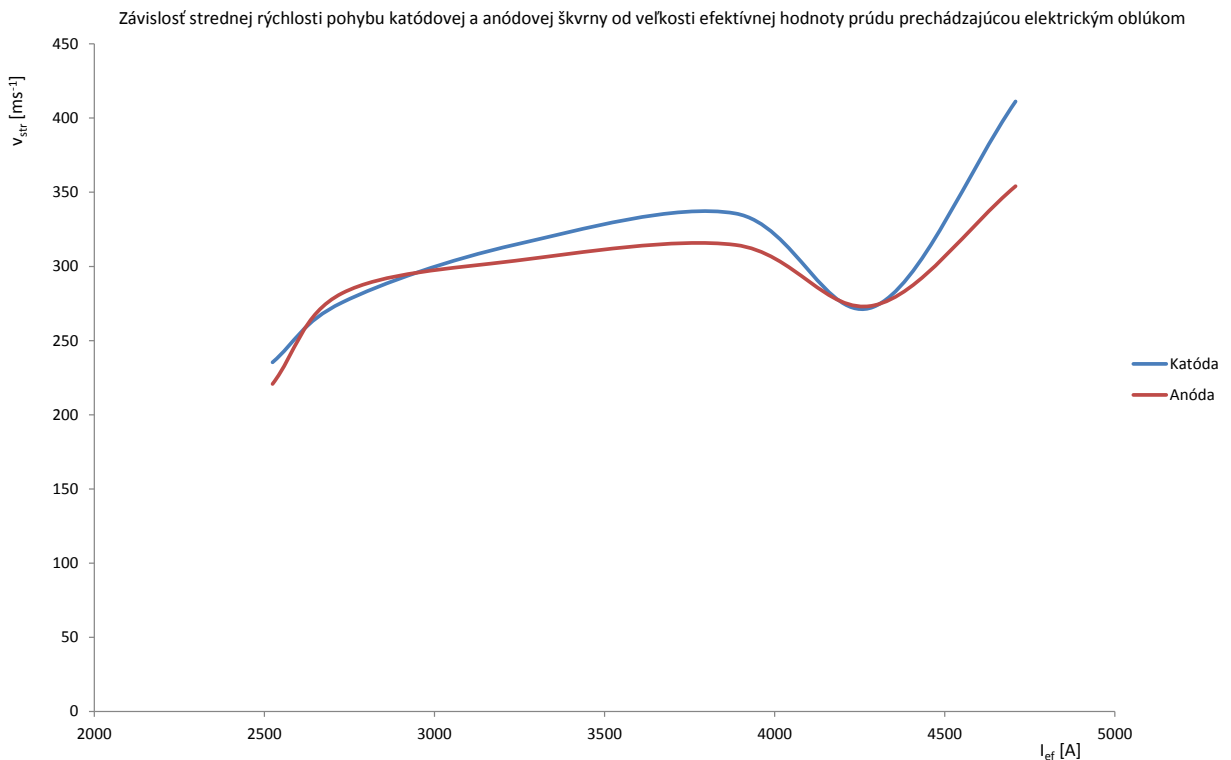
Pričom v rovnici (67) je elektrodynamická sila $F_{Dstr} \approx I_{ef}^2$, z čoho plynie, že

$$I_{ef}^2 \cdot s \approx \frac{1}{2} m v_{str}^2 \quad (75)$$

pričom hmotnosť oblúka m , nech je konštanta a dráha, s ktorú elektrický oblúk prešiel pri každom pokuse nech je konštantná tiež tak

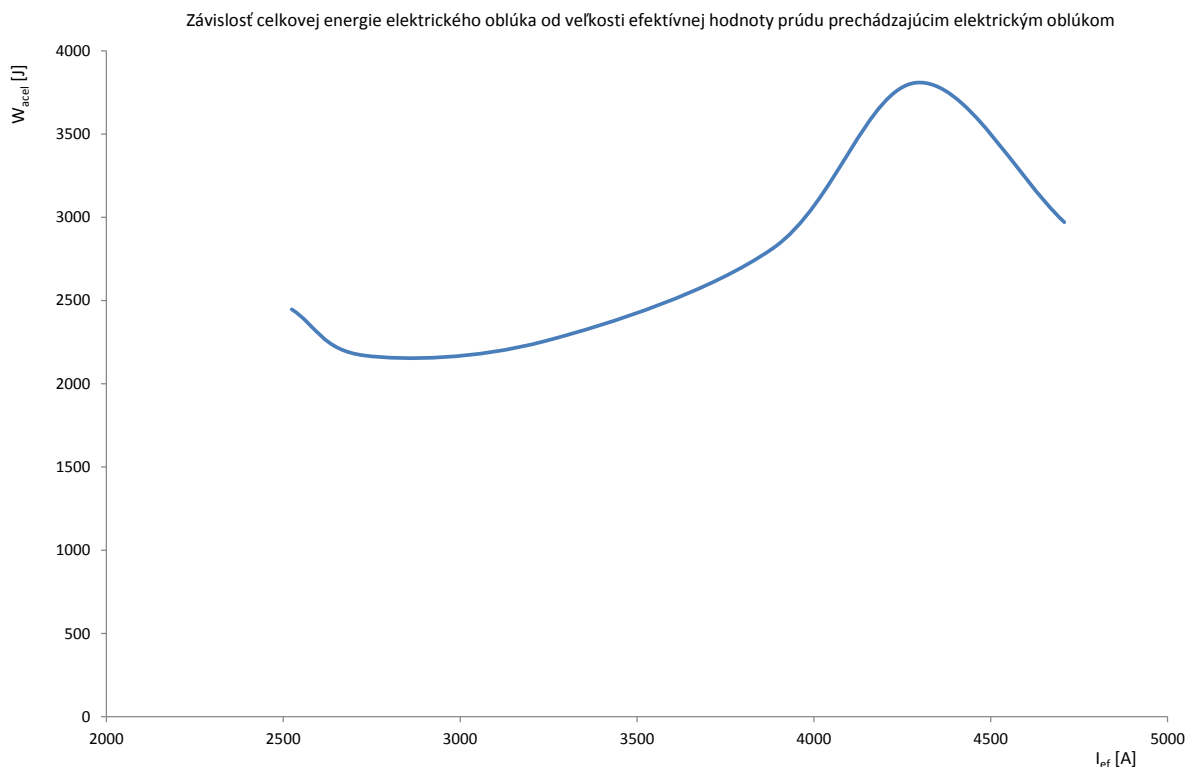
$$I_{ef}^2 \approx v_{str}^2 \quad (76)$$

$$I_{ef} \approx v_{str} \quad (77)$$



Obr. 7.3-5 Závislosť strednej rýchlosti pohybu katódovej a anódovej škvŕny od veľkosti efektívnej hodnoty prúdu prechádzajúcou elektrickým oblúkom

Na (Obr. 7.3-5) je zobrazená závislosť strednej rýchlosti v_{str} elektródových škvŕn od veľkosti efektívnej hodnoty prúdu I_{ef} prechádzajúcou elektrickým oblúkom. Vidíme, že rýchlosť katódovej a anódovej škvŕny sa pohybuje v rozmedzí od 200 ms^{-1} do 420 ms^{-1} . Ďalej je viditeľné, že anódová škvŕna má zväčša o niečo menšiu rýchlosť pohybu. V skutočnosti anódová škvŕna sa pohybuje popredu katódovej škvŕny a niekedy vplyvom tlakových rázov, za katódou škvŕnou zaostáva. Môžeme povedať, že ich rýchlosti sú si veľmi podobné. Rýchlosť elektródových škvŕn má tendenciu narastať so zväčšovaním efektívnej hodnoty prúdu elektrickým oblúkom, čo nám potvrdzuje väčšina uskutočnených pokusov, až na pokusy č. 15 a 16 vyznačené v (Tab. 7.3-2) žltou farbou.



