



TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI
www.tul.cz



FAKULTA TEXTILNÍ

DIPLOMOVÁ PRÁCE

**Studium elektromagnetického záření emitovaného při
elektrostatickém zvlákňování**

Study of electromagnetic radiations emitted during electrostatic spinning

Autor práce:

Tomáš Kalous

Vedoucí práce:

prof. RNDr. David Lukáš, CSc.

Liberec 2013

Záměrně vynecháno
Vložit zadání

TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI
FAKULTA TEXTILNÍ

Katedra netkaných textilií a nanovláknenných materiálů

Studijní program: Textilní inženýrství

Studijní obor: Textilní materiálové inženýrství

Rozsah práce: 74

Počet stran textu: 63

Počet obrázků: 52

Počet tabulek: 8

Počet stran příloh: 0

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svou diplomovou práci vypracoval samostatně a použil jsem pouze podklady (literaturu, projekty, SW atd.) uvedené v příloženém seznamu.

Nemám závažný důvod proti užití tohoto školního díla ve smyslu § 60 Zákona č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon).

Užiji-li diplomovou práci nebo poskytnu-li licenci k jejímu využití, jsem si vědom povinnosti informovat o této skutečnosti TUL; v tomto případě má TUL právo ode mne požadovat úhradu nákladů, které vynaložila na vytvoření díla, až do jejich skutečné výše.

V Liberci dne

podpis:

Poděkování

*Rád bych vyjádřil své poděkování vedoucímu mé diplomové práce, panu **Prof. RNDr. Davidu Lukášovi, CSc.** za čas a úsilí, který mi věnoval po dobu studia i v průběhu sestavování této práce. Mé velké díky patří i panu **Ing. Pavlu Pokornému, Ph.D.**, paní **Ing. Julii Soukupové**, paní **Ing. Janě Bajákové** a panu **Doc. Richardu Charvátovi**, kteří mi mnohokrát přispěli cennou radou a pomohli mi při rozhodování, jakým směrem se při práci vydat.*

Abstrakt

Diplomová práce se zabývá prozkoumáním fyzikálních zákonitostí, jež osvětlují vznik různých zářivých výbojů při elektrostatickém zvlákňování. Inspiraci čerpá z experimentů provedených v nedávné době v zahraničí. Vychází z původní práce F. W. Peeka (1929), kterou modifikuje a poznatky rozšiřuje na novou sadu experimentů. Pomocí spektrometrů schopných detekovat UV a RTG záření porovnává rozdílné experimentální sestavy a jimi emitovaná záření na rozdílných energiích. Výstupní informace by měly sloužit k popsání záření, které jsou pozorovatelné při elektrostatickém zvlákňování. Získané poznatky mohou posloužit ke konstrukci zařízení na detekci rozdílných látek v plynných atmosférách nebo filtrů, jež by pomocí vysokých elektrických intenzit na vodičích a generování ozónu rozkládaly cizorodé látky procházející tělesem filtru.

Klíčová slova:

- Elektrostatické zvlákňování
- UV záření
- RTG záření

Abstract

The chosen topic of the diploma thesis explores physical laws explaining formation of different glowing discharges occurring during electrospinning. Work draws inspiration from experiments in recent journal contributions. The work is based on original Peek's monograph, which is modified in process and new conclusions are drawn from new sets of experiments. The thesis compares different experimental setups and their emitted radiation on different energy levels, using devices capable of detecting UV and X-rays. Obtained information should be sufficient for describing discharges which occurs during electrospinning. Information should be useful for construction of devices capable detecting various substances in gaseous atmospheres, or killing microorganisms inside a device with generated high electric intensities and ozone.

Key words:

- Electrospinning
- UV radiation
- X-rays

Obsah

SEZNAM OBRÁZKŮ.....	3
SEZNAM TABULEK.....	6
PŘEHLED POJMŮ A DEFINIC	7
1 ÚVOD	8
2 TEORETICKÁ ČÁST PRÁCE.....	9
2.1 SPEKTROSKOPIE VÝBOJŮ.....	10
2.1.1 <i>Spektroskopická studie elektrických výbojů při elektrostatickém rozprašování.....</i>	<i>10</i>
2.1.2 <i>Emisní spektroskopie atmosférické plazmy pro biomedicínské a environmentální účely</i>	<i>13</i>
2.2 VÝPOČET IONTOVÉHO POLE V OKOLÍ LINEÁRNÍCH VODIČŮ.....	15
2.2.1 <i>Intenzita pole v okolí lineárních vodičů ve vakuu</i>	<i>15</i>
2.2.2 <i>Potenciál v okolí lineárních vodičů se započtením iontového oblaku.....</i>	<i>19</i>
2.3 ELEKTROMAGNETICKÉ SPEKTRUM.....	21
2.3.1 <i>Viditelné spektrum</i>	<i>22</i>
2.3.2 <i>Ultrafialové spektrum.....</i>	<i>22</i>
2.3.3 <i>Rentgenové záření.....</i>	<i>23</i>
2.4 ZÁKLADY KVANTOVÉ MECHANIKY	24
2.4.1 <i>Úvod do kvantové mechaniky</i>	<i>24</i>
2.4.2 <i>Rydbergova konstanta a spektrum vodíku.....</i>	<i>27</i>
2.4.3 <i>Odvození Schrödingerovy rovnice</i>	<i>29</i>
2.5 PEEKŮV EXPERIMENT.....	31
2.5.1 <i>Popis provedení experimentu</i>	<i>31</i>
2.5.2 <i>Peekovy vzorce</i>	<i>32</i>
2.6 RUNAWAY ELEKTRONY A RENTGENOVÉ PAPRSKY KORÓNY VE STANDARDNÍ ATMOSFÉŘE	33
2.7 PROGRAM BLENDER.....	38
3 PRAKTICKÁ ČÁST PRÁCE	39
3.1 PEEKOVO ZAŘÍZENÍ.....	39
3.2 SIMULOVÁNÍ V PROGRAMU BLENDER.....	40
3.2.1 <i>Vyhodnocení simulace.....</i>	<i>42</i>
3.3 ZJIŠŤOVÁNÍ KOREKČNÍCH HODNOT.....	44
3.4 MĚŘENÍ VOLTAMPÉROVÝCH CHARAKTERISTIK.....	45
3.5 MĚŘENÍ KRITICKÉHO OKAMŽIKU VZNIKU KORÓNY	46
3.5.1 <i>Měření prvního typu vodiče.....</i>	<i>46</i>
3.5.2 <i>Měření druhého typu vodiče</i>	<i>48</i>
3.5.3 <i>Měření třetího typu vodiče</i>	<i>49</i>
3.6 OBRAZOVÝ A SPEKTRÁLNÍ ZÁZNAM Z MĚŘENÍ NA PEEKOVĚ ZAŘÍZENÍ A NÁSTAVCI	51
3.6.1 <i>Vizuální záznamy.....</i>	<i>51</i>
3.6.2 <i>Spektrální záznam Peekova experimentu.....</i>	<i>52</i>
3.7 KONSTRUKCE PŘENOSNÉHO ZAŘÍZENÍ GENERUJÍCÍHO UV ZÁŘENÍ.....	56
3.7.1 <i>Prvotní prototypy generátorů UV záření</i>	<i>56</i>

3.7.2	<i>Finální konstrukce generátoru UV záření</i>	58
3.8	VLASTNÍ ZAŘÍZENÍ PRO UCHYCENÍ VLÁKEN ZHOTOVENÝCH METODOU DRAWING	61
3.8.1	<i>Experimenty s vlákny zhotovenými metodou tažení</i>	62
3.8.2	<i>Spektrální záznamy kapiláry</i>	66
3.9	ZAZNAMENÁNÍ RENTGENOVÉHO ZÁŘENÍ	68
4	VÝPOČET VLNOVÉ DÉLKY	70
5	ZÁVĚR	72
6	POUŽITÉ ZDROJE	73

Seznam obrázků

obr. 1 - schéma sestavy použité při Jaworkově experimentu [1].....	10
obr. 2 - spektrum elektrosprayingu destilované vody a CuSO_4 (3%) v běžné atmosféře [1]	11
obr. 3 - elektrické schéma experimentu [2]	13
obr. 4 - emisní spektrum stejnosměrného výboje v UV oblasti [2]	14
obr. 5 - Gaussova plocha nabitého vlákna [3]	16
obr. 6 - schéma vodičů [4].....	17
obr. 7 - spektrum elektromagnetických vln [3]	21
obr. 8 - vizuální srovnání tvorby rentgenového záření. Levý obrázek ukazuje brzdné záření, pravý charakteristické. [7]	23
obr. 9 - Youngův pokus [3]	24
obr. 10 - stínítko se zaznamenaným dopadem 7 elektronů, které nevykazuje nic zvláštního [3]	26
obr. 11 - stínítko se zaznamenaným dopadem 70 000 elektronů ukazuje vlnové chování elektronu [3]..	26
obr. 12: - série prvních spektrálních čar [6]	28
obr. 13 - Peekovo zařízení pro pozorování korónových výbojů	31
obr. 14 - záznamy koróny generované pomocí Teslova transformátoru s rozdílným časem expozice (s). (a) - 1/60, (b) - 1, (c) - 1/2000 [11]	34
obr. 15 - Korónový výboj (při napětí 120 kV a vzdálenosti elektrod 18 cm) generovaný pomocí druhého typu generátoru. Snímky (a) a (b) jsou záznamem přenosu z jehly na desku, (c) a (d) záznam přenosu z válce na desku. Záznamy (a) a (c) mají delší dobu expozice. [11]	34
obr. 16 - zapojení třetího typu generátoru : 1-generátor, 2-izolace, 3-cylindrická komora, 4-vnitřní vodič, 5-mosazná katoda, 6-zakončení komory (Cu), 7-fólie (AlBe), 8-kolektor, 9-fólie (průzor), 10-kolektor, 11-dozimetr. [11].....	35
obr. 17 - záznam výboje zachycený skrze průzor (zdrojem je třetí typ generátoru). Záznam pěti pulzů s dlouhou expozicí. [11]	35
obr. 18 - záznamy (a) a (b) pořízené na generátoru č. 1 a (c) na generátoru 4. Spektra jsou pořízena pomocí různých spektrometrů. Spektrum (c) je zaznamenáno na stejném spektrometru (StellarNet), jenž bude užít v praktické části této DP. [11]	36
obr. 19 - Peekovo zařízení tvořené dřevěným rámem a hliníkovými disky.....	40
obr. 20 - jednotlivé kroky simulování soustavy v Blenderu	41

obr. 21 - souřadnicový systém využitý při vyhodnocení	42
obr. 22 - srovnání relativních hustot částic	43
obr. 23 - výkonová korekční funkce	44
obr. 24 - napěťová korekční funkce	45
obr. 25 - voltamp. charakteristiky pro vodič o průměru 14 μm s rozdílným parametrem vzdálenosti	46
obr. 26 - závislost napětí na vzdálenosti porovnávací Peekův výpočet a praktické pozorování pro vodič o průměru 900 μm	47
obr. 27 - závislost napětí na vzdálenosti - srovnání Peekova výpočtu a praktického pozorování pro vodič o průměru 14 μm	49
obr. 28 - (1) nástavec pro Peekovo zařízení, (2) aplikace dvou sad prototypů na dřevěném rámu	49
obr. 29 - závislost napětí na vzdálenosti - srovnání Peekova výpočtu a praktického pozorování pro vodič o průměru 8 μm	50
obr. 30 - (1) fotografický a UV (2) záznam Peekova zařízení s vodičem (\emptyset 900 μm) pořízený v temné komoře. Elektroda s kladným potenciálem (A) je na levé straně, uzemněná elektroda (B) na pravé.	51
obr. 31 - schéma zapojení měřících přístrojů užitých při experimentech na kopii Peekova zařízení	52
obr. 32 - srovnání spektr. záznamu při vzdálenostech 4 cm a 14 cm pro vodiče o průměru 900 μm	53
obr. 33 - srovnání spektrálního záznamu při vzdálenostech 4 cm a 14 cm pro vodiče o průměru 14 μm	54
obr. 34 - srovnání spektrálního záznamu při vzdálenostech 4 cm a 14 cm pro vodiče o průměru 8 μm	55
obr. 35 - prototyp 1	56
obr. 36 - UV záznam prototypu 1. Korónový výboj v blízkosti drátového vodiče (1) září jen naproti plastové komponentě zařízení (2)	57
obr. 37 - finální zařízení, kapsle s nataženými vodiči (1) je následně vsunuta do plastového krytu (2)	58
obr. 38 - zapojení při experimentech s kapslí. Kapsle (1) s přivedeným napětím (2), uzemnění (3), čočka se světlovodem (4) a přívodní a odvodní trubice (5 a 6)	59
obr. 39 - spektrální záznam kapsle s vodičem o průměru 14 μm	60
obr. 40 - nastavitelný stojan pro měření vláken zhotovených metodou tažení	61
obr. 41 - geometrie experimentů se stojanem	62
obr. 42 - PVA vlákna a jejich záznam pořízený UV kamerou ve tmě (1) s přidaným osvětlením (2)	63
obr. 43 - kamerový UV záznam ve tmě (1) s přidaným osvětlením	64

obr. 44 - pozlacená PCL vlákna	65
obr. 45 - UV spektrum pozlaceného PCL vlákna zhotoveného metodou drawing.....	65
obr. 46 - kamerový UV záznam kapiláry.....	66
obr. 47 - spektrální UV záznam kapiláry distribuující PVA - 12%	67
obr. 48 - RTG záznam dvou referenčních zářičů (měřeno samostatně).....	68
obr. 49 - RTG záznam měření obou zářičů najednou (liší se pořadím směrem k spektrometru).....	68
obr. 50 - schéma experimentu s detekcí RTG záření.....	69
obr. 51 - závislost pot. na vzdálenosti od povrchu vlákna ve vakuu. $U=10000\text{ V}$; $S=0,1\text{ m}$; $a=7\cdot 10^{-6}\text{ m}$	70
obr. 52 - průběh modifikované Besselovy funkce nultého řádu na intervalu $\langle 0; 6 \rangle$	71

Seznam tabulek

tab. 1 - rozdělení ultrafialového spektra [4]	22
tab. 2 - rozdělení rentgenového záření [6]	23
tab. 3 - vypočítané vlnové délky spekter emitované vodíkem.....	28
tab. 4 - přehled rozdílných typů záznamů výbojů generovaných různými generátory	36
tab. 5 - souhrn průměrných hodnot pro různé obsahy v jednom snímku animace	42
tab. 6 - srovnání hodnot Peekova výpočtu a praktického pozorování.....	47
tab. 7 - srovnání hodnot Peekova výpočtu a praktického pozorování.....	48
tab. 8 - srovnání hodnot Peekova výpočtu a praktického pozorování.....	50

Přehled pojmů a definic

Runaway electrones	- relativistický pojem označující elektrony spouštějící lavinovou reakci po srážce s molekulami ve vzduchu
Leader charge	- horký, vodivý proud plasmy, jenž hraje klíčovou úlohu při proražení izolujícího materiálu (v našem případě vzdušná atmosféra)
Teslův transformátor	- vysokofrekvenční zdroj pracující na rezonančním principu, jehož výstupem je velmi vysoké napětí
Renderování	- tvorba reálného obrazu na základě počítačového modelu
Korónový výboj	- typ elektrického výboje probíhajícího v plynech na ostrých hranách elektrod
Jiskrový výboj	- krátkodobý samostatný výboj vznikající při vysokém napětí mezi dvěma vodiči za atmosférického tlaku
Doutnavý výboj	- samostatný výboj s viditelnou složkou probíhající při malých proudech

1 Úvod

Nanotechnologie - slovo, které je v dnešní době rychlého technologického pokroku skloňováno velmi často. Od roku 1959, kdy bylo poprvé zmíněno fyzikem Richardem Feynmanem v souhrnu přednášek "Tam dole je mnoho místa", došlo k rozvoji a rozšíření tohoto technologického konceptu do velkého množství oborů. Elektronický, chemický, strojírenský a vojenský průmysl aplikoval nově poznané objevy relativně rychle. Textilní průmysl nedokázal dlouho využít průmyslový potenciál nanotechnologií. Vše se změnilo v roce 2003, když profesor Oldřich Jirsák, člen Katedry netkaných textilií na Technické univerzitě v Liberci vynalezl stroj Nanospider využívající technologického procesu elektrostatického zvlákňování. Během následujících let pokračoval výzkum tvorby nanovláken z polymerů. Vznikaly stále nové stroje a jejich modifikace sloužící k efektivnější výrobě, nové nebo modifikované materiály a oblasti jejich využití.