Obr. 7.3-6 Závislosť celkovej energie elektrického oblúka od veľkosti efektívnej hodnoty prúdu prechádzajúcim elektrickým oblúkom

Celková energia elektrického oblúka vyjadruje práve množstvo energie uvoľnenej do okolia, z veľkej časti vo forme tepelnej energie a z menšej časti vo forme elektromagnetického žiarenia. Práve uvoľnená tepelná energia z elektrického oblúka sa priamo podieľala na rozpínaní vzduchu v parametrickom modeli zhašacej komory, a teda na náraste tlaku v ňom. Tým, že narastá tlak v parametrickom modeli, dochádza v ňom k rýchlejšiemu pohybu častíc vzduchu. Čím je pohyb častíc vzduchu rýchlejší v parametrickom modeli, tým aerodynamická sila pôsobiaca proti pohybu elektrického oblúka s konštantným tvarom a dĺžkou narastá.

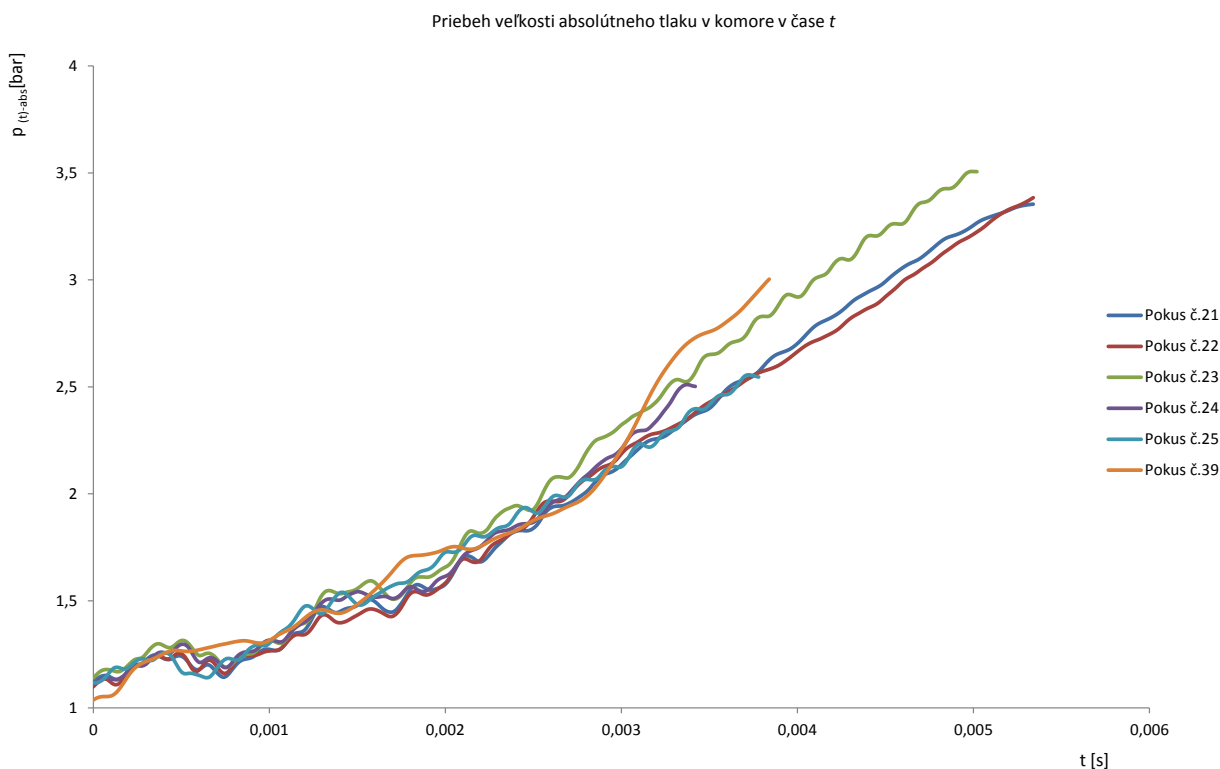
Za týchto predpokladov a z priebehu zobrazeného na (Obr. 7.3-6) sme pri pokuse č. 15 a 16 narazili na takú veľkosť efektívnej hodnoty prúdu, pri ktorej nárast tlaku v parametrickom modeli, čiže aj nárast aerodynamickej sily pôsobiacej proti pohybu elektrického oblúka bol za celkový čas pohybu elektródových škvŕn oveľa rýchlejší oproti iným pokusom. Keďže došlo k rýchlejšiemu nárastu rýchlosti pohybu častíc vzduchu v parametrickom modeli ako pri iných pokusoch, tak aerodynamická sila, ktorá pôsobila proti pohybu elektrického oblúka sa

uplatňovala viac. Preto pri pokusoch č.15 a 16 vzniká anomália, kedy pri väčšej efektívnej hodnote prúdu je stredná rýchlosť elektródových škvŕn menšia ako pri pokusoch č.14, 29, 17, 18 s menšou efektívnou hodnotou prúdu, viz. (Obr. 7.3-5).

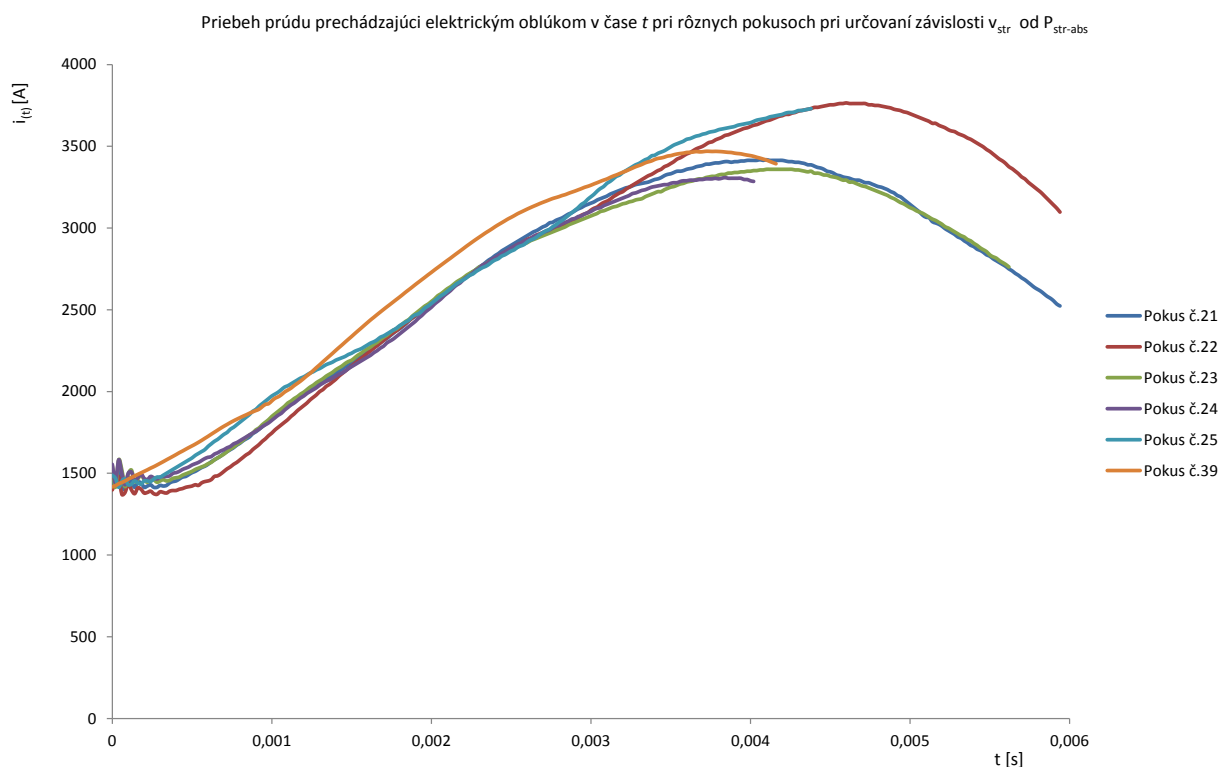
Táto anomália platí iba pre tento parametrický model zhášacej komory, teda pre daný objem vzduchu v komore a iba pre dané nastavenie parametrického modelu a veľkosti efektívnej hodnoty prúdu $I_{ef} = 4290 \text{ A}$ prechádzajúcej cez elektrický oblúk.