Po celou dobu vývoje nanovláknenných materiálů převažovala snaha zkoumat výslednou strukturu produktu nad mapováním energetických projevů produkovaných při jeho tvorbě. V článcích rozebraných v rámci práce bude nastíněno budoucí využití elektrod, jenž se svými proporci mohou přiblížit nanovláknenným útvarům. Jedná se konkrétně o využití spektroskopického záznamu pro detekci prvků v atmosféře a vytvoření experimentálních podmínek pro konstantní generování rentgenového záření v běžných atmosférických podmínkách. Tento objev by umožnil konstrukci velkého počtu zařízení schopných měřit a zkoumat strukturu a energetické projevy širokého spektra materiálů a jevů při zjednodušení konstrukce a manipulace proti dosavadním zařízením.

Vlastní práce se snaží osvětlit rozdílná záření produkovaná při tvorbě nanovláken. První experimenty budou provedeny na kovových drátových elektrodách, jenž budou svými průměry odpovídat běžným vodičům. V případě úspěšného záznamu, který bude proveden opticky nebo pomocí UV kamery, bude pozorování rozšířeno o spektroskopický záznam pořízený na UV spektrometru, nebo v případě úspěchu na rentgenovém spektrometru. Série pokusů bude nejprve snižovat průměry elektrod a poté se pokusí přejít na vodiče nekovového původu.

V další části práce bude sestaveno zařízení, které pomocí záření zjištěných při předcházejících sadách experimentů umožní nebo nastíní potenciální užití ve dvou oblastech. První oblastí je detekování prvků v plynných atmosférách. Druhou je rozklad nebezpečných látek pomocí generovaného záření.

2 Teoretická část práce

Tuto část je možné rozdělit na několik podsekcí. V první jsou zmíněny dva články, které poskytují mnoho cenných údajů pro následné experimentování v praktické části práce. Jedná se o polský článek popisující různé typy výbojů probíhajících při procesu elektrosprayingu. Při užití podobné sestavy přístrojů, která je dostupná v laboratořích TUL, byly rozpoznány různé typy výbojů (korón). Následně proběhlo jejich vyhodnocení pomocí UV spektrometru. Po přidání solí do sprejovaného roztoku byly na spektru identifikovány konkrétní píky přidaných solí na předpokládaných vlnových délkách. Druhým článkem je příspěvek slovenských autorů, který v zaznamenaném spektru konkretizuje dané typy výbojů a jejich pozici. Detailněji prozkoumává fyzikální charakteristiky výbojů a podmínky nutné k jejich vybuzení.

Další sekce teoretické části poskytuje obecný přehled různých znalostí nutných k dostatečnému pochopení dějů probíhajících při experimentech v praktické části práce. Jedná se o informace týkající se chování elektrického pole kolem lineárních vodičů. Popis spekter, která budou cílová při zaznamenávání experimentů. Objasnění několika mechanismů, které poskytuje obor kvantové mechaniky. Odvození základního tvaru Schrödingerovy rovnice.

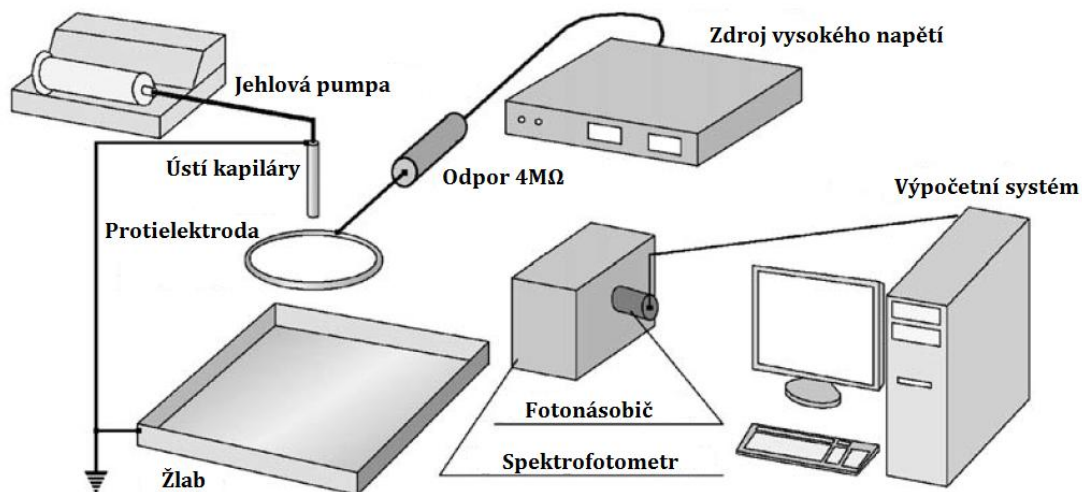
V poslední části bude popsán Peekův experiment, který je klíčový pro vypracování praktické části diplomové práce a simulační prostředí programu Blender, pomocí kterého bude zhotoven přibližný model chování nabitých částic kolem dvou lineárních vláknenných vodičů. Tento model poskytne určitá data vztažená k reálnému Peekově experimentu.

2.1 Spektroskopie výbojů

2.1.1 Spektroskopická studie elektrických výbojů při elektrostatickém rozprašování

Článek studuje emisní spektra elektrických výbojů, které vznikají při elektrosprayingu. Vypařující se atomizovaná kapalina a její molekuly jsou ionizovány nebo excitovány do vyšších stavů díky kolizím s volnými elektrony, ke kterým dochází v okolí ústí trysky. Pomocí emisní spektroskopie dochází k detekování a následnému určení těchto excitovaných/ionizovaných stavů, nebo solí rozpuštěných v roztoku. Při experimentu dochází k pozorování dvou typů výboje. Jedná se o tzv. doutnavý výboj, nebo korónový výboj (jenž je pozorován jen při nastavení vyšších napětí).

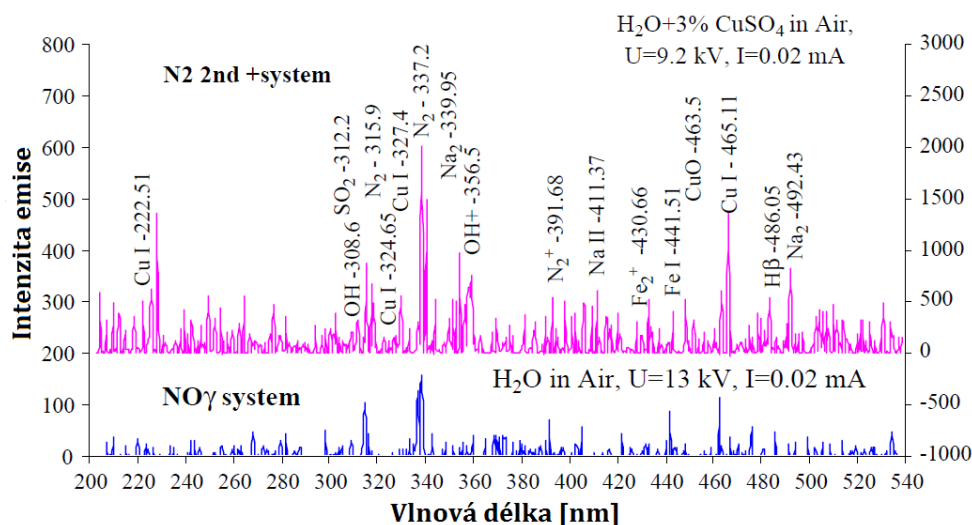
Na obr. 1 můžeme vidět schéma experimentální sestavy. Kovová kapilára má vnější průměr 0,8 mm a je uzemněna. Pumpa poskytuje konstantní průtok 50 ml/h. Protielektroda zhotovená z kovového kroužku má průměr 20 mm. Rezistor s odporem 4 M Ω je užit z důvodu stabilizování proudu a zabránění vzniku jiskrového výboje. Vzdálenost mezi špičkou kapiláry a protielektrodou je 15 mm (konstantně). Spektrální rozsah fotometrického systému byl v rozmezí 200 až 600 nm. [1]



obr. 1 - schéma sestavy použité při Jaworkově experimentu [1]

První experimenty proběhly s destilovanou vodou, jejíž vodivost byla $3 \times 10^3 \Omega$. Sprejování probíhalo velmi spolehlivě. Záře byla pozorována a zaznamenána i při nízkých napětích (pod 5 kV). Její intenzita rostla se zvyšujícím se napětím. Při vyšším napětí a se zapojením dostatečného odporu došlo ke stabilizování kontinuálního výboje, který dosáhl hodnoty zlomku mA a generoval korónový výboj. Při užití extrémně vysokého napětí (práce nespécifikuje hodnotu), jenž poskytlo průtok proudu v řádu několika mA, došlo k zapálení obloukového výboje. V této fázi došlo k zániku sprejování, protože díky přemostění elektrod obloukovým výbojem pokleslo napětí v systému.

Následující spektroskopická měření proběhla z důvodu objasnění ionizačních, disociačních a excitačních procesů, které doprovázejí elektro spraying. Podle hypotézy by se měly mimo spektrálních linií plynných molekul ve spektroskopickém záznamu vyskytovat také linie přidaných prvků rozpuštěných ve vodě. V měřeních byly užity rozpuštěné soli CuSO_4 a KI . Pro lepší provázanost s diplomovou prací (a použitým spektrometrem) bude detailněji popsána varianta s CuSO_4 . Při sprejování solných směsí dochází ke zvýraznění koróny a rozpuštěné prvky: Na, Cu, K, I radikály jsou identifikovatelné na spektrech. V grafu jsou nejvýraznějšími spektrálními liniemi ty, jenž jsou tvořeny excitací a ionizací molekul obsažených ve vzdušné atmosféře. Jedná se převážně o molekuly na bázi dusíku. Nejvýraznější pásy pro vibrační přechody (v' , v'') kladně nabitých systémů jsou 315,9; 337,2; 380,5 a 357,7 nm. Tyto linie ukrývají emisní spektra jiných prvků. [1]



obr. 2 - spektrum elektro sprayingu destilované vody a CuSO_4 (3%) v běžné atmosféře [1]

Spektrální linie NO γ systému (modrá linie) vykazuje na hodnotách 237; 247,9 a 259,6 nm excitování metastabilních stavů N $_2$. Tyto linie indikují produkci oxidů dusíku při výboji. Molekuly OH, jenž byly zaznamenány ve spektru jsou produkovány díky disociaci vody způsobené dopadem elektronů tzn. $e+H_2O\rightarrow OH+H+e$. Emisní linie na hodnotách 308,9; 306,4 a 282,9 nm odpovídá emisním liniím OH radikálů (v závislosti na stupni excitace). Pík na hodnotě 434,1 nm odpovídá Balmerově emisní sérii pro plynný vodík, jenž je produkován disociací H $_2$ O. Stopové prvky (Fe, Cu, Na) mohou být přítomny ve vodě nebo materiálu ze kterého je zhotovena kapilára. [1]

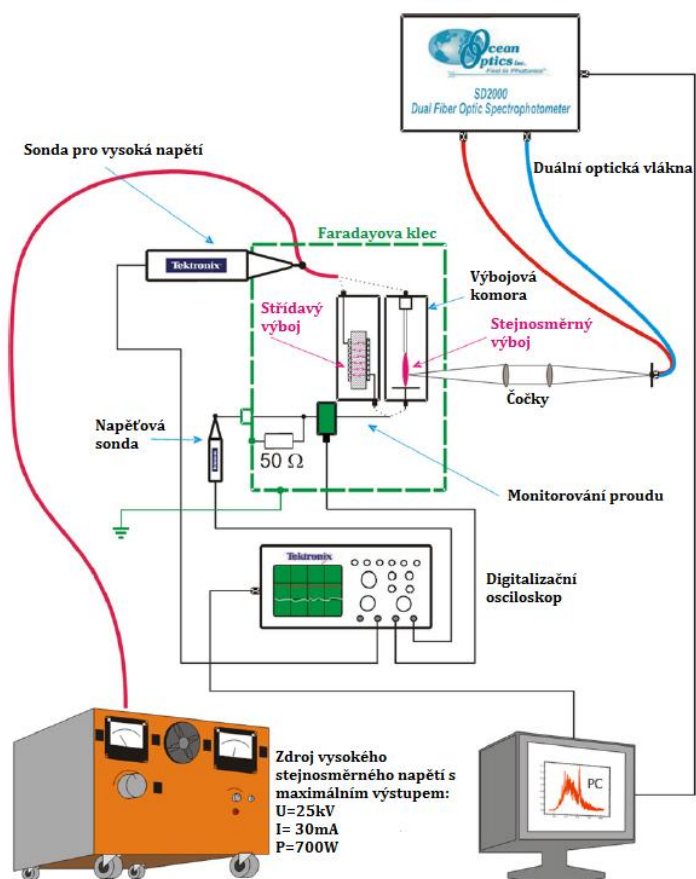
Závěry jsou následující:

- 1) Sprejované vodivé kapaliny ve vzdušné nebo jiné atmosféře při standardním tlaku doprovází všechny typy elektrosprayingu ionizací plynu. Oba typy výbojů (doutnavý a korónový) byly lokalizovány a zdokumentovány u celého povrchu kapaliny.
- 2) Náboj nesený plynnými ionty může přispívat k vedení proudu, jenž je svou hodnotou porovnatelný s tekutými kapkami. Prostorový náboj, jenž vzniká díky kapičkám a iontům, redukuje elektrické pole na kapalné trysce a potlačuje proudový výboj koróny.
- 3) Spektroskopická analýza poukazuje na pravděpodobné zakrytí spekter dalších prvků výraznými píky dusíku. Tyto "skryté" prvky jsou však detekovány na jiných vlnových délkách, které byly v tomto experimentu naměřeny.

2.1.2 Emisní spektroskopie atmosférické plazmy pro biomedicínské a environmentální účely

Práce popisuje rozdílné typy korónových výbojů vznikajících v kyslíkové nebo dusíkové atmosféře. Jejím účelem je poukázat na použitelnost těchto jevů v průmyslových oborech jako např.: čištění odpadních vod, čištění ovzduší, bio-dekontaminace, sterilizace, identifikace prvků a mnoho jiných.

Popisuje stejné typy korónových výbojů, jako tomu bylo v předešlém oddílu (2.1), ale přidává některé nové poznatky. Pomocí UV-spektrální analýzy je možné určit detailní stavy plazmy jako například: rotační, vibrační a elektronové excitační teploty a tím pádem velikost chemické nerovnováhy v systému. Další možností je detekování radikálů a aktivních atomů nebo molekul, což umožňuje bližší nahlédnutí do chemických procesů odehrávajících se v plazmě. [2]



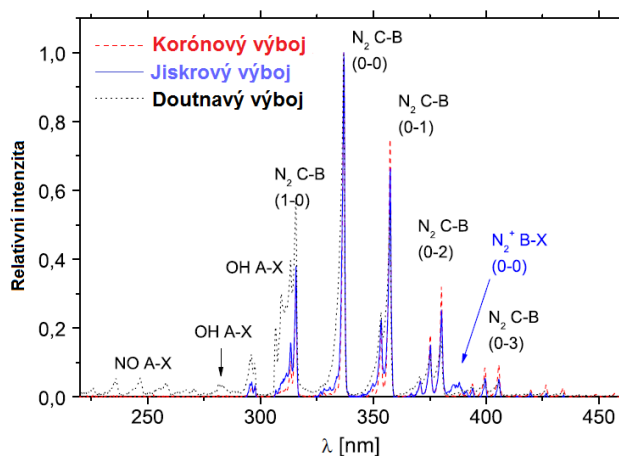
obr. 3 - elektrické schéma experimentu [2]

Autoři tvrdí, že ke sběru a vyhodnocení dostatečného množství dat, jenž nám poskytuje experiment postačuje obyčejný spektrometr. Jedná se o pokus s generováním kontinuálního stejnosměrného výboje, ale také střídavého nebo pulzního výboje.

Práce prozkoumává 3 typy stejnosměrných elektrických výbojů, které generují studenou plazmu v prostředí běžné nebo dusíkové atmosféry. Jedná se o známý korónový výboj (SC), jiskrový výboj (TS) a doutnavý výboj (GD). Výboje byly testovány v obou polaritách mezi dvěma kovovými elektrodami. Jedna z elektrod byla ponořena ve vodě. Výboje typu SC a TS jsou pulzní navzdory užití stejnosměrného napětí.

Výboj typu SC probíhá v pulsech s malým proudem (cca 10 mA) s opakující se frekvencí 10-30 kHz. Napětí při jeho průběhu zůstává téměř konstantní. TS je opakující se přechod z vlákného do jiskrového výboje. Při jeho průběhu klesá napětí na nulovou hodnotu. Jeho pulzy mají vysoký průtok proudu (cca 1 A) s opakující se frekvencí 0,5-5 kHz. Díky nízké vnitřní kapacitě výbojové komory a zapojené sérii rezistorů má tento pulz velmi malé trvání (cca 100 ns) a nedokáže dosáhnout podmínek pro vznik plazmy s lokální teplotní rovnováhou (LTE). Díky neschopnosti ustanovit rovnováhu produkuje elektrony s vysokou rychlostí, které jsou vhodné k vysoce efektivnímu chemickému a biologické čištění.

Výboj typu GD má konstantní napětí a proud, jenž se pohybuje mezi 1 až 10 mA a sestupnou volt-ampérovou charakteristiku. Díky sérii zapojených rezistorů nejsou tyto pulzy schopny přejít do jiskrového výboje, ale umožňují průchod malým hodnotám proudu. Pokud se začne napětí zvyšovat nad hodnotu 100-1000 mA, dochází k plynulému přechodu výboje na elektrický oblouk. Zaznamenané spektrum (obr.4) je shodné s experimentálně naměřeným spektrem prezentovaným částí 3.6.2 (provedeno na Peekově rekonstruovaném zařízení).



obr. 4 - emisní spektrum stejnosměrného výboje v UV oblasti [2]

Druhým bodem práce je zkoumání mikrovýbojů (MD) v porézním keramickém médiu za přítomnosti běžné atmosféry nebo dusíkové/kyslíkové směsi. Velikost pórů se pohybovala v rozmezí 2-200 μm a tloušťka keramického materiálu byla 3-7 mm. Bylo zjištěno, že velikosti výbojů a jejich optické charakteristiky závisí v největší míře na velikosti pórů, síle výboje, směsi v atmosféře a proudění v atmosféře. Při nízkých napětích (např. do 10 kV) s užitím keramického materiálu o maximální tloušťce 7 mm a póry pod 2 μm byl pozorován výboj na povrchu keramického materiálu. S rostoucím napětím dochází k tvorbě mikrovýbojů uvnitř materiálu. Počáteční napětí mikrovýboje se zvyšuje při snižování průměru pórů. Pro dané napětí se zvyšuje celkový proud mikrovýboje s velikostí pórů. Amplituda (pohybuje se na hodnotách mezi 10-35 A s frekvencí kolem kHz) pulzů vzrůstá s rostoucím proudem v mikrovýbojích. Maximální amplituda pulsů byla pozorována na pórech o velikostech 50 a 80 μm , zatímco frekvence nebyla závislá (relativně) na velikosti pórů. [2]

2.2 Výpočet iontového pole v okolí lineárních vodičů

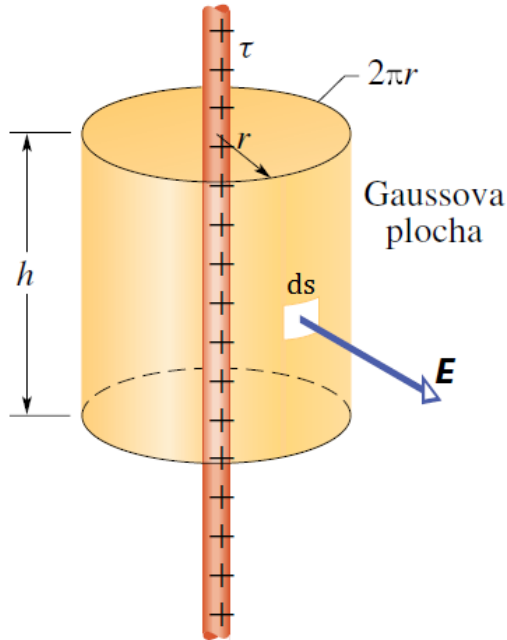
2.2.1 Intenzita pole v okolí lineárních vodičů ve vakuu

Gaussův zákon elektrostatiky zní:

$$\phi_E = \oint E \cdot dS = \frac{Q}{\epsilon_0}, \quad (1)$$

kde ϕ_E představuje tok elektrické intenzity uzavřenou plochou, E intenzitu elektrického pole, dS element Gaussovy plochy, Q celkový náboj uvnitř Gaussovy plochy a ϵ_0 permitivitu vakua.

Uvažujme nekonečně dlouhé nabitě vlákno (viz obr. 5). Pro výhodnost válcové symetrie zvolíme Gaussovu plochu jako válec. [3]



obr. 5 - Gaussova plocha nabitého vlákna [3]

Z článku [4] vychází následující výpočty. Vektor elektrické intenzity E směřuje kolmo od osy vodiče a je rovnoběžný s podstavami válce. Tok podstavami je tudíž nulový. Nenulový příspěvek pochází z povrchu pláště, jehož obsah je

$$S = 2\pi \cdot r \cdot h, \quad (2)$$

kde r představuje poloměr podstavy válce (vzdálenost od vodiče) a h je délka válce.

Lineární hustota náboje je:

$$\tau = \frac{Q}{h}, \quad (3)$$

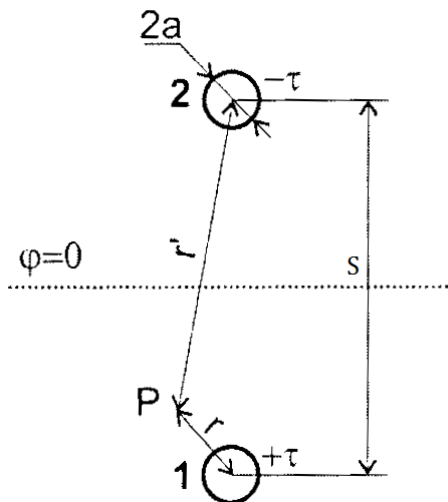
kde Q představuje celkový náboj a h délku vodiče.

Dosažením vztahu (1) a (3) do (2) dostaneme:

$$E = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r}, \quad (4)$$

kde ϵ_0 představuje permitivitu vakua, r vzdálenost mezi vodiči a τ lineární hustotu náboje.

Mějme dva vodiče identického průměru ve vzájemné vzdálenosti S (obr. 6).



obr. 6 - schéma vodičů [4]

Lineární hustotu náboje na jednom vodiči uvažujeme kladnou a na druhém zápornou ($+\tau$ nebo $-\tau$). Odpovídající potenciály generované dvěma nabitými vodiči jsou:

$$\varphi_1(r) = -\frac{\tau}{2\pi\epsilon_0} \ln(r) + C, \quad (5)$$

$$\varphi_2(r) = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0} \ln(r') - C. \quad (6)$$

První rovnice popisuje vodič se záporným nábojem, druhá vodič s kladným nábojem. Vzdálenost od prvního vodiče je r , vzdálenost od druhého vodiče je r' . Celkový potenciál je součtem dílčích potenciálů:

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2, \quad (7)$$

Po dosazení rovnic (5) a (6) do vztahu (7) získáváme:

$$\varphi = -\frac{\tau}{2\pi\epsilon_0} \ln(r) + C + \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0} \ln(r') + C, \quad (8)$$

po úpravách dostáváme rovnici potenciálu:

$$\varphi = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0} \ln\left(\frac{r'}{r}\right) \quad (9)$$

Napětí mezi dvěma vodiči dostaneme z rozdílu potenciálů za předpokladu, že a řádově o tolik menší S že je možné zanedbat

$$U = \varphi(a) - \varphi(2h) = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0} \ln\left(\frac{S}{a}\right), \quad (10)$$

kde $\varphi(a)$ představuje potenciál na povrchu vodiče 1, $\varphi(2h)$ ve středu a přibližně na povrchu druhého vodiče (obr. 6).

Vyjádřením τ ze vztahu (10) dostáváme lineární hustotu náboje:

$$\tau = \frac{\pi\epsilon_0 U}{\ln\left(\frac{S}{a}\right)}. \quad (11)$$

Záporná derivace elektrického potenciálu je rovna intenzitě elektrického pole:

$$E(r)|_{r=a} = -\nabla\varphi(r)|_{r=a}, \quad (12)$$

po dosazení rovnice (10) do vztahu (12) dostáváme:

$$E(r)|_{r=a} = -\frac{\partial}{\partial r} \cdot \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0} \ln\left(\frac{S}{r}\right) \Big|_{r=a} = -\frac{\tau}{2\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{\left(\frac{S}{a}\right)} \cdot \frac{-S}{a^2} = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{a} \quad (13)$$

Dosazením (11) do vztahu (13) dostaneme rovnici popisující intenzitu elektrického pole na povrchu vlákna:

$$E(r)|_{r=a} = \frac{U}{2 \cdot \ln\left(\frac{S}{a}\right)} \cdot \frac{1}{a} \quad (14)$$

2.2.2 Potenciál v okolí lineárních vodičů se započtením iontového oblaku

Pro počáteční úvahu použijeme obrázek (obr. 5) z dřívější kapitoly. Nejprve využijeme Laplaceho rovnici v cylindrických souřadnicích:

$$\Delta\varphi = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2}, \quad (15)$$

kde r je radiální složkou, z představuje výšku a ϕ je úhlem. Pro další výpočty postačuje radiální složka rovnice z důvodu osové symetrie úlohy. Po úpravách dostáváme tvar:

$$\Delta\varphi = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial r}, \quad (16)$$

Pro další úvahy budeme potřebovat Laplace-Poissonovu rovnici, která má tvar:

$$\Delta\varphi = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}, \quad (17)$$

kde ρ představuje hustotu náboje a ε_0 permitivitu v místě s nábojem. Rovnici (16) dosadím za $\Delta\varphi$ v rovnici (17).