7.4 Vplyv zmeny veľkosti $P_{str-abs}$ v parametrickom modeli zhášacej komory na pohyb elektródových škvŕn.

Pri jednotlivých pokusoch som menil veľkosť vyfukovacích otvorov a tým aj veľkosť strednej absolútnej hodnoty tlaku $P_{str-abs}$ v parametrickom modeli zhášacej komory. Vzájomná vzdialenosť elektród $d = 65 \text{ mm}$ a efektívna hodnota prúdu pretekajúceho cez elektrický oblúk boli pri všetkých pokusoch konštantné. Následne som rozanalyzoval pohyb elektródových škvŕn pomocou programu popísaného v kapitole .5.



Obr. 7.4-1 Priebeh veľkosti absolútneho tlaku v komore v čase t

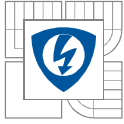


Obr. 7.4-2 Priebeh prúdu prechádzajúci elektrickým oblúkom v čase t pri rôznych pokusoch pri určovaní závislosti v_{str} od $P_{str-abs}$

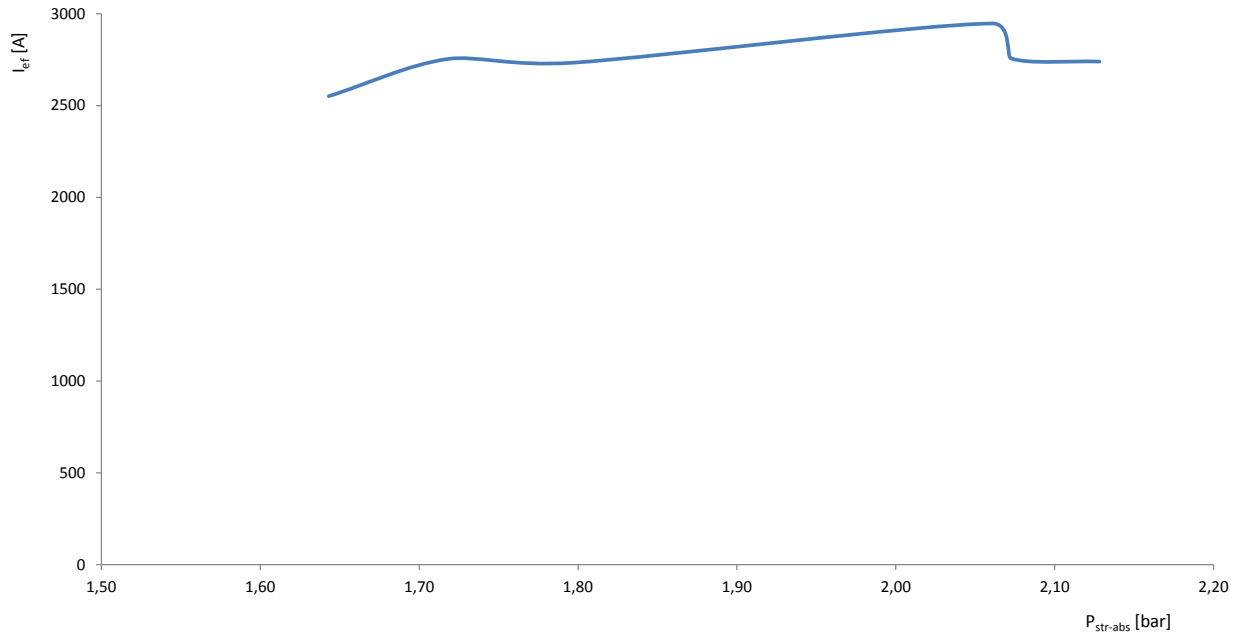
V (Obr. 7.4-1) je zobrazený priebeh veľkosti absolútneho tlaku pri jednotlivých pokusoch v čase. V (Obr. 7.4-2) je zobrazený priebeh veľkosti prúdu prechádzajúceho elektrickým oblúkom pri jednotlivých pokusoch v čase. V oboch prípadoch je vidieť, že jednotlivé priebehy pri jednotlivých pokusoch sú si podobné, líšia sa iba dobou trvania.

Tab. 7.4-1 Výpočet v_{str} pohybu katódovej a anódovej škrvny v závislosti od veľkosti $P_{str-abs}$ v parametrickom modeli zhášacej komory

d= 65mm			Katoda			Anoda			W_{acel} [J]	$P_{str-abs}$ [bar]
Pokus č.	I_{er} [A]	Vyf. Otvor	t [s]	s [mm]	v_{str} [ms^{-1}]	t [s]	s [mm]	v_{str} [ms^{-1}]		
24	2551	6x2	0,00402	130	324	0,00402	97	240	1994	1,64
25	2754	3x9	0,0045	133	295	0,0045	144	320	2165	1,72
39	2733	X	0,00416	130	312	0,00416	97	233	2048	1,80
22	2947	6x3	0,00594	136	230	0,00594	110	184	3211	2,06
21	2757	12x3	0,00594	126	212	0,00594	119	200	3346	2,07
23	2739	12x2	0,00562	98	174	0,00562	142	253	3145	2,13



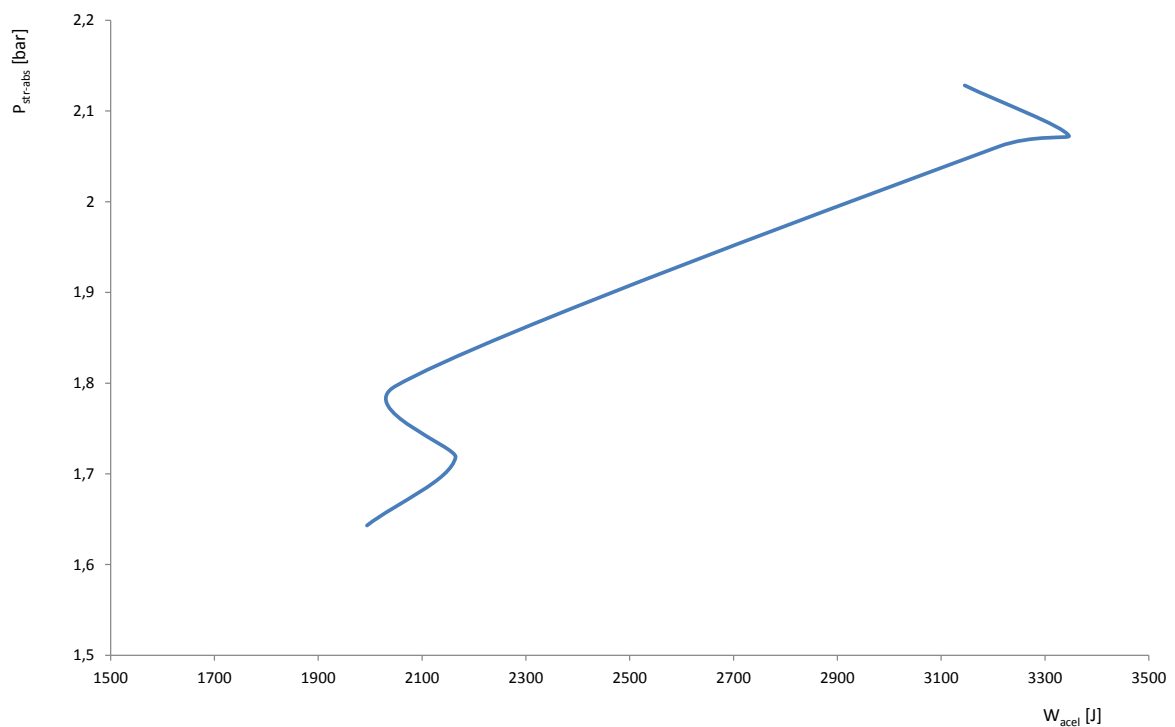
Závislost' efektívnej hodnoty prúdu od stredného absolútneho tlaku v komore