Další potřebnou rovnicí je vztah pro hustoty jednomocných iontů:

$$\rho(r) = e \cdot c_{o+} \exp\left[-\frac{e\varphi(r)}{k_B T}\right] - e \cdot c_{o-} \exp\left[\frac{e\varphi(r)}{k_B T}\right] = -2e \cdot c_0 \sinh\left[\frac{e\varphi(r)}{k_B T}\right], \quad (18)$$

kde e představuje elementární náboj, c_o koncentraci (kladných nebo záporných) iontů bez elektrického pole a $[-e\varphi(r)/k_B T]$ Boltzmanův faktor. Pro další výpočty je nyní nutné zavést několik bezrozměrných parametrů. Jedná se o bezrozměrný potenciál energie elementárního náboje e v poli $\varphi(r)$, bezrozměrnou radiální vzdálenost $R = r/a$ a posledním je bezrozměrový součin Bjerrumovy délky. Nyní využijeme Poisson-Boltzmanovu rovnici v cylindrických souřadnicích:

$$\frac{d^2 \varphi(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \varphi(r)}{\partial r} = \frac{2eC_o}{\varepsilon} \cdot \sinh\left[\frac{e\varphi(r)}{k_B T}\right], \quad (19)$$

do funkce (19) dosadíme u za φ a R za r . Po dvojitě derivaci a následných úpravách dostáváme:

$$\frac{d^2 u[r(R)]}{dr^2} = \frac{1}{a^2} \cdot \frac{d^2 u}{dR^2}, \quad (20)$$

Tím dostáváme tvar ve kterém figuruje R místo původního r , které je bezrozměrnou veličinou. Dosazením do rovnice (19) dostáváme Poisson-Boltzmannovu rovnici s užitím bezrozměrných parametrů:

$$\frac{d^2 u(R)}{dR^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{du(R)}{dR} = (aK^{-1})^2 \cdot \sinh[u(R)], \quad (21)$$

Rovnici budeme nejprve řešit pomocí Debye-Huckelovy aproximace. Předpokládejme, že:

$u(R) = e\varphi(R) / K_B T \ll 1$. Pro zjednodušení výrazu předpokládejme:

$$\lim_{x \rightarrow 0} \sinh(x) = \lim_{x \rightarrow 0} \frac{1}{2} (e^x - e^{-x}) = \frac{1}{2} [1 + x - (1 - x)] = x, \quad (22)$$

Poisson-Boltzmannova rovnice v Debye-Huckelově aproximaci zní:

$$\frac{d^2 u(R)}{dR^2} = \frac{1}{R} \cdot \frac{du(R)}{dR} = (aK^{-1})^2 \cdot u(R) \quad (23)$$

Rovnici (23) zjednodušíme zavedením další bezrozměrné proměnné $\xi = aK^{-1}R$, jenž je součinem poloměru vlákna a převrácené hodnoty Debyeovy konstanty násobené bezrozměrnou radiální vzdáleností. Po derivování a následném dosazení do původní rovnice (23) dostáváme tvar:

$$\frac{d^2 u(\xi)}{d\xi^2} + \frac{1}{\xi} \cdot \frac{du(\xi)}{d\xi} = u(\xi), \quad (24)$$

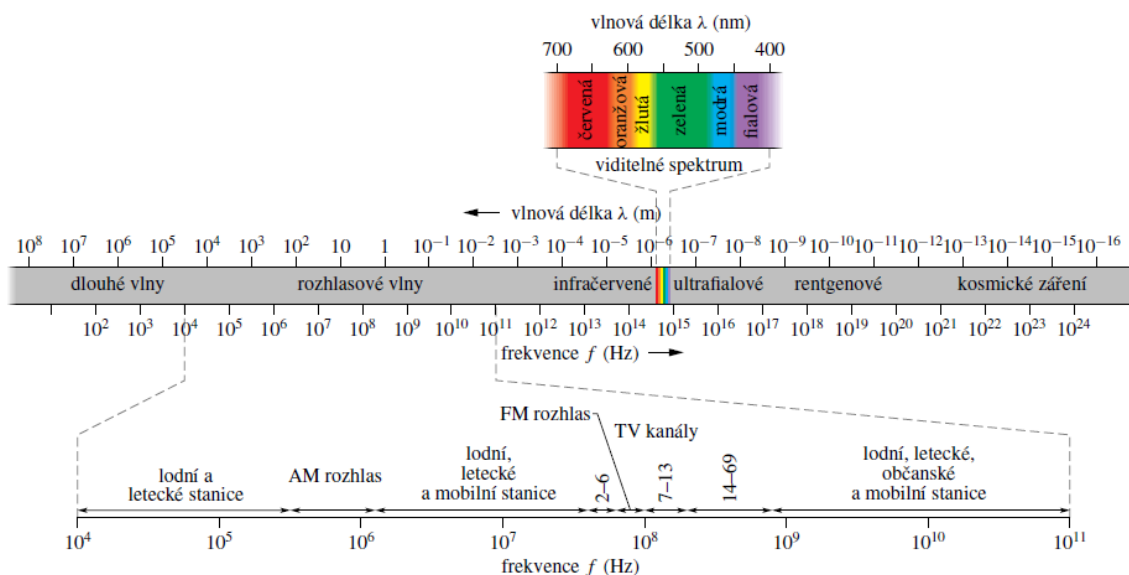
jenž je lineární diferenciální rovnicí druhého řádu známou jako Besselova modifikovaná rovnice. Řešením rovnice (24) dostaneme:

$$u(\xi) = \frac{U[K_0(\xi) - K_0(\Sigma)]}{2[K_0(K^{-1}a) - K_0(\Sigma)]}, \text{ pro } \Sigma \gg \xi \quad (25)$$

,kde U představuje elektrické napětí mezi cylindrickými vodiči, K_0 je modifikovaná Besselova funkce nultého řádu a $\Sigma = K^{-1}S$ je bezrozměrná vzdálenost mezi vodiči a a značí poloměr vodiče.

2.3 Elektromagnetické spektrum

Elektromagnetické spektrum, jenž je také známo pod názvem "Maxwellova duha", je souborem všech známých elektromagnetických záření o rozdílných vlnových délkách a frekvencích. Vlnová délka a frekvence jsou ve vzájemném vztahu, který je nepřímou úměrností. Pokud se na pozici dlouhých vln (obr. 7 obr. 7 - spektrum elektromagnetických vln [3]) nacházejí maximální hodnoty vlnové délky, frekvence je naopak na minimálních hodnotách.



obr. 7 - spektrum elektromagnetických vln [3]

Spektrum jako takové můžeme rozdělit do několika skupin, které se liší hodnotami vlnové délky a frekvence. Pokud budeme spektrum dělit podle vlnové délky, dostáváme sestupně následující typy záření: dlouhé, rozhlasové, infračervené, vlny viditelného spektra, ultrafialové, rentgenové a vlny kosmického záření.

2.3.1 Viditelné spektrum

Tento typ elektromagnetického záření se nachází na vlnových délkách mezi 380 až 750 nm, jak je vidět na (obr. 7), na hodnotě 380 nm začíná fialová barva, která se stoupající vlnovou délkou pokračuje skrze modrou, zelenou, žlutou, oranžovou a červenou barvu, jenž se dostává na maximální vlnovou délku viditelného světla, 750 nm. Pro lidské oko je nejvýraznější složkou viditelného spektra zelená barva. [3]

2.3.2 Ultrafialové spektrum

Spektrum o kratší vlnové délce, než je spektrum viditelné je nazýváno ultrafialovým spektrem. Nachází se v rozpětí 10 až 390 nm. Spektrum lze detailněji rozdělit na EUV (Extrémní UV), FUV (Far UV), MUV (Medium UV) a NUV (Near UV). V tabulce (tab. 1) je uvedeno detailní rozdělení UV spektra. [4]

Vlnová délka (nm)	Frekvence (PHz)	Energie (eV)	Teplota (kK)	Pásmo	Poznámka
10÷100	3÷30	12,4÷124	140÷1400	EUV (XUV)	Extrémní UV obor 10÷31 nm čáry vysoce ionizovaných kovů v koróně
100÷200	1,5÷3	6,2÷12,4	72÷140	FUV (VUV)	Vzdálený vakuový UV obor 79,6 nm: důležitá čára N ₂ 91,1 nm: důležitá čára O ₂ 102,7 nm: důležitá čára O
200÷300	1÷1,5	4,1÷6,2	48÷72	MUV	Střední UV obor
300÷390	0,77÷1	3,2÷4,1	37÷48	NUV	Blízký UV obor

tab. 1 - rozdělení ultrafialového spektra [4]

Záření je generováno například pomocí těles zahřátých na vysokou teplotu (Slunce, elektrický oblouk), nebo speciálními výbojkami naplněnými párami rtuti. Běžné sklo na bázi draslíku UV záření pohlcuje. [4]

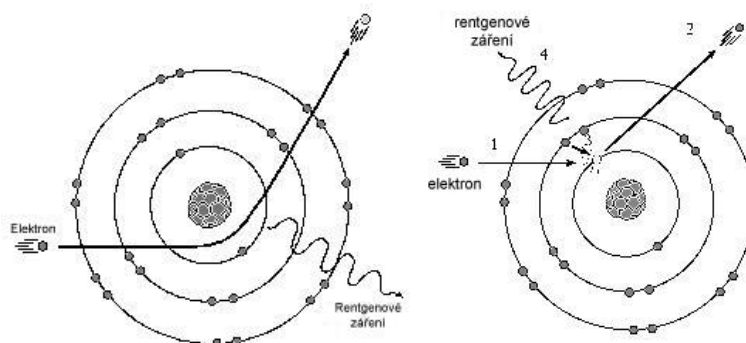
2.3.3 Rentgenové záření

Rentgenové záření bylo objeveno v roce 1895 německým fyzikem W. C. Roentgenem při studiu výbojů v plynech. Pomocí série pokusů zjistil, že katodové záření dopadající na anodu generuje záření, které prochází neprůhledným materiálem. Neznámé záření pojmenoval "paprsky X". Za své objevy obdržel v roce 1901 první Nobelovu cenu za Fyziku.

Vlnová délka (nm)	Energie (KeV)	Typ záření
10÷0,01	0,1÷10	Měkké paprsky X
0,01÷0,001	10÷100	Tvrdé paprsky X

tab. 2 - rozdělení rentgenového záření [6]

V tabulce (tab. 2) jsou uvedeny dva druhy rentgenového záření s patřičnými vlnovými délkami a energetickými hodnotami. Záření je možné rozdělit podle způsobu vzniku. Jedná se o záření brzdné a charakteristické. Brzdné záření vzniká v důsledku zpomalování elektronů, které se pohybují v blízkosti terčového atomu, jenž má za následek vyzařování elektromagnetických vln ve formě fotonů. Frekvence fotonů se mění spojitě. Spektrum brzdného záření je tím pádem spojité. Druhým typem záření je tzv. charakteristické záření, které vzniká při dopadu elektronu na anodu, což může s určitou nenulovou pravděpodobností vyrazit některý elektron z nevnitřnějších hladin atomu materiálu anody. Tím vzniká neobsazené místo, které je okamžitě obsazeno jiným elektronem z vnějších hladin atomu. Při tomto procesu dochází k vyzáření fotonu, který je však na rozdíl od brzdného záření nespojitý a plně závisí na materiálu anody. [6]

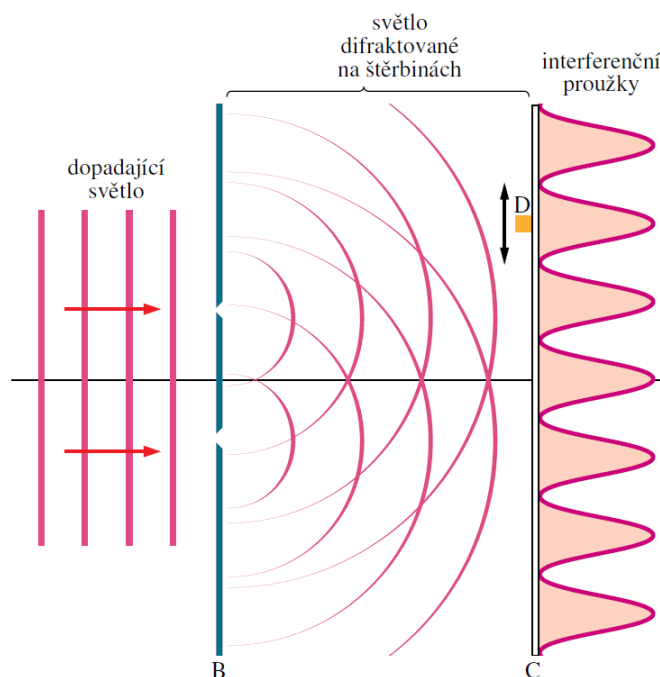


obr. 8 - vizuální srovnání tvorby rentgenového záření. Levý obrázek ukazuje brzdné záření, pravý charakteristické. [7]

2.4 Základy kvantové mechaniky

2.4.1 Úvod do kvantové mechaniky

Světlo představuje pro člověka hlavní zdroj informací o světě, ve kterém žije, přesto trvalo poměrně dlouho, než lidé dokázali nahlédnout pod jeho skořápku. Fyzikové prováděli se světlem různé pokusy a snažili se odhalit jeho fyzikální podstatu, vytvořit teorii vysvětlující všechny pozorované vlastnosti světla. V roce 1801 provedl Thomas Young pokus (obr. 9 [3]), pomocí kterého dokázal vlnové chování fotonu. Svazek záření o stejném fázovém posunu nechal dopadat na štěrbinu velikostně srovnatelné s vlnovou délkou záření. Na stínítku poté pozoroval interferenční proužky.



obr. 9 - Youngův pokus [3]

Tento experiment prokázal, že světlo se chová jako vlnění. Usuzovalo se tedy o vlnové podstatě světla. Fotoelektrický jev dokázal objasnit Albert Einstein (Nobelova cena). Na druhé straně při pokusech interakce mezi světlem a hmotou (fotoelektrický jev, Comptonův rozptyl) bylo pozorováno částicové chování světla. Louis de Broglie zjistil, že světlo se chová podle povahy experimentu buď jako vlnění (šíření světla), nebo jako částice (interakce s hmotou). Pro toto vzniklo označení vlnově korpuskulární dualismus. Za svůj objev obdržel Nobelovu cenu.

Albert Einstein vyslovil roku 1905 hypotézu, že při emisi, nebo absorpci světla atomem se energie nepředává spojitě, ale diskrétně po malých kvantech. [3] Tato kvanta byla později Gilbertem N. Lewisem nazvána fotony. Energie fotonu je dána vztahem:

$$E = h \cdot f = \frac{h \cdot c}{\lambda}, \quad (26)$$

kde E je energie fotonu, h Planckova konstanta [$\cong 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s} \cong 1239,842 \text{ eV} \cdot \text{nm}$], f znamená frekvenci, c rychlost světla ve vakuu [$\cong 299,8 \cdot 10^6 \text{ m.s}$] a λ vlnovou délku.

Compton o 11 let později hypotézu rozšířil o předpoklad, že foton má vedle energie také hybnost, kterou může předávat. Tato hybnost je dána vztahem:

$$p = \frac{h}{\lambda}, \quad (27)$$

kde p představuje hybnost, h Planckovu konstantu a λ vlnovou délku.

V rovnici (26) a (27) jsou na levých stranách postupně energie E a hybnost p což jsou částicové charakteristiky světla. Na pravých stranách jsou frekvence f a vlnová délka λ , tedy vlnové charakteristiky světla.