Obr. 7.4-3 Závislosť efektívnej hodnoty prúdu od stredného absolútneho tlaku v komore

Podľa priebehu zobrazeného v (Obr. 7.4-3) nárast $P_{str-abs}$ nezávisel od veľkosti efektívnej hodnoty prúdu, pretože bola približne pri jednotlivých pokusoch rovnaká.

Závislosť stredného absolútneho tlaku v komore od celkovej uvoľnenej energie elektrického oblúka

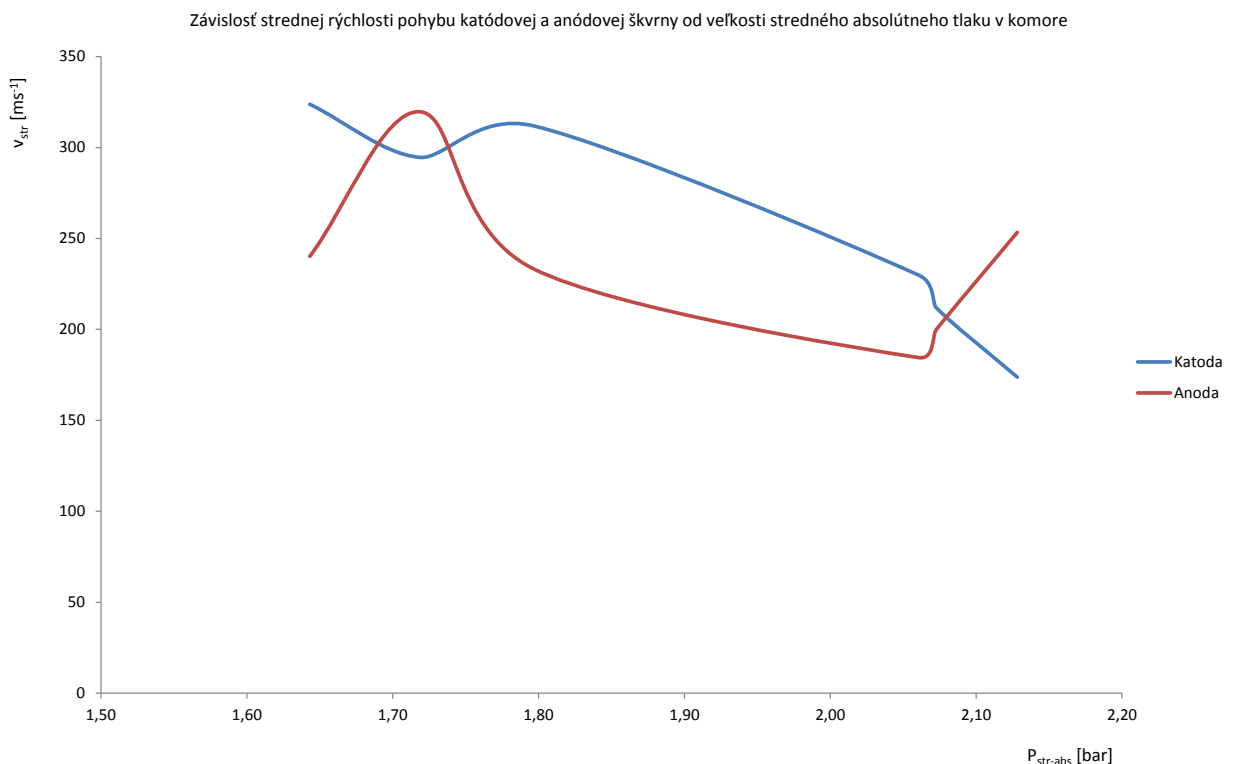


Obr. 7.4-4 Závislosť stredného absolútneho tlaku v komore od celkovej uvoľnenej energie elektrického oblúka

Čo nám však naznačuje priebeh v (Obr. 7.4-4) je, že veľkosť $P_{str-abs}$ súvisí s celkovou energiou elektrického oblúka. Tá závisí pri podobnom priebehu prúdu prechádzajúceho elektrickým oblúkom a zhruba podobnom priebehu napätia na oblúku pri jednotlivých pokusoch, hlavne na dobe, počas ktorej sa elektrický oblúk pohyboval. Môžeme povedať, že pri týchto predpokladoch, čím sa elektrický oblúk dlhšie pohyboval, tým hodnota $P_{str-abs}$ viac narastala.

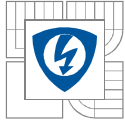
Celková energia elektrického oblúka vyjadruje práve množstvo energie uvoľnenej do okolia, z veľkej časti vo forme tepelnej energie a z menšej časti vo forme elektromagnetického žiarenia. Práve uvoľnená tepelná energia z elektrického oblúka sa priamo podieľala na rozpínaní vzduchu v parametrickom modeli zhašacej komory, a teda na náraste tlaku v ňom. Tým, že narastá tlak v parametrickom modeli, dochádza v ňom k rýchlejšiemu pohybu častíc vzduchu. Čím je pohyb častíc vzduchu rýchlejší v parametrickom modeli, tým aerodynamická sila pôsobiaca proti pohybu elektrického oblúka s konštantným tvarom a dĺžkou narastá.

Veľkosť $P_{str-abs}$ bola ovplyvnená aj voľbou veľkosti vyfukovacích otvorov. Čo je zaujímavé, neplatilo pravidlo, čím väčšie vyfukovacie otvory, tým menší tlak v komore.



Obr. 7.4-5 Závislosť strednej rýchlosti pohybu katódovej a anódovej škvvrny od veľkosti stredného absolútneho tlaku v komore

V (Obr. 7.4-5) je zobrazená závislosť v_{str} katódovej a anódovej škvvrny od veľkosti $P_{str-abs}$ v parametrickom modeli zhašacej komory. Závislosť nám naznačuje, že pri zvyšovaní tlaku v komore sa stredná rýchlosť elektródových škvŕn znižuje, čo podporuje vzťah celkovej energie elektrického oblúka a veľkosti $P_{str-abs}$ pri zhruba konštantnom tvare a dĺžke elektrického oblúka, a teda jeho konštantnom aerodynamickom odpore, čo sme čiastočne zaručili konštantnou vzdialenosťou elektród $d=65\text{mm}$.



Na pohybujúci sa elektrický oblúk a elektródové škvvrny pôsobila okrem elektrodynamickkej sily a aerodynamickej sily aj sily, ktoré vznikali podtlakom pred elektrickým oblúkom a pretlakom za ním alebo naopak.

Kedy vznikal pretlak alebo podtlak pred elektrickým oblúkom je ťažké odhadnúť, avšak súvisí to s tlakovými odrazmi v komore a aj s veľkosťou vyfukovacích otvorov. Na zistenie v ktorej časti parametrickom modeli vznikal podtlak alebo pretlak, by bolo potrebné použiť najmenej dva senzory tlaku.

Priebeh v_{str} katódovej a anódovej škvvrny od veľkosti $P_{str-abs}$ v parametrickom modeli zhášacej komory je platný iba pre daný objem a tvar parametrického modelu a to práve kvôli veľkosti vplyvu celkovej energie elektrického oblúka, a tým veľkosti tepelnej energie uvoľnenej do objemu vzduchu v zhášacej komore a tým veľkosti $P_{str-abs}$.

Veľkosť $P_{str-abs}$ závisí taktiež od vplyvu tlakových odrazov na elektrický oblúk, ak ho spomalia, zväčší sa čas pohybu, W_{acel} narastá, $P_{str-abs}$ narastá, v_{str} klesá pôsobením tlakových odrazov a zväčšujúcou sa aerodynamickou silou, ktorá súvisí so zväčšovaním $P_{str-abs}$, a teda nárastom rýchlosti pohybu častíc okolitého vzduchu v okolí elektrického oblúka.

Z (Obr. 7.4-5) je veľmi zaujímavý priebeh v_{str} oboch elektródových škvvrn, kedy obe priebehy klesajú, akurát v určitom zlome na začiatku a na konci priebeh v_{str} elektródových škvvrn je opačný. Po zamyslení uvediem odsek napísaný v kapitole 6.2.

Z toho plynie, že anódová škvvrna sa správa ako regulačný člen, a zaujme takú pozíciu ktorá je pre elektrický oblúk energeticky najvýhodnejšia a to bez väčších problémov, oproti katódovej škvvrne. Ak si predstavíme špagát pevne upevnený v jednom bode (katódová škvvrna) a v druhom bode bude špagát pripevnený na kladku, ktorá sa bude pohybovať po natiiahnutom lanku (anódová škvvrna) (pričom špagát je dlhší ako vzájomná vzdialenosť pevného bodu a natiiahnutého lanka) a do špagátu budeme fúkať jedným smerom, pričom na špagát pôsobí aj vietor rôzneho smeru, tak takto podobne sa správa elektrický oblúk a jeho elektródové škvvrny v parametrickom modeli zhášacej komory v krátkom časovom horizonte.

Z poznatkov z kapitoly 7.2. je jasné, že ak bude pôsobiť dostatočne veľká aerodynamická sila na elektrický oblúk, a zároveň veľká elektrodynamická sila, ktorá pôsobí práve proti aerodynamickej sile, elektrický oblúk bude účinne chladený. Ako som písal v kapitole 7.2, pre elektrický oblúk je energeticky náročné vytvárať novú katódovú škvvrnu, radšej sa predĺži a putuje s anódovou škvvrnou, pokiaľ vytvorenie novej katódovej škvvrny sa nejaví ako energeticky výhodnejšie.

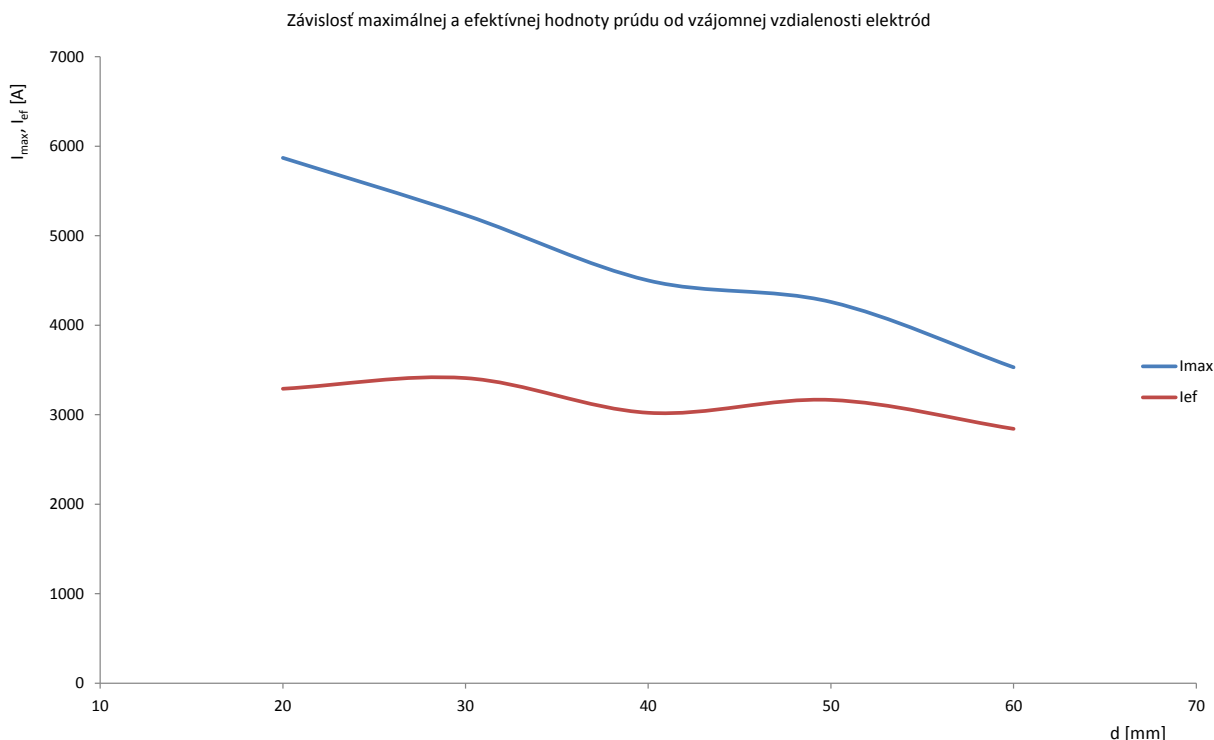
Čo znamená, ak sa pohybuje katódová škvvrna s veľkou v_{str} , a narastá tlak v komore, a teda sa elektrický oblúk účinne chladí tak, aby elektrický oblúk znížil veľkosť tohto chladenia a teda relatívnu rýchlosť voči okolitému vzduchu, tak anódová škvvrna, s ktorou ochotne rád pohybuje bude zaostávať za katódovou škvvrnou spolu s telom elektrického oblúka.

A naopak, ak sa pohybuje katódová škvvrna malou rýchlosťou ale vplyvom veľkej elektrodynamickkej sily je elektrický oblúk vŕhaný do zhášacej komory, tak anóda ochotne predbieha katódovú škvvrnu.

Z priebehu zobrazeného na (Obr. 7.4-5) je vidieť, že rýchlosť katódovej a anódovej škvvrny sa pohybuje v rozmedzí od 170 ms^{-1} do 330 ms^{-1} .

7.5 Vplyv zmeny veľkosti vzdialenosti elektród d v parametrickom modeli zhášacej komory na pohyb elektródových škvŕn.

Pri jednotlivých pokusoch som menil vzdialenosť elektród v parametrickom modeli zhášacej komory. Veľkosť vyfukovacích otvorov $3 \times \Phi 9$ a efektívna hodnota prúdu pretekajúceho cez elektrický oblúk boli pri všetkých pokusoch konštantné. Následne som rozanalyzoval pohyb elektródových škvŕn pomocou programu popísaného v kapitole .5.