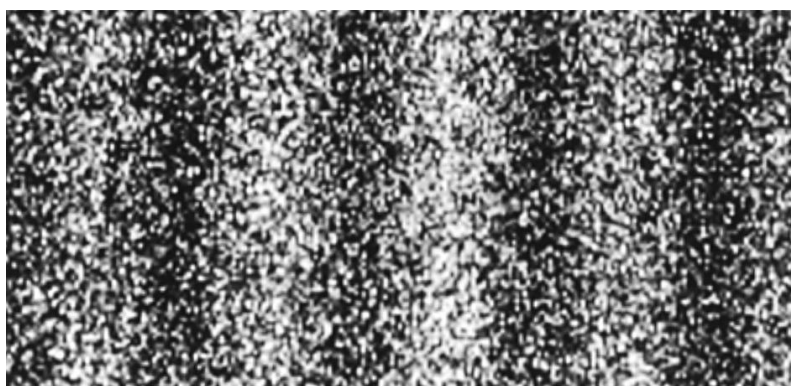
V roce 1924 navrhl francouzský fyzik Louis de Broglie odvážnou myšlenku: když se může kvantum elektromagnetického záření (foton) chovat jako částice, proč by se nemohly částice chovat jako vlny? Ze vztahu (27) pro hybnost fotonu tedy vyjádřil vlnovou délku:

$$\lambda = \frac{h}{p}. \quad (28)$$

Tato veličina se nazývá po svém objeviteli de Broglieho vlnová délka. Louis de Broglieho hypotéza byla poprvé ověřena v roce 1927 C.J. Davissonem a L.H. Germerem v Bellových laboratořích a Georgem P. Thomsonem z Aberdeenské univerzity ve Skotsku. V roce 1989 byla vlnová hypotéza elektronu dokázána pokusem s dvojštěrbínou (obr. 10 [3], obr. 11 [3]), jak tomu bylo v experimentech s fotony. Rozdíl představovalo pozorovací stínítko, které zaznamenalo změnou barvy v místě dopadu elektronu.



obr. 10 - stínítko se zaznamenaným dopadem 7 elektronů, které nevykazuje nic zvláštního [3]



obr. 11 - stínítko se zaznamenaným dopadem 70 000 elektronů ukazuje vlnové chování elektronu [3]

Jednoduchá vlna libovolného typu, ať už je to vlna na struně, zvuková vlna nebo světelná vlna, je popsána pomocí nějaké veličiny, která se mění v prostoru a čase způsobem typickým pro vlnu. Například pro světelné vlny je takovouto veličinou $\vec{E} = (x, y, z, t)$, elektrická intenzita vlny. Pozorovaná hodnota v libovolném bodě pak závisí na souřadnicích tohoto bodu a na čase, ve kterém se provádí pozorování [3]. Veličina popisující de Broglieho vlnu se nazývá vlnová funkce a značí se $\psi(x, y, z, t)$. Jedná se o komplexní funkci, která nemá sama o sobě fyzikální smysl, ale jak ukázal německý fyzik Max Born [6], druhá mocnina absolutní hodnoty vlnové funkce $|\psi|^2$ odpovídá pravděpodobnosti výskytu částice na daných prostoročasových souřadnicích x, y, z, t .

2.4.2 Rydbergova konstanta a spektrum vodíku

Obecná rovnice pro výpočet Rydbergovy konstanty zní:

$$R_{\infty} = \frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 c h^3}, \quad (29)$$

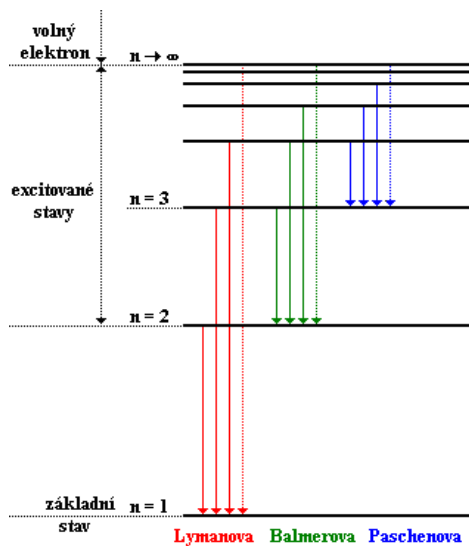
kde m_e představuje zbytkovou hmotnost elektronu, e elementární náboj, ϵ_0 permitivitu vakua, h Planckovu konstantu a c rychlost světla ve vakuu. Výsledná hodnota je experimentální [8]. Pokud chceme vypočítat energetické hladiny pro prvek s jedním elektronem, můžeme použít následující rovnici:

$$\frac{1}{\lambda_{vac}} = RZ^2 \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \quad (30)$$

kde λ_{vac} značí vlnovou délku světla emitovanou ve vakuu, R je Rydbergova konstanta pro daný prvek, Z atomové číslo a n jsou proměnným faktorem. Je dobré uvést požadavek, že n_2 musí být větší hodnotou než n_1 (např. $n_1=1, n_2=2 \rightarrow \infty$). Pro výpočet hodnot atomu vodíku dochází ke zjednodušení rovnice do tvaru:

$$\frac{1}{\lambda_{vac}} = R \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \quad (31)$$

kde Rydbergova konstanta nabývá hodnoty $1,09678\text{m}^{-1}$. Při postupném dosazování za členy n dostáváme následující série spektrálních čar:



obr. 12: - série prvních spektrálních čar [6]

Na obr. 12 jsou znázorněny první 3 spektrální série vodíkového atomu. První série byla objevena Theodorem Lymanem v roce 1906. Lyman studoval ultrafialové spektrum v excitovaných vodíkových plynech. Jedná se o spektrální linii s nejnižším základním stavem ($n=1$). Všechny spektrální čáry Lymanovy série leží v ultrafialové oblasti. Druhá série byla objevena dříve a to v roce 1885 Johannem Balmerem. Tato linie má základní stav na hodnotě $n=2$. Větší část Balmerova spektra je pozorovatelné okem, protože se nachází v rozmezí 400 až 700 nm vlnové délky. Paschenova série je třetí se základním stavem $n=3$. Tato linie je pozorovatelná v infračervené části elektromagnetického spektra. Mezi další série spektrálních čar patří například: Brackettova, Pfundova nebo Humphreyho série.

Pokud ze vztahu (25) pro výpočet energie fotonu vyjádříme vlnovou délku λ a za energii E dosadíme rozdíl dvou daných sérií (např.: pro výpočet první Lymanovy linie $n_1 - n_2$), můžeme vypočítat konkrétní vlnové délky pro dané spektrální linie (tab. 3). [6]

Série	n_2	n_3	n_4	n_5	n_6	n_7	n_8	n_∞
	odpovídající vlnová délka λ [nm]							
Lymanova	122	103	97,3	95	93,8	—	—	91,2
Balmerova	—	656	486	434	410	397	—	365
Paschenova	—	—	1870	1280	1090	1005	954	820

tab. 3 - vypočítané vlnové délky spekter emitované vodíkem

2.4.3 Odvození Schrödingerovy rovnice

Stejně, jako je mechanické vlnění popsáno pomocí Newtonovské mechaniky a elektromagnetické vlny pomocí Maxwellových rovnic, jsou de Broglieho vlny popsány Schrödingerovou rovnicí. Roku 1926 ji zavedl Erwin Schrödinger. Nyní bude v několika krocích vysvětleno odvození této rovnice [9]. Nejprve ustanovme Schrödingerův předpoklad, že pohyb částice může být spojen s de Broglieho vlnou. Vlnová rovnice pro pohyb v ose x tedy zní:

$$\psi = Ae^{-i\omega(t-\frac{x}{v})}, \quad (32)$$

ve které ψ značí vlnovou funkci, ω úhlovou frekvenci, v fázovou rychlost, A integrační konstantu a t čas. Do této rovnice budou nyní dosazeny jiné proměnné umožňující další výpočty:

$$\psi = Ae^{\frac{i}{\hbar}(Et-px)}, \quad (33)$$

kde \hbar je redukovaná Planckova konstanta [$\hbar = \frac{h}{2\pi} \approx 1,054 J \cdot s$], E představuje celkovou energii a p hybnost. Tento pohyb ve směru osy x označujeme jako "vlnovou funkci volné částice". Zápis je umožněn užitím rovnic (26 - 28). Vztah je jinou formulací Schrödingerovy rovnice. Nyní uvedeme vztah pro výpočet celkové energie částice v potenciálním poli:

$$E = E_k + E_p = \frac{p^2}{2m} + V, \quad (34)$$

v níž E_k představuje kinetickou energii částice, E_p i V (kvantová varianta) označují energii potenciální a m je hmotností částice.

Derivováním druhé varianty vlnové funkce (33) dostáváme první (35) a druhou (36) derivaci. První derivace je funkcí času, druhá funkcí prostoru. Zmíněné tvary derivací jsou:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = -i \frac{E}{\hbar} \psi. \quad (35)$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = -\frac{p^2}{\hbar^2} \psi. \quad (36)$$

Získané tvary (35 a 36) následně dosadíme do rovnice definující celkovou energii (34), čímž dostáváme:

$$E\psi = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \frac{p^2}{2m}\psi + V\psi = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + V\psi. \quad (37)$$

Po několika úpravách této rovnice dostáváme tvar:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + V\psi, \quad (38)$$

který je Schrödingerovou rovnicí pro výpočet v jednom rozměru (rovnice 37 a 38). Pokud chceme provádět výpočet pro pohyb ve vícerozměrném prostoru, člen $\frac{\partial^2}{\partial x^2}$ musí být substituován za Δ , neboli Laplaceův operátor. Výsledná rovnice tedy zní:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi + V\psi, \quad (39)$$

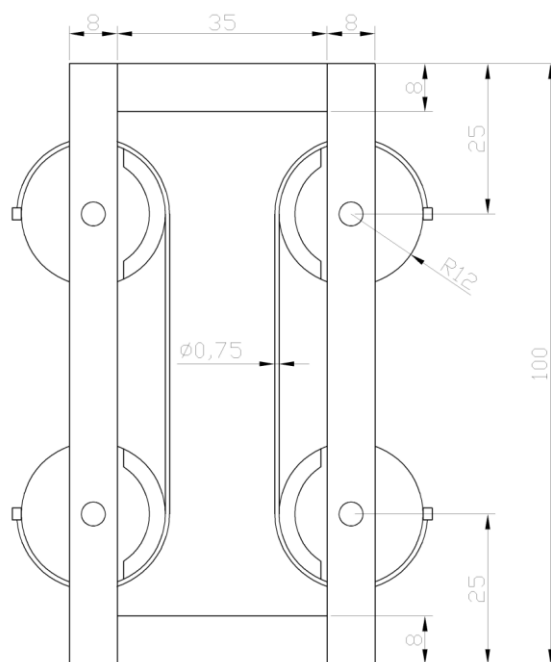
jenž je výslednou Schrödingerovou rovnicí. Tento tvar (39) byl využit k výpočtům spektrálních čar vodíku. Výpočty potvrdily experimentální výsledky dané doby a také hodnoty předpokládané Bohrovým modelem atomu [9].

2.5 Peekův experiment

2.5.1 Popis provedení experimentu

Ve dvacátých letech minulého století vypracoval F. W. Peek obsáhlou práci popisující mimo jiné vznik vizuální koróny. Své experimenty prováděl na vlastnoručně sestaveném zařízení umístěném v temné komoře. Peek zjistil, že dostatečně tenké, paralelně vedené vodiče jsou schopny utvořit korónové záření pozorovatelné lidským okem, pokud je jeden z nich přiveden k vysokému napětí a druhý uzemněn. Pomocí několika speciálně tvarovaných hliníkových nástavců dokázal vytvořit rám (obr. 13), který neobsahoval žádné ostré hrany, ani místa se zvýšenou elektrickou intenzitou. Peek provedl sérii pokusů při které měnil vzdálenost vodičů, jejich průměr, nebo typ (měď, hliník, tungsten). V experimentech bylo využito vodičů s průměry mezi 0,0196 až 0,9280 cm. Peek zjistil, že korónové záření vzniká při nižším napětí, pokud je použit vodič o menším průměru. K tomu dochází z důvodu vyšší elektrické intenzity kolem těles s menším průměrem. Dále zjistil že na experiment nemá vliv jeho materiálové složení. [10]

Podle Peekova návrhu bylo na TUL sestaveno zařízení s podobnými parametry. Na něm bylo provedeno několik experimentů prezentovaných v praktické části práce (3.4 a 3.5).



obr. 13 - Peekovo zařízení pro pozorování korónových výbojů

2.5.2 Peekovy vzorce

Práce [10] popisuje vznik korónového záření ve viditelném spektru, které vzniká mezi dvěma dráty, nebo soustředěnými válci připojenými do elektrického obvodu. Při postupném zvyšování napětí dochází k tvorbě slyšitelného syčivého zvuku (nepotvrdili jsme) a v temné místnosti viditelné fialové záři. Toto napětí je kritickým bodem viditelnosti korony. V práci je zmíněno, že užití střídavého, nebo stejnosměrného napětí ovlivňuje zabarvení koróny. Všechny následující výpočty se vztahují na atmosféru vakua.

Míra napětí:

$$\frac{d\varphi}{dx} = E = \frac{U}{r \cdot \ln \frac{S}{r}}, \quad (40)$$

kde $d\varphi$ představuje změnu napětí a dx změnu vzdálenosti vodičů. Označme intenzitu pole E . U je elektrické napětí mezi vodiči, r je poloměr vodiče a S je vzdálenost mezi vodiči v centimetrech. Nejnižší hodnotu elektrického napětí při kterém je možné spatřit korónu označme U_v . Pokud za U dosadíme hodnotu U_v , dostaneme kritickou intenzitu elektrického pole E_v nutnou pro vytvoření vizuální koróny. Jedná se o dielektrickou pevnost. Na základě empirických poznatků byl Peekem vytvořen následující vztah pro dielektrickou pevnost vzduchu v závislosti na poloměru vodiče.

$$E_v = E_0 \left(1 + \frac{0,301}{\sqrt{r}} \right), \quad (41)$$

kde E_0 představuje konstantu cca 30 kV.cm⁻¹ a r je poloměr vodiče. Z rovnice vyplývá, že dielektrická pevnost je funkcí poloměru vodiče. Dielektrická pevnost je vždy konstantní ve vzdálenosti $0,301 \cdot \sqrt{r}$ od povrchu vodiče. Konstanta 0,301 má fyzikální rozměr cm^{1/2}.