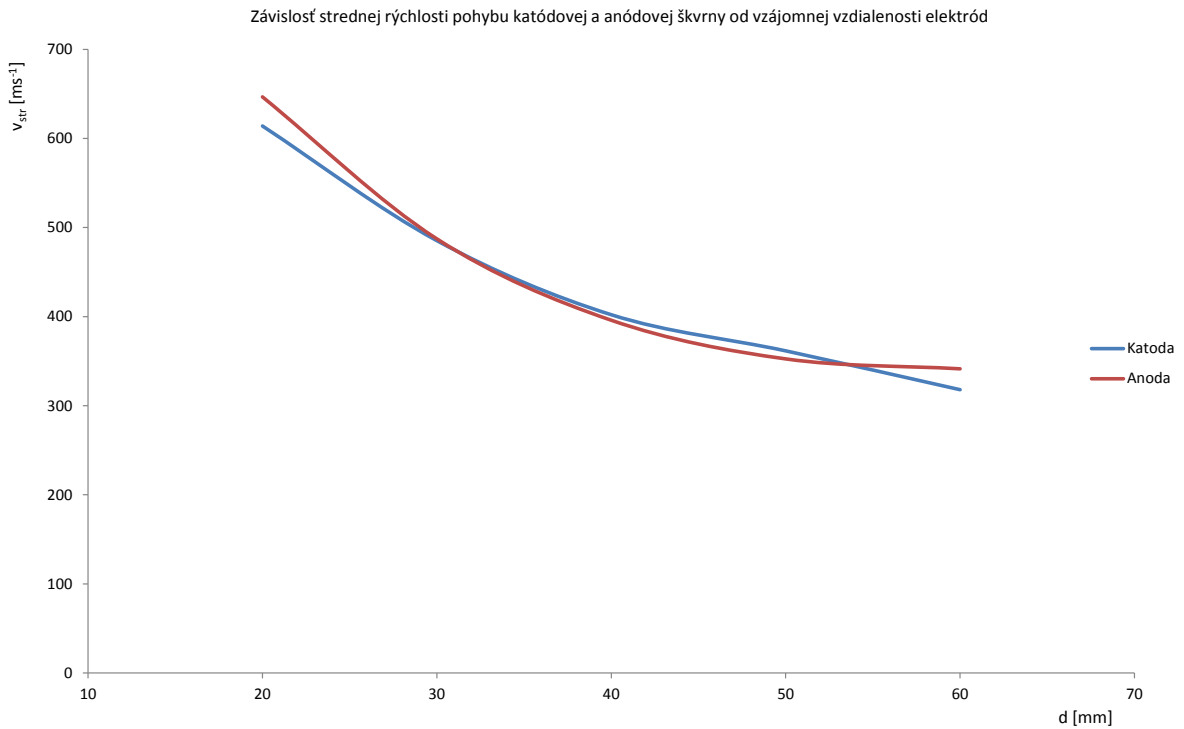


Obr. 7.5-1 Závislosť maximálnej a efektívnej hodnoty prúdu od vzájomnej vzdialenosti elektród d

Z (Obr. 7.5-1) je viditeľné, že veľkosť efektívnej hodnoty prúdu je zhruba konštantná a zmenou vzdialenosti elektród sa veľmi nemenila. Čo sa ale menilo je veľkosť maximálnej hodnoty prúdu pretekajúceho cez elektrický oblúk. Obvod bol napájaný tvrdým zdrojom pri všetkých pokusoch rovnakým výkonom. Čiže zmenšením vzájomnej vzdialenosti elektród sa stal elektrický oblúk vodivejším, tým pádom v ňom tiekol väčší prúd a oblúkové napätie pokleslo oproti pokusom pri ktorých bola vzdialenosť elektród väčšia.

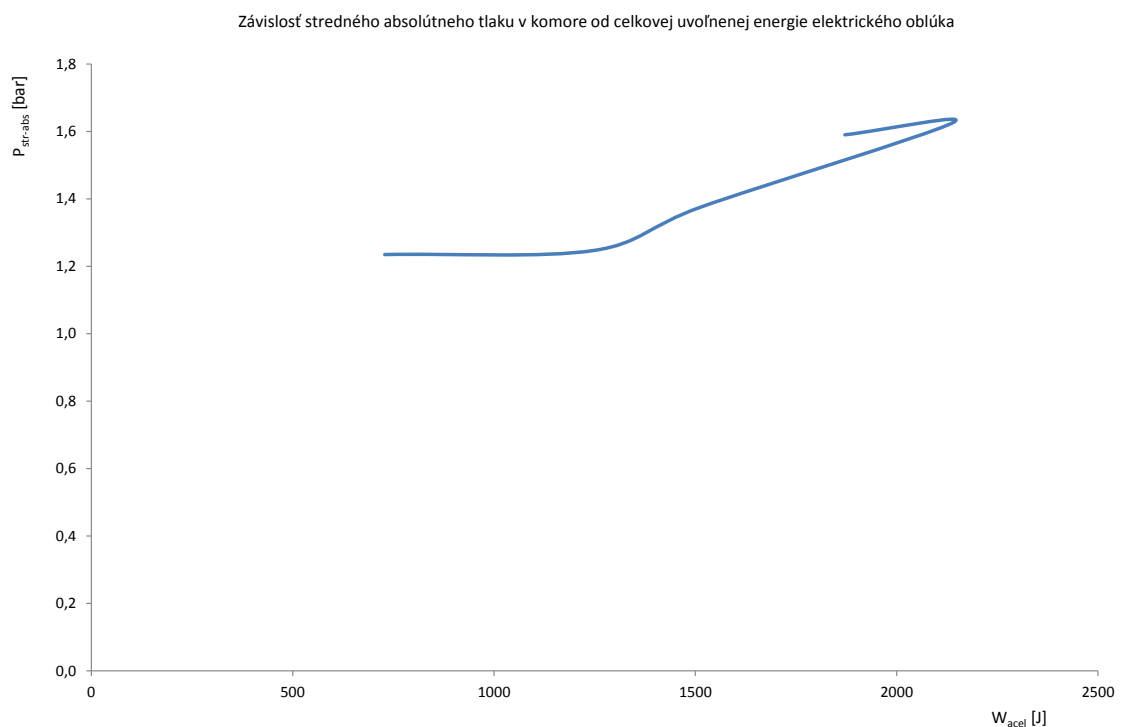
Tab. 7.5-1 Výpočet v_{str} pohybu katódovej a anódovej škvŕny v závislosti od vzájomnej vzdialenosti elektród d v parametrickom modeli zhášacej komory

3 x $\Phi 9$				Katóda			Anóda					
	Pokus č.	I_{\max} [A]	I_{ef} [A]	d [mm]	t [s]	s [mm]	v_{str} [ms^{-1}]	t [s]	s [mm]	v_{str} [ms^{-1}]	W_{acel} [J]	$P_{\text{str-abs}}$ [bar]
	31	3530	2843	60	0,00406	129	318	0,00406	139	341	1871	1,59
	33	4260	3166	50	0,00436	158	362	0,00436	154	353	2138	1,62
	34	4500	3022	40	0,0036	145	402	0,0036	143	396	1514	1,38
	35	5230	3410	30	0,00348	169	485	0,00348	170	487	1248	1,25
	36	5870	3290	20	0,00268	165	614	0,00268	173	647	729	1,23



Obr. 7.5-2 Závislosť strednej rýchlosti pohybu katódovej a anódovej škvŕny od vzájomnej vzdialenosti elektród

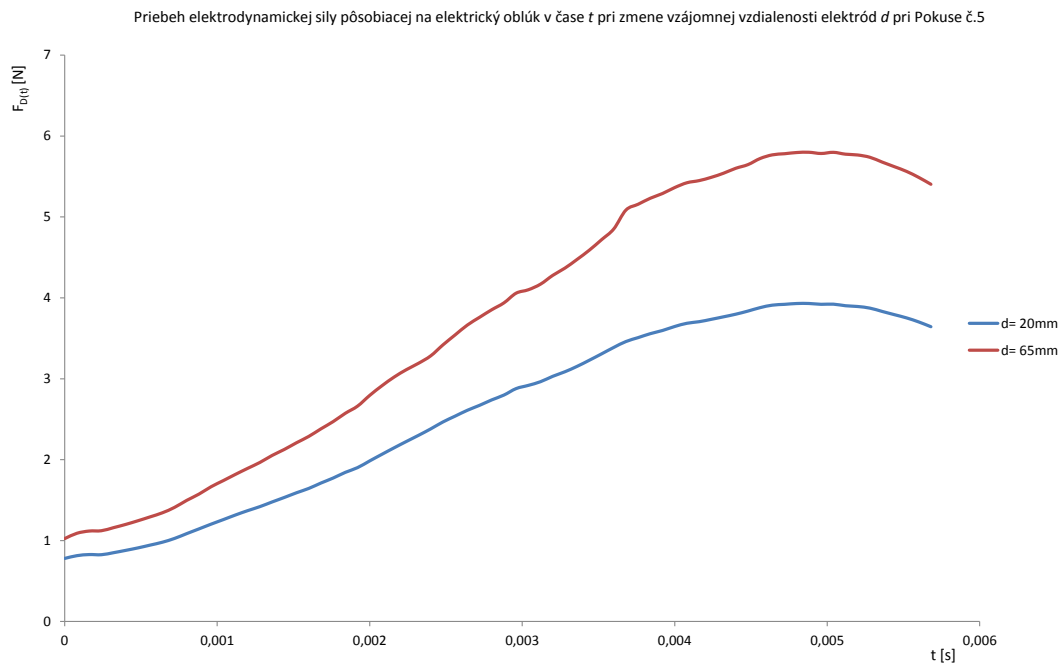
Z priebehu pohybu elektródových škvŕn zobrazeného na (Obr. 7.5-2) je možné súdiť, že zmenšovaním vzájomnej vzdialenosti elektród sa stredná rýchlosť pohybu elektródových škvŕn zväčšuje a jej veľkosť je v rozmedzí od $300\ ms^{-1}$ až $650\ ms^{-1}$.



Obr. 7.5-3 Závislosť stredného absolútneho tlaku v komore od celkovej uvoľnenej energie elektrického oblúka

Podľa priebehu v (Obr. 7.5-3) väčšia celková oblúková energia elektrického oblúka spôsobovala zväčšenie stredného absolútneho tlaku v komore.

Tým, že sa dĺžka tela elektrického oblúka vplyvom znižovania vzájomnej vzdialenosti elektród znižovala, fyzicky sa zmenšil aj zdroj tepelnej energie, ktorý spôsoboval rozpínanie vzduchu v parametrickom modeli. Preto sa zmenšil stredný absolútny tlak v parametrickom modeli pri znižovaní vzájomnej vzdialenosti elektród.

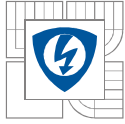


Obr. 7.5-4 Priebeh elektrodynamickej sily pôsobiacej na elektrický oblúk v čase t pri zmene vzájomnej vzdialenosti elektród d pri Pokuse č.5

Na (Obr. 7.5-4) je zobrazený vplyv zmeny vzájomnej vzdialenosti elektród na veľkosť elektrodynamickej sily pri uvažovaní konštantnej efektívnej hodnoty prúdu, ako je tomu na (Obr. 7.5-1). Je vidieť, že znižovaním vzájomnej vzdialenosti elektród sa elektrodynamická sila pôsobiaca na oblúk znižuje.

Z toho vyplýva, že elektrický oblúk, a teda elektródové škvrnky sa pohybovali znižovaním vzájomnej vzdialenosti elektród rýchlejšie preto, lebo došlo k zmenšeniu dĺžky tela elektrického oblúku, tým k zmenšeniu jeho aerodynamického odporu voči vzduchu v komore, a tým k zmenšeniu aerodynamickej sily pôsobiacej proti pohybu elektrického oblúka. Zároveň zmenšením dĺžky tela elektrického oblúka sa zmenšil aj stredný absolútny tlak v parametrickom modeli oproti pokusom pri väčšej vzdialenosti elektród.

Elektrický oblúk so znižovaním vzájomnej vzdialenosti elektród mal menší aerodynamický odpor, v parametrickom modeli bola menšia rýchlosť pohybu častíc vzduchu, a tým došlo k rapidnému poklesu veľkosti aerodynamickej sily pôsobiacej proti pohybu elektrického oblúka, a teda elektródových škvŕn oproti pokusom pri väčšej vzdialenosti elektród. Zároveň došlo zmenšením vzájomnej vzdialenosti elektród k zmenšeniu elektrodynamickej sily pôsobiacej na elektrický oblúk. Preto musela aerodynamická sila pôsobiaca proti pohybu elektrického oblúku klesnúť naozaj rapídne oproti pokusom pri väčšej vzájomnej vzdialenosti elektród, keďže stredná rýchlosť elektródových škvŕn sa zväčšovala pri znižovaní vzájomnej vzdialenosti elektród.



8 ZÁVER

Pre analýzu pohybu elektródových škvŕn som vytvoril parametrický model zhášacej komory s tvarovanou prúdovodnou dráhou spolu so zapáleným elektrickým oblúkom do tvaru dvojitého pravouhlého záhybu. V parametrickom modeli je možné meniť vzájomnú vzdialenosť elektród, počet plechov zhášacej komory a veľkosť vyfukovacích otvorov. V tomto parametrickom modeli zhášacej komory prebehlo 39 pokusov pri rôznych parametroch komory a výkonu dodávaného do elektrického oblúka. Počas týchto pokusov došlo dvakrát k deštrukcii komory.

Z 39 pokusov, ktoré prebehli v parametrickom modeli zhášacej komory, boli použiteľné pre ďalšiu analýzu pohybu elektródových škvŕn 27 pokusov. Z hľadiska optickej diagnostiky pohybu elektródových škvŕn som došiel k záveru, že pri použití kombinácií filtrov ND 1000 +16 nedošlo ani k preexponovaniu, ani k veľkému podexponovaniu snímky, a teda pre daný interval výkonov elektrického oblúka v týchto 39 pokusoch sa táto kombinácia filtrov javila ako najlepšia voľba.

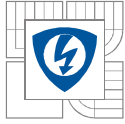
Pre ďalšie spracovanie snímok som vymyslel program, ktorý s potrebnými vstupnými údajmi sám lokalizoval katódovú a anódovú škvŕnu. Po spracovaní všetkých snímok z daného pokusu sám vypočítal a vykreslil pohyb katódovej a anódovej škvŕny v závislosti od času.

Zistil som, že na pohyb elektródových škvŕn a telo elektrického oblúka pôsobí ako elektrodynamická sila, tak aj aerodynamická sila a ďalšie sily spojené so vznikom pretlaku alebo podtlaku pred elektrickým oblúkom.

Ďalej som zistil, že katódová škvŕna sa pohybuje vplyvom elektrodynamической sily po elektróde skôr skokovo ako lineárne. Anódová škvŕna sa pohybuje niekedy popredu katódovej škvŕny a niekedy za ňou zaostáva, preto jej pohyb je oscilujúci po lineárnej krivke.

Posúdil som vplyv zmeny veľkosti efektívnej hodnoty prúdu I_{ef} pretekajúceho cez elektrický oblúk na pohyb elektródových škvŕn pri vzájomnej vzdialenosti elektród $d = 65\text{mm}$ a veľkosti vyfukovacích otvorov $3 \times \Phi 9$. Zistil som, že stredná rýchlosť v_{str} katódovej a anódovej škvŕny sa so zväčšujúcou efektívnou hodnotou prúdu zväčšuje, okrem v prípade pokusu č.15 a 16. V týchto pokusoch som narazili na takú veľkosť efektívnej hodnoty prúdu $I_{ef} = 4290\text{ A}$, pri ktorej nárast tlaku v parametrickom modeli, čiže aj nárast aerodynamickej sily pôsobiacej proti pohybu elektrického oblúka bol za celkový čas pohybu elektródových škvŕn oveľa rýchlejší ako pri iných pokusoch. Stredná rýchlosť katódovej a anódovej škvŕny sa pohybovala v rozmedzí od 200 ms^{-1} do 420ms^{-1} .