Peekovy rovnice můžeme uvést do tvaru:

$$E_v = E_0 \left(1 + \frac{0,301}{\sqrt{r}} \right) = \frac{U_v}{r \cdot \ln \frac{S}{r}}, \quad (42)$$

kde dochází k porovnání praktické a teoretické rovnice. Postupným upravením této formy dostáváme vztah pro kritickou hodnotu napětí:

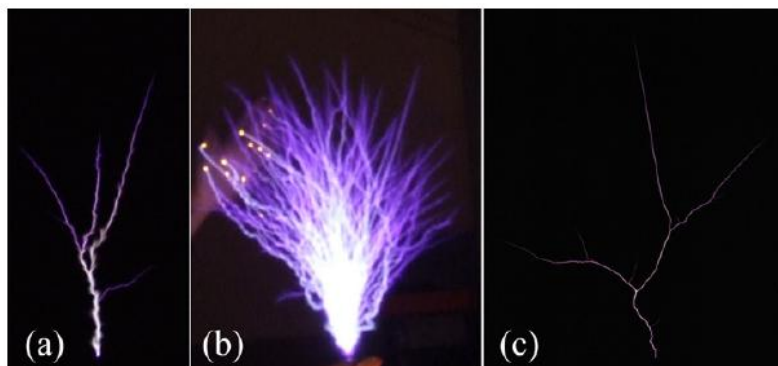
$$U_v = 30 \left(1 + \frac{0,301}{\sqrt{r}} \right) \cdot r \cdot \ln \frac{S}{r}, \quad (43)$$

jenž je tvarem použitelným pro výpočet vzniku koróny pomocí údajů dostupných z měření. V tomto výpočtu [10] nejsou zahrnuty úvahy o existenci protiiontového oblaku (jak je uvedeno v kapitole 2.2.2).

2.6 Runaway elektrony a rentgenové paprsky koróny ve standardní atmosféře

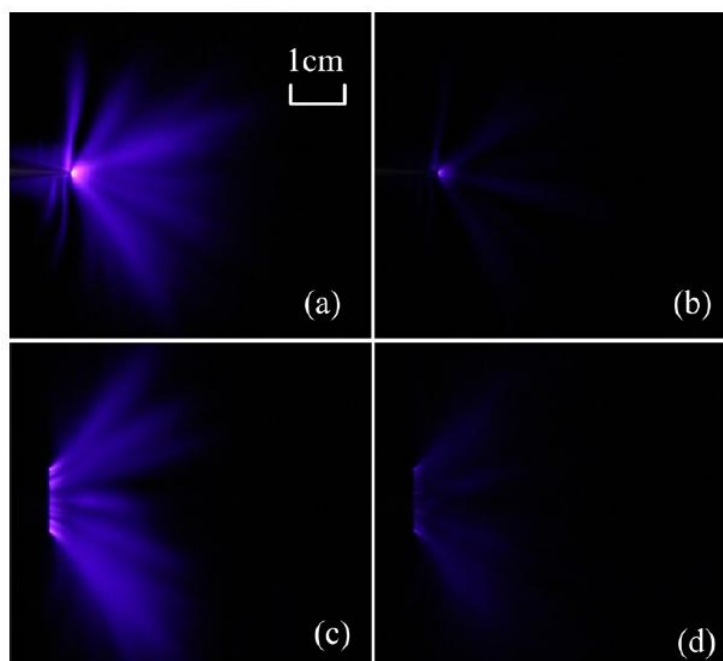
Cílem práce kazašsko-čínského týmu [11] je zkoumání korónových výbojů v nehomogenním elektrickém poli (není prováděna žádná předběžná ionizace atmosféry) a to včetně podmínek vhodných pro vznik rentgenových paprsků nebo runaway elektronů. Sběr dat je prováděn z větší vzdálenosti, nikoliv v prostoru zářící koróny. Při experimentech využívá tým 4 různé generátory vysokého napětí.

Prvním generátorem je Teslův transformátor. Zdroj generuje pulzy trvající 10 ms s frekvencí 50 Hz. Maximální růst generovaného napětí v prostoru mezi elektrodami dosahoval hodnot 10^{11} Vs^{-1} . Koróna byla zažehnuta mezi cylindrickou hliníkovou katodou a anodou při vzdálenosti elektrod nastavené na 40 cm. Proud procházející výbojem negeneruje vyšší hodnoty než 10 A. Maximální rozdíl napětí mezi špičkou kladného a špičkou záporného je 250 kV. Rozdílné výboje jsou zobrazeny na obr. 14.



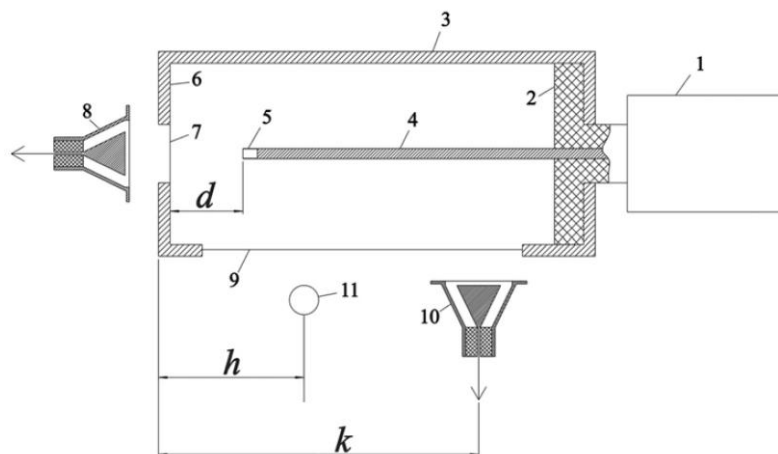
obr. 14 - záznamy koróny generované pomocí Teslova transformátoru s rozdílným časem expozice (s).
(a) - 1/60, (b) - 1, (c) - 1/2000 [11]

Druhý použitý generátor je tzv. polovodičový generátor. Při užití zdroje je možné volit počet pulzů. Poskytované rozpětí umožňuje generovat jednotlivý pulz, nebo zvyšovat počet pulzů opakující se až při frekvenci 1 kHz. Maximální výstupní napětí zdroje je 300 kV. Maximální růst napětí mezi elektrodami je 10^{13} Vs^{-1} . Při experimentu jsou použity dvě měděné katody lišící se průměrem (15 a 12 mm). Katody byly postaveny paralelně k uzemněnému měděnému disku o průměru 80 mm. Prostor mezi elektrodami byl nastavitelný na hodnoty mezi 3 a 20 cm.



obr. 15 - korónový výboj (při napětí 120 kV a vzdálenosti elektrod 18 cm) generovaný pomocí druhého typu generátoru. Snímky (a) a (b) jsou záznamem přenosu z jehly na desku, (c) a (d) záznam přenosu z válce na desku. Záznamy (a) a (c) mají delší dobu expozice. [11]

Schéma třetího použitého generátoru můžeme vidět na obr. 16. Amplituda generovaného napětí dosahuje až na 300 kV. Maximální růst generovaného napětí je 10^{15}Vs^{-1} . Izolace (2) o průměru 16 cm zakrývá výstup napětí z generátoru (1) a zabraňuje vzniku výbojů, které by mohly nastat mezi katodou a generátorem. Hranice komory tvoří cylindrický obal (3). Trubice s odstíněným vodičem (4) dodává napětí na mosaznou katodu (5). Výboj probíhá mezi katodou a měděnou zátkou korony (6). Střed zátky (7) je zhotoven z tenké vrstvy AlBe sloužící jako anoda. Díky propustnosti anody je možné umístit kolektor (8), který snímá paprsek elektronů tvořený mezi katodou a anodou. Na boku komory je umístěn průzor pokrytý hliníkem (9). Úbytek paprsku, jenž absorbuje hliníkový průzor, měřil druhý kolektor (10). Generované Rentgenovo záření měří dozimetr (11).

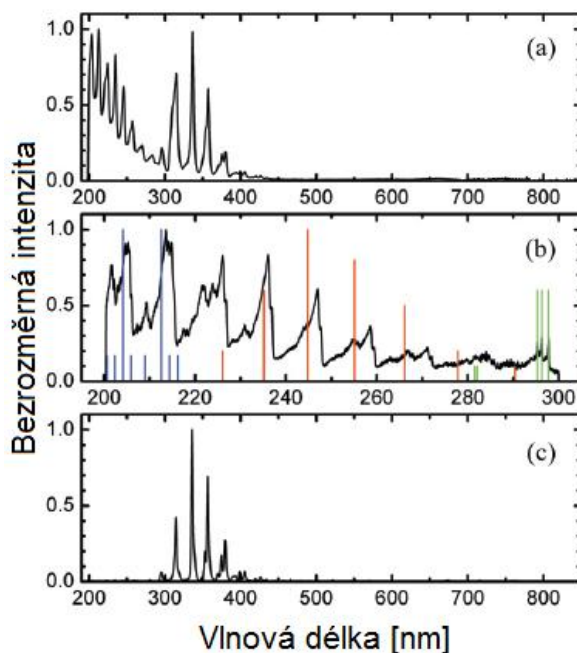


obr. 16 - zapojení třetího typu generátoru : 1-generátor, 2-izolace, 3-cylindrická komora, 4-vnitřní vodič, 5-mosazná katoda, 6-zakončení komory (Cu), 7-fólie (AlBe), 8-kolektor, 9-fólie (průzor), 10-kolektor, 11-dozimetr. [11]



obr. 17 - záznam výboje zachycený skrze průzor (zdrojem je třetí typ generátoru). Záznam pěti pulzů s dlouhou expozicí. [11]

Čtvrtý použitý generátor je vysokonapěťový pulzní typ. Produkuje opakovaně dva negativní a dva pozitivní pulzy. Jednotlivé pulzy (kladné i záporné) probíhají po dobu 1,5 μs a jejich amplituda je 10 kV. Šířka pulzu je 200 ns. Maximální růst generovaného napětí je 10^{11}Vs^{-1} . Frekvence opakování dvojitých pulzů (+/-) je 100 kHz. V tomto zapojení byla katodou jehla směřující kolmo k rovinné anodě. Vzdálenost elektrod je 3 cm. Toto zapojení je nejpodobnější systému, jenž bude popsán v praktické části práce (3.5).



obr. 18 - záznamy (a) a (b) pořízené na generátoru č. 1 a (c) na generátoru 4. Spektra jsou pořízena pomocí různých spektrometrů. Spektrum (c) je zaznamenáno na stejném spektrometru (StellarNet), jenž bude užít v praktické části této DP. [11]

Parametry	Typ generátoru			
	1	2	3	4
Charakteristika výboje	Koróna s dlouhými vlákny plasmy	Koróna	Koróna a difúzní výboj	Koróna
Rentgenový záznam	Ne	Ano	Ano	Ne
Záznam unikajících elektronů	Ne	Ne	Ano	Ne
Emise světelného spektra	N2+ systém a záznam elektrody	N2+ systém	N2+ systém	N2+ systém

tab. 4 - přehled rozdílných typů záznamů výbojů generovaných různými generátory

Práce v diskusi rozebírá následující poznatky. Runaway elektrony jsou v laboratorních podmínkách generovány pomocí výbojů, jež jsou realizovány v kratších časech. Experimenty ukázaly, že při užití různých generátorů, různých výstupních režimů a změně vzdálenosti elektrod (s rozdílným zakřivením) dochází ke generování korón s rozdílnými vlastnostmi.

Práce předpokládá, že propagací náboje v poli dochází k periodickému hromadění záporného náboje na hrotu a intenzita elektrického pole se zvyšuje.

Ve chvíli, kdy se pole dostává na kritickou hodnotu, dochází ke vzniku krátkého paprsku runaway elektronů, jejichž přítomnost vede k předběžné ionizaci atmosféry před "leader" výbojem. To má za následek skokovou charakteristiku výboje. Síla elektrického pole nacházející se v oblasti před vedoucím nábojem se tím pádem snižuje a pohyb náboje se zpomaluje. Tento cyklus je následně periodicky opakován.

Pokud je použit kladný náboj, přebytek kladného náboje je nahromaděn ve vedoucí části pole. Elektrony se v blízkosti vedoucí části přepínají do únikového režimu. Při jejich brzdění generují rentgenové záření. Tento systém poháněný kladným nábojem generuje rentgenové záření a unikající elektrony s menší energií. To zajišťuje rovnoměrnější předběžnou ionizaci atmosféry pomocí rentgenového záření a pozvolnějším šířením vedoucího náboje. Z naměřených dat vyplývá, že ke generování unikajících elektronů (o menších energiích) a rentgenového záření je vhodné použít elektrodu s menším zakřivením a generátor 1 nebo 4.

V závěru práce je zmíněno následující [11]:

- 1) Runaway elektrony a rentgenové záření hrají důležitou roli při vzniku koróny v běžné atmosféře
- 2) Runaway elektrony byly detekovány mimo prostor záření plazmového výboje
- 3) Předpokládá se, že hnacím motorem šíření svazku náboje po jeho zformování jsou je rentgenové záření a unikající elektrony, jež jsou produkovány při vzniku svazku samotného

2.7 Program Blender

Jednou z částí diplomové práce je tvorba trojrozměrného modelu elektrod a simulování pohybu iontů v okolní atmosféře a vnějším elektrickém poli. K tomuto účelu byl zvolen program Blender. Jedná se o multiplatformní open source aplikaci jenž je dostupná na operačních systémech Windows (XP, Vista, 7), Linuxových systémech a OS X. Software se zaměřuje na vytváření 3D modelů, animací, rendering a další činnosti [12]. Nespornou výhodou zvoleného programu jsou nulové pořizovací náklady. Pro účely práce je využívána fyzikální složka modelování. Software umožňuje simulovat částicové systémy, silová pole a pevná tělesa. Při spuštění libovolné simulace dochází k jejímu zaznamenání do časové osy a po dokončení je možné přetáčet a opakovaně sledovat vybrané momenty simulace, nebo spustit celý záznam. Blender umožňuje simulovat v několika částicových systémech. Jedná se o Newtonovský částicový systém, jenž umožňuje simulovat pohyb za reálných fyzikálních podmínek. Další možností je simulování kapalinových systémů, jenž se řídí odpovídajícími zákony hydrodynamiky. Tento systém nabízí širokou škálu simulovaných jevů jako například simulace vody, kouře, proudění vzduchu a jiné. Poslední variantou jsou tzv. "Boid" částice. Ty je možné programovat s určitým balíkem modelů chování. Daný model se využívá k simulování chování skupin živočichů a jejich reakce na probíhající změny v okolí [13]. Pro užití v rámci diplomové práce byl zvolen Newtonovský fyzikální model. Verze programu užitá k modelování je 2.64. Práce s programem Blender bude rozvedena v praktické části (3.2).

3 Praktická část práce

V následující části práce popisují opakování Peekova experimentu zhotoveného Pavlem Pokorným. Následně bude využit program Blender k vytvoření přibližného simulačního modelu pozorovaného jevu. Z důvodu nepřesného zobrazování výstupních hodnot zdroje (napětí a proud) jsou zhotoveny korekční křivky pomocí kterých dojde k úpravě všech naměřených hodnot na přesnější údaje. Díky schopnosti přesnějšího vyhodnocení údajů je nyní možné provést detailní proměření voltampérových charakteristik v závislosti na vzdálenosti elektrod. Dalším experimentem bude měření kritického okamžiku vzniku koróny a porovnání s hodnotami zjištěnými Peekem.