Posúdil som vplyv zmeny veľkosti $P_{str-abs}$ v parametrickom modeli zhášacej komory na pohyb elektródových škvŕn pri vzájomnej vzdialenosti elektród $d = 65\text{mm}$ a zhruba totožnej veľkosti I_{ef} prechádzajúcej cez elektrický oblúk. Priebeh v_{str} katódovej a anódovej škvŕny od veľkosti $P_{str-abs}$ v parametrickom modeli zhášacej komory je platný iba pre daný objem a tvar parametrického modelu, a to práve kvôli veľkosti vplyvu celkovej energie elektrického oblúka a tým veľkosti tepelnej energie uvoľnenej do objemu vzduchu v zhášacej komore a tým veľkosti $P_{str-abs}$. Veľkosť $P_{str-abs}$ závisí taktiež od vplyvu tlakových odrazov na elektrický oblúk, ak ho spomalila, zväčší sa čas pohybu, W_{acel} narastá, $P_{str-abs}$ narastá, v_{str} klesá pôsobením tlakových odrazov a zväčšujúcou sa aerodynamickou silou, ktorá súvisí so zväčšovaním $P_{str-abs}$ a teda nárastom rýchlosti pohybu častíc okolitého vzduchu v okolí elektrického oblúka. Stredná rýchlosť katódovej a anódovej škvŕny sa pohybovala v rozmedzí od 170 ms^{-1} do 330ms^{-1} .



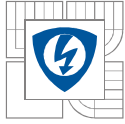
Posúdil som vplyv zmeny veľkosti vzájomnej vzdialenosti elektród d v parametrickom modeli zhášacej komory na pohyb elektródových škvŕn pri zhruba totožnej veľkosti I_{ef} prechádzajúcej cez elektrický oblúk a konštantnej veľkosti vyfukovacích otvorov $3x \Phi 9$. Zistil som, že stredná rýchlosť v_{str} katódovej a anódovej škvŕny sa so znižovaním vzájomnej vzdialenosti elektród d zväčšovala. Stredná rýchlosť katódovej a anódovej škvŕny sa pohybovala v rozmedzí od 300 ms^{-1} do 650 ms^{-1} .

Všetky priebehy, veľkosti a anomálie v priebehoch v_{str} katódovej a anódovej škvŕny pre jednotlivé zmeny parametrov platia len pre túto parametrickú komoru. Pretože aerodynamická sila pôsobiaca proti pohybu elektródových škvŕn je veľmi závislá na veľkosti tlaku v parametrickom modeli a ten je zase závislý na veľkosti objemu parametrického modelu. Tlakové odrazy sú taktiež závislé od objemu a tvaru parametrického modelu.

V ďalšom štúdiu pohybu elektródových škvŕn by bolo vhodné vytvoriť parametrickú komoru s premenlivou veľkosťou objemu. Vykonať všetky pokusy ešte raz a meniť pri nich parameter: objem parametrickej komory. Taktiež by bolo vhodné použiť minimálne dva senzory tlaku, na snímanie miesta pretlaku a podtlaku v komore v danom okamihu.

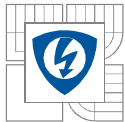
Výsledok tejto diplomovej práce je hlavne vo využiteľnosti stanovenia v_{str} elektródových škvŕn v bežných spínacích prístrojoch, v ktorých dochádza k zapáleniu elektrického oblúku a k snahe ho uhasiť. Rovnako je výsledok práce využiteľný pri konštrukcii spínacieho prístroja daných parametrov tak, aby sme dosiahli čo najväčšiu v_{str} elektródových škvŕn v celom rozsahu vypínaných skratových prúdov. Ak by sme vedeli pre dané parametre elektrického prístroja určiť v_{str} elektródových škvŕn, mali by sme reálnu predstavu o tepelných, tlakových účinkoch a pohybe elektródových škvŕn a elektrického oblúku v tomto prístroji. Tým by bolo možné ekonomickejšie navrhnuť ako prúdovodnú dráhu, zhášaciu komoru, tak aj samotný obal tohto prístroja. Taktiež by došlo k zmenšeniu potrebného množstva skúšok k vytvoreniu fungujúceho elektrického prístroja.

Touto prácou som potvrdil teoretické predpoklady vplyvu jednotlivých parametrov na pohyb elektródových škvŕn. Ďalej som narazil na anomálie v týchto pohyboch, ktoré sú charakteristické iba pre daný parametrický model zhášacej komory. Tieto anomálie sa budú vyskytovať aj pri iných objemoch komory, avšak pri iných parametroch komory a elektrického obvodu napájajúceho elektrickou energiou zapálený elektrický oblúk.



LITERATÚRA

- [1] GROSS, Boleslav. *Technika plazmatu: určeno pro posluchače fakulty elektrotechniky*. 1. vyd. Brno: Vysoké učení technické, 1985, 117 s.
- [2] HAVELKA, Otto. *Stavba elektrických přístrojů I*. 1. vyd. Brno: VUT, 1984. Učební texty vysokých škol.
- [3] AUBRECHT, V. *Fyzika a diagnostika plazmatu (přednášky VEE 07-086)*. Brno: 2007. 118 (s.)
- [4] LIBICH, Jan. *Co musí umět každý objektiv, aby fotky stály za to*. [online]. 2007, - [cit. 2013-12-11]. Dostupné z: <http://technet.idnes.cz/co-musi-umet-kazdy-objektiv-aby-fotky-staly-za-to->
- [5] KRACÍK, Jiří, Josef Bartoloměj SLAVÍK a Jaromír TOBIÁŠ. *Elektrické výboje*. Vyd. 1. Praha: Státní nakladatelství technické literatury, 1964, 220 s. Malá elektrotechnická knihovna, 23.
- [6] GROSS, Boleslav. *Elektrické výboje v plynech*. 1. vyd. Praha: SNTL-Nakladatelství technické literatury, 1967, 137 s. Populární přednášky o fyzice.
- [7] AUBRECHT, V. *Radiační transport energie v plazmatu elektrického oblouku*. Brno:1998, 130 s.
- [8] SAMOHEJL, M. *Rozšíření možností optické diagnostiky spínacího oblouku*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2016.
- [9] HAVELKA, Otto., a kol.: *Elektrické přístroje*. SNTL/ALFA, Praha, 1985, 436 s.
- [10] PHOTRON USA, Inc. *FASTCAM SA-X2*. USA. Dostupné z: http://www.photron.com/?cmd=product_general&product_id=39
- [11] CHEN, Francis F. *Úvod do fyziky plazmatu*. 3. vyd. Praha: Academia, 1984, 328 s.



PRÍLOHY

Príloha A Bočný kryt

Príloha B Vymeniteľný bočný kryt, Vymeniteľný bočný kryt 2

Príloha C Elektróda

Príloha D Priehľadný kryt

Príloha E Prípojnice

Príloha F Stĺpček

Príloha G Vložka + zapustenie

Príloha H Vložka

Príloha I Vrchný kryt, Vrchný kryt 2

Príloha J Zadný kryt, Zadný kryt 2

Príloha K Základňa, Základňa 2

Príloha L Zhášacia komora

Príloha M Parametrický model zhášacej komory, Parametrický model zhášacej komory typ-2