3.1 Peekovo zařízení

Téměř po sto letech byla na půdě TUL zhotovena kopie původního Peekova zařízení. Návrh i samotné sestavení provedl P. Pokorný. Zařízení (obr. 19) funkcí a principem kopíruje předlohu, liší se jen v drobných konstrukčních detailech. Jedná se například o materiál, ze kterého jsou zhotoveny disky sloužící k uchycení vodičů. Původní zařízení mělo disky zhotoveny ze dřeva a pro potlačení výbojů na nich byly nasazeny kovové nástavce, které kopírovaly jejich povrch. Na současném zařízení byly nasazeny disky vysoustruženy z hliníku. Pro samotný dřevěný rám bylo zvoleno bukové dřevo. Hlavní výhodou použití tvrdého dřeva je možnost snadno ho obrobit a vyhladit tak, aby nedocházelo k tvorbě různých nerovností, jenž by při praktických pokusech mohli rušit experiment hromaděním náboje na různých nerovnostech, nebo třískách. Pokorného replika zařízení má stejně jako originál možnost nastavit plynule vzdálenost protilehlých vodičů. V této sestavě bylo možné provádět měření dvou typů námi dostupných elektrod. Jedná se o elektrody o průměrech 900 μm a 14 μm , na kterých bylo provedeno detailní měření. Sledovaným údajem byla volt-ampérová charakteristika a její závislost na vzdálenosti elektrod. Prvním pozorovaným vodičem byl ten, jenž měl průměr 14 μm .

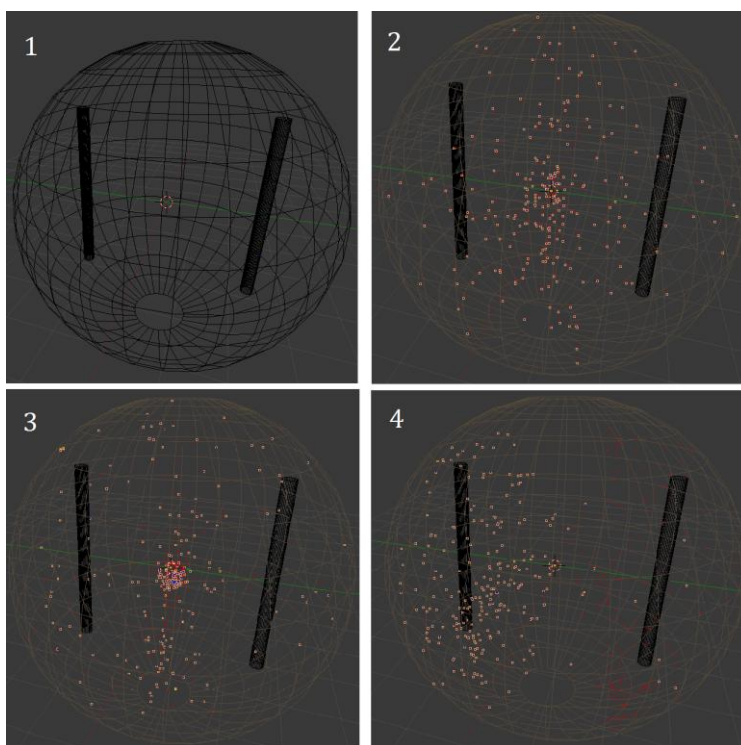


obr. 19 - Peekovo zařízení tvořené dřevěným rámem a hliníkovými disky

3.2 Simulování v programu Blender

Pro modelování jevu byl vybrán program Blender, který umožňuje snadnou konstrukci modelů pomocí grafického rozhraní. Nyní bude vytvořen model chování plynných iontů v okolí lineárního vodiče, které se nacházejí na Peekově zařízení. Model se snaží simulovat jev v míře, která odpovídá reálným podmínkám, ale je nutno zvážit jeho určitá zjednodušení. Simulace probíhá v prostředí s nulovou gravitací. Dva válcové objekty malého průměru jsou nastaveny pomocí parametru "charge" (náboj), což zajišťuje emitování elektrického pole do modelu. Válce mají opačný náboj. Nyní je vytvořena nepřirozená hraniční sféra o dvou vrstvách, která bude simulovat atmosféry kolem dvou vodičů. První vrstva ohraničuje prostor, kde dochází ke generování částic. Druhá vrstva zabraňuje jejich unikání z modelu. Sférické uspořádání bylo zvoleno z důvodu zabránění hromadění nábojů v rozích kvádrového tělesa. Do této atmosféry jsou umístěny dva typy částic s opačným nábojem. Nastavení částic modeluje jejich předpokládané chování. Částice stejného náboje se odpuzují, částice opačného náboje se přitahují, což představuje standardní coulombickou interakci. Rozmístění částic ve sféře probíhá v celém objemu a náhodně. Nastavení obou systémů částic zabraňuje vzniku dvou rozdílných částic v jednom bodu. Pokud chceme modifikovat simulaci, můžeme velice snadno

změnit nastavení hmotnosti, počtu částic nebo interakci elektrického pole na vodičích. Posledním objektem který model obsahuje je druhá sféra, která velikostí i umístěním kopíruje sféru první. Úlohou tohoto objektu je odrážet zpět do systému částice, které by mohly uniknout.

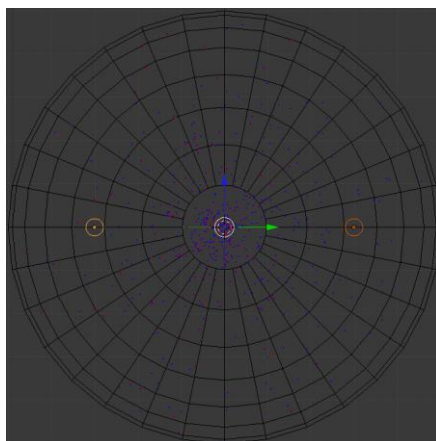


obr. 20 - jednotlivé kroky simulování soustavy v Blenderu

Jak je vidět na obr. 20, v jednotlivých krocích simulace dochází k velkým změnám v rozmístění náboje. V prvním kroku je načtena sféra s vodiči, kterým není udělen žádný náboj. V druhém kroku dochází k vygenerování kladných a záporných částic. Ve třetím kroku jsou částice náhodně promísены. Někde tvoří shluky, jinde se pohybují samostatně. V posledním čtvrtém kroku dochází k zapnutí elektrického pole na vodičích. Částice se chovají podle předpokladu. Kladné směřují k záporné elektrodě a záporné ke kladné.

3.2.1 Vyhodnocení simulace

Data získaná programem Blender byla vyhodnocena pomocí dodatečně nainstalovaného skriptu. Po definování počátečních souřadnic a průměru válce dokázal program spočítat kladné, nebo záporné částice (každý typ částice nutný počítat samostatně) procházející pláštěm vybraného válce.



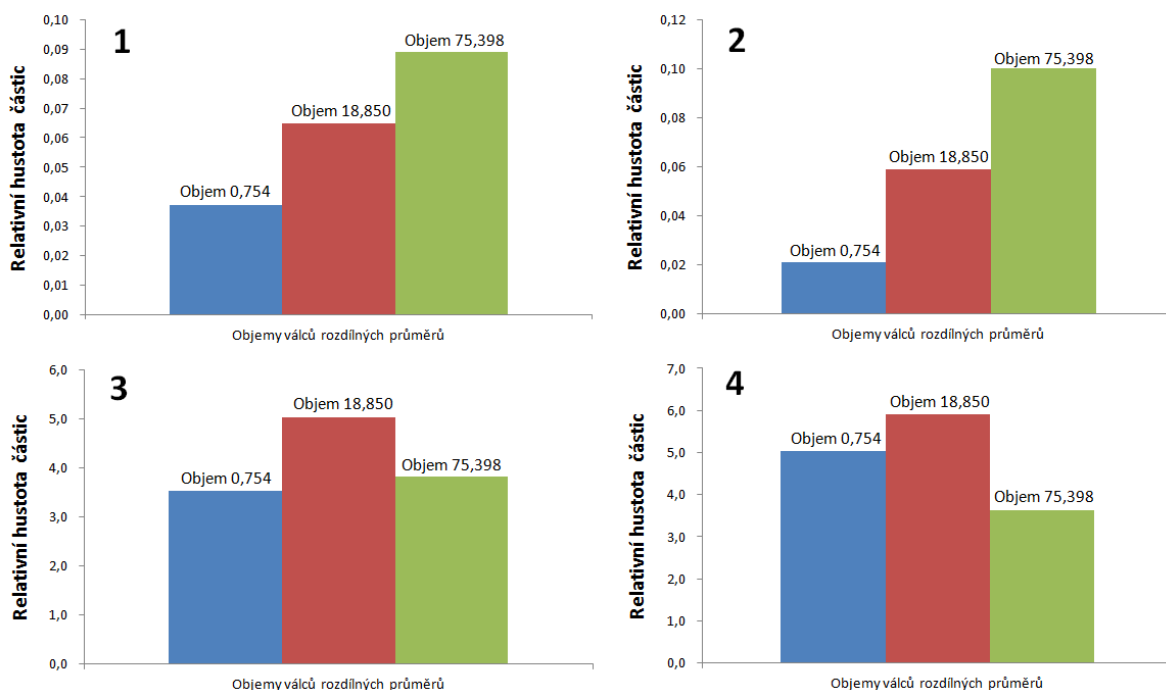
obr. 21 - souřadnicový systém využitý při vyhodnocení

Simulované vodiče mají průměr 0,2 jednotky (relativní rozměr udávaný programem). Vzdálenost mezi středem vodiče a středem simulované sféry jsou 3 jednotky. Délka vodičů je 6 jednotek. Pro následující výpočty budeme uvažovat tři imaginární válce. První bude kopírovat rozměry vodiče. Druhý a třetí budou mít stejnou délku vodiče, ale jejich průměr bude nastaven na jednu jednotku respektive dvě jednotky průměru. Po výpočtu obsahů těchto těles dostáváme následující relativní obsahy. První válec má obsah 1,2. Druhý válec má obsah 6. Třetí válec má obsah 12. Simulace v programu trvá 250 snímků. Výpočty budou provedeny pro průměrnou hodnotu částic v jednom snímku animace.

Výpočet pro jeden snímek:	Relativní obsah	Kladné částice:	Záporné částice:
Kladný vodič	0,754	0,037	3,538
	18,850	0,065	5,022
	75,398	0,089	3,826
Záporný vodič	0,754	5,024	0,021
	18,850	5,907	0,059
	75,398	3,627	0,100

tab. 5 - souhrn průměrných hodnot pro různé obsahy v jednom snímku animace

Následující grafy (obr. 22) porovnají hustoty částic ve třech výše zmíněných relativních obsazích. Graf (1) porovnává množství kladných částic ve třech různých obsazích kolem kladného vodiče. Graf (2) porovná množství záporných částic ve třech různých obsazích kolem záporného vodiče. Graf (3) porovnává množství záporných částic ve třech různých obsazích kolem kladného vodiče. Poslední graf (4) porovnává množství kladných částic ve třech různých obsazích kolem záporných částic.

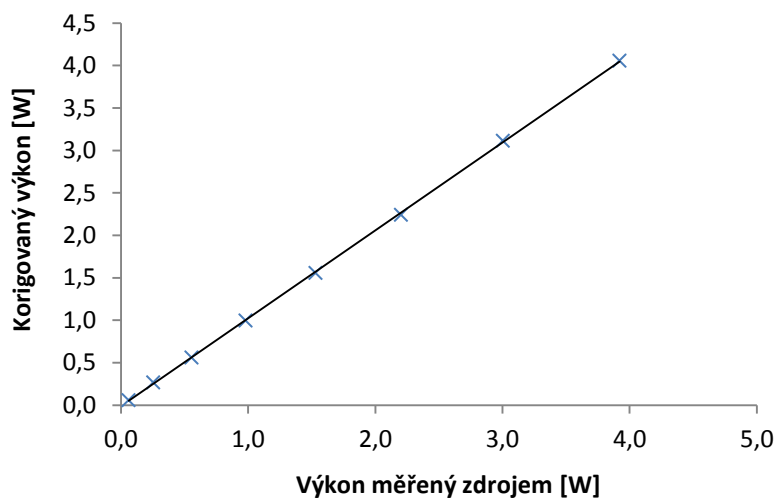


obr. 22 - srovnání relativních hustot částic

Vyhodnocení údajů z programu Blender potvrzuje předpokládané coulombické chování částic. Grafy (1) a (2) vyjadřující početní objemové hustoty částic určitého náboje vyskytujících se kolem vodičů náboje shodného. V porovnání s grafy (3) a (4), jenž představují výskyt částic určitého náboje u vodičů s nábojem opačným mají relativní hustoty částic řádově nižší hodnoty. Grafy (3) a (4) potvrzují další předpokládané chování. Při zvolení největšího průměru válce klesá hustota částic. To je způsobeno snahou částic zůstat v blízkosti vodiče s přivedeným nábojem opačného charakteru.

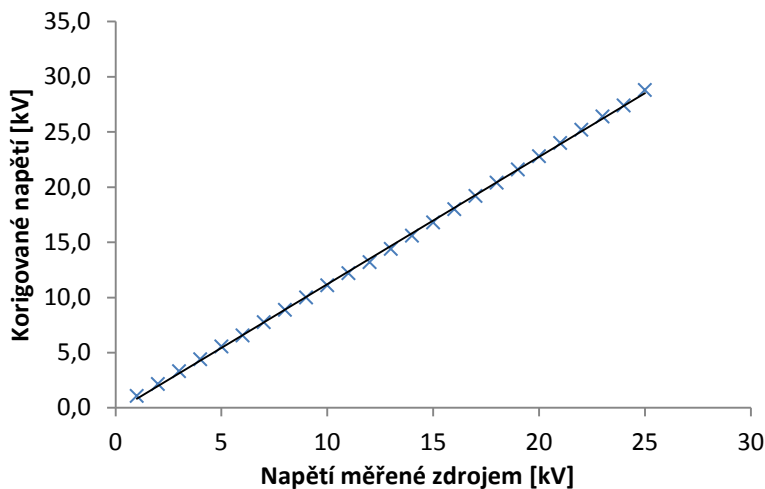
3.3 Zjišťování korekčních hodnot

Z důvodu nepřesného zobrazování nastavených hodnot displejem zdroje (Matsusada HW-AU60-P0.5) bylo nutné zhotovit kalibrační křivky, jenž by zpřesnily výstupy měřených hodnot. Nejprve byly naměřeny hodnoty napětí a proudu udávané displejem zdroje. Zároveň probíhalo kontrolní měření pomocí sondy (RIGOL DS1102CD) připojené k osciloskopu, která zaznamenávala proud protékající připojeným rezistorem. Následně byl vypočítán výkon z obou sad poskytnutých údajů. Pomocí přepočtu bylo možné extrahovat hodnoty proudu a provést jejich následné srovnání s údaji poskytnutými sondou. Výsledné hodnoty byly zaneseny do obr. 23 a proloženy přímkou. Rovnice získané přímkou posloužila ke korekcím výpočtů zahrnujících výkon.



obr. 23 - výkonová korekční funkce

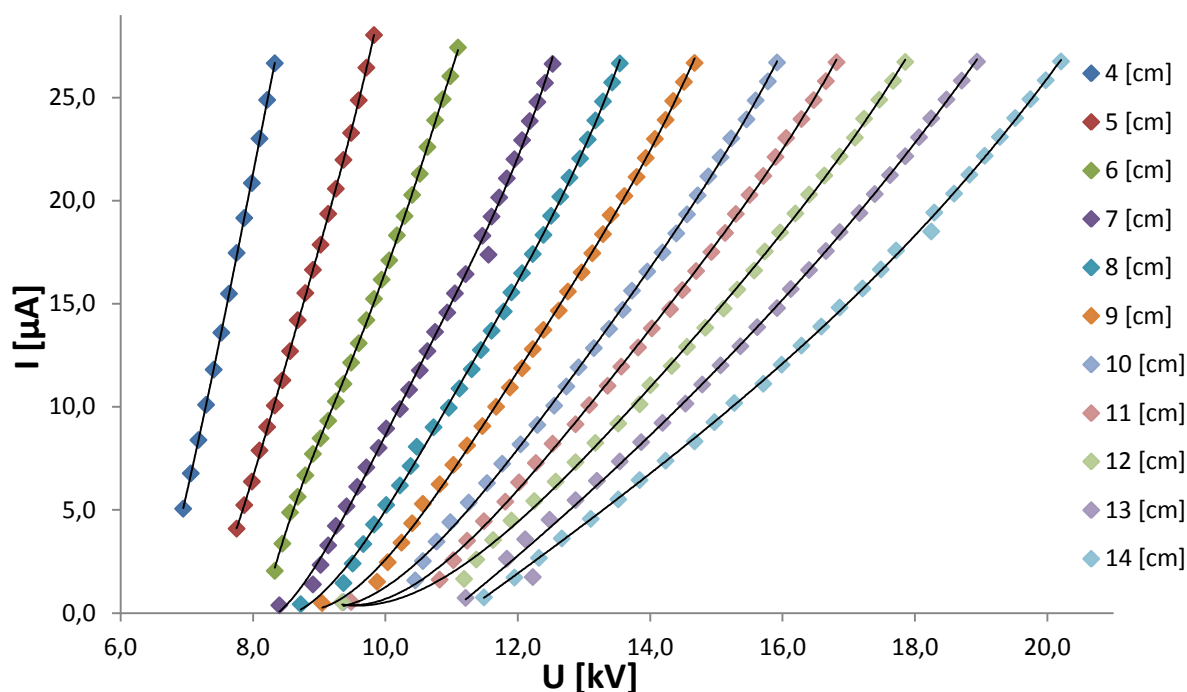
Druhou korekční funkcí nutnou pro následující výpočty byla napěťová funkce. Zjištění těchto údajů bylo jednodušší, neboť stačilo porovnat hodnotu napětí, kterou udával displej zdroje s reálným měřením napětí v obvodu provedeném na osciloskopu. Korekční funkci získanou tímto způsobem ukazuje obr. 24. Stejně jako v prvním případě jsou hodnoty proloženy přímkou, která poměrně věrně kopíruje průběh naměřených hodnot. Vypočítané korekční rovnice byly užity k úpravě všech údajů, které při následujících měřeních poskytl zdroj vysokého napětí.



obr. 24 - napěťová korekční funkce

3.4 Měření Voltampérových charakteristik

Prvním měřením na Peekově zařízení bylo zjišťování VA charakteristiky pro vodiče o průměru 14 μm . Zmíněnou závislost ukazuje (obr. 25), na kterém je zaznamenán rozsah vzdáleností mezi 4 cm (minimální vzdálenost nastavitelná na zařízení) a 14 cm. V tomto případě byl zvolen takový postup, který zaznamenal poslední hodnotu napětí, při které kolísal proud protékající vodiči mezi 0 μA a 1 μA a následně zaznamenával změnu proudu, která připadá na zvýšení napětí o desetinu kV. Jak je z grafu patrné, při nastavení nižších vzdáleností postačuje k vybuzení proudového toku nižší hodnota napětí, ale dochází ke skokovému vybuzení proudu na vyšší hodnotu než 1 μA . S rostoucí vzdáleností vodičů stoupá velikost napětí nutná k vybuzení proudu, ale s jeho následným zvyšováním proud v závislosti na napětí lineárně roste. Pro statistické účely byl každý údaj naměřen 10x. Při prozkoumání vývoje variačních koeficientů docházíme k závěru, že variační koeficient se snižuje s rostoucím napětím i vzdáleností.



obr. 25 - voltampérové charakteristiky pro vodič o průměru 14 μm s rozdílným parametrem vzdálenosti

3.5 Měření kritického okamžiku vzniku koróny

Dalším bodem práce je provedení praktického měření, které porovná kritický okamžik vzniku koróny zaznamenaný okem pozorovatele s Peekovým empirickým výpočtem (rovnice 42). Tato měření jsou provedena na třech vodičích rozdílných průměrů (900 μm , 14 μm a 8 μm). Měření pro tento vodič probíhalo na standardním rekonstruovaném Peekově zařízení.

3.5.1 Měření prvního typu vodiče

První měření zkoumá vodič o průměru 900 μm . Je to běžný velmi jemný měděný drát. Naměřeno je 11 rozdílných vzdáleností od 4 cm do 14 cm s konstantním posunem 1 cm.

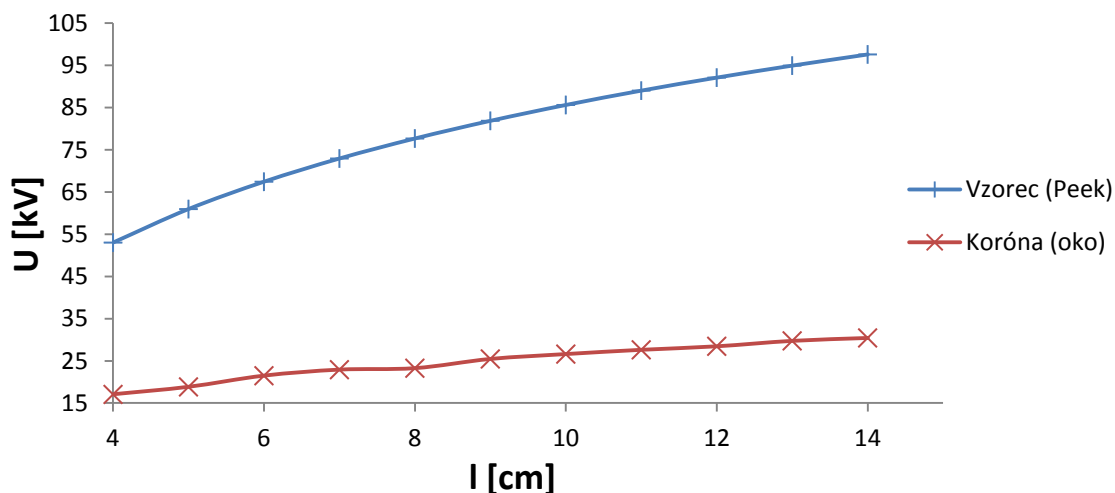
Příkladem výpočtu po dosazení do Peekova vzorce ($U_v = 30 \left(1 + \frac{0,301}{\sqrt{r}}\right) \cdot r \cdot \ln \frac{S}{r}$) je:

$$E_v = 30 \left(1 + \frac{0,301}{\sqrt{0,9}}\right) \cdot 0,9 \cdot \ln \frac{4}{0,9} = 53,033 [\text{kV}/\text{m}] \quad (43)$$

Jak bude patrné z následujících tabulek a grafů, praktické měření se neshoduje s výpočty Peekova empirického vzorce. Po využití korekčních rovnic získaných v kapitole 3.3 dochází ke zvýšení shody mezi těmito hodnotami, ale pouze v malé míře. Jak vyplývá z grafu (obr. 26), při počáteční vzdálenosti 4 cm je Peekem předpokládaná hodnota napětí trojnásobná vůči praktickému pozorování. Pozorování bylo pro každou vzdálenost zopakováno 5x a při každém pokusu došlo k prvotnímu zaznamenání koróny na shodném napětí. Při zvyšování vzdálenosti mezi elektrodami dochází k dalšímu zvyšování rozdílu mezi předpokládanou a prakticky zjištěnou hodnotou. Největšího rozdílu dosahuje při poslední naměřené vzdálenosti 14 cm a to 3,2 násobně větší vypočítané hodnotě, než je tomu při praktickém pozorování.

Vzdálenost [cm]	Peekův výpočet [kV]	Reálné napětí (korigované)
4	53,0	17,1
5	61,0	18,8
6	67,5	21,5
7	73,0	22,9
8	77,7	23,3
9	81,9	25,5
10	85,6	26,6
11	89,0	27,6
12	92,1	28,5
13	95,0	29,8
14	97,6	30,4

tab. 6 - srovnání hodnot Peekova výpočtu a praktického pozorování



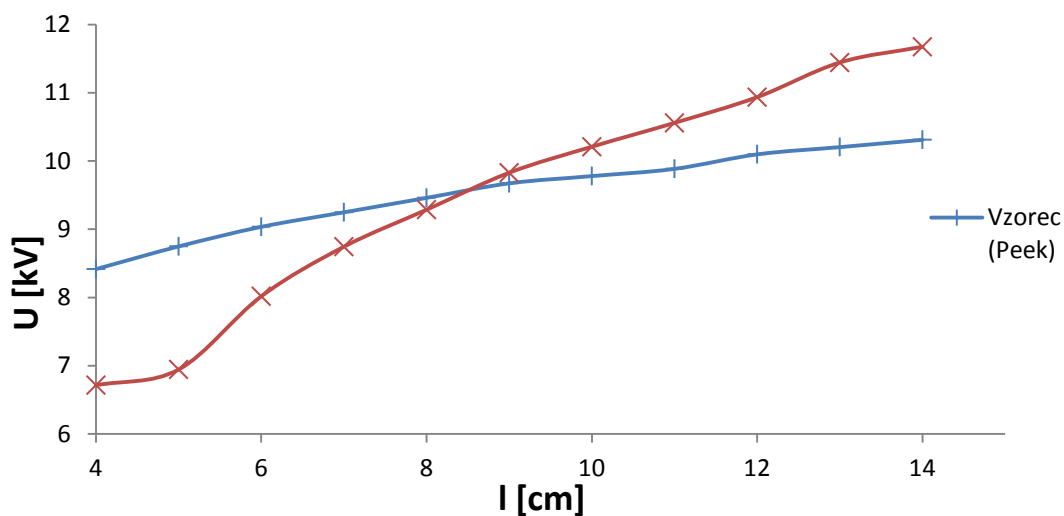
obr. 26 - závislost napětí na vzdálenosti porovnávající Peekův výpočet a praktické pozorování pro vodič o průměru 900 μm .

3.5.2 Měření druhého typu vodiče

Druhé měření zkoumá vodič o průměru 14 μm . Jeho původem je speciální příze tvořená nekonečnými kovovými vlákny. Díky dostatečné délce vodiče (stejně jako při prvním měření) je možné použít klasickou Peekovu konstrukci. Při měření vodiče tohoto průměru nastávají při změně vzdálenosti tři stavy. V počátku je vznik koróny pozorován při nižším napětí v porovnání s výpočtem stejně, jak tomu bylo při prvním měření. Při minimální vzdálenosti 4 cm je vypočítané napětí 1,25x vyšší než napětí námi měřené. Při zvyšování vzdálenosti elektrod dochází k postupnému přibližování os. Druhým stavem je jejich vzájemné protnutí, ke kterému dochází na vzdálenosti 8,5 cm. Třetím stavem je postupné vzdalování os, ale v opačném poměru než tomu bylo doposud. Praktické pozorování potvrzuje vznik korony na vyšších hladinách napětí proti předpokladu vypočítaném vzorcem. Rozdíl se postupně zvyšuje až na poslední naměřenou vzdálenost (14 cm). Poslední reálně pozorovaná hodnota je 1,14x větší proti předpokladu poskytnutému výpočtem viz (obr. 27).

Vzdálenost [cm]	Peekův výpočet [kV]	Reálné napětí (korigované)
4	8,4	6,7
5	8,8	6,9
6	9,0	8,0
7	9,3	8,7
8	9,5	9,3
9	9,7	9,8
10	9,8	10,2
11	9,9	10,6
12	10,1	10,9
13	10,2	11,4
14	10,3	11,7

tab. 7 - srovnání hodnot Peekova výpočtu a praktického pozorování

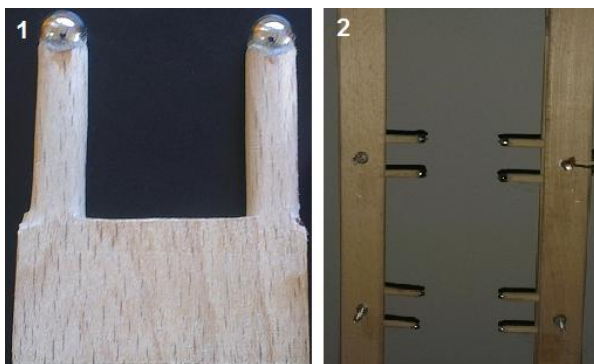


obr. 27 - závislost napětí na vzdálenosti - srovnání Peekova výpočtu a praktického pozorování pro vodič o průměru 14 μm

3.5.3 Měření třetího typu vodiče

Třetí proměřovaný vodič má průměr 8 μm . Jedná se o kratší ojednocená kovová vlákna z pramene. Kvůli nedostatečné délce není možné použít klasické Peekovo zařízení. Byl zhotoven speciální nástavec (obr. 28), který umožňuje uchycení krátkých vláken. Jedná se o vidlici z bukového dřeva na jejímž konci se nacházejí dvě ložiskové kuličky. Dřevěné části jsou zahlazeny, aby nedocházelo k hromadění elektrického náboje.

Byly zhotoveny dvě sady vidlic. První sada byla vybavena ložisky o průměru 0,8 mm a druhá ložisky o průměru 0,6 mm. Pro experimenty byl zvolen model s průměrem 0,8 mm.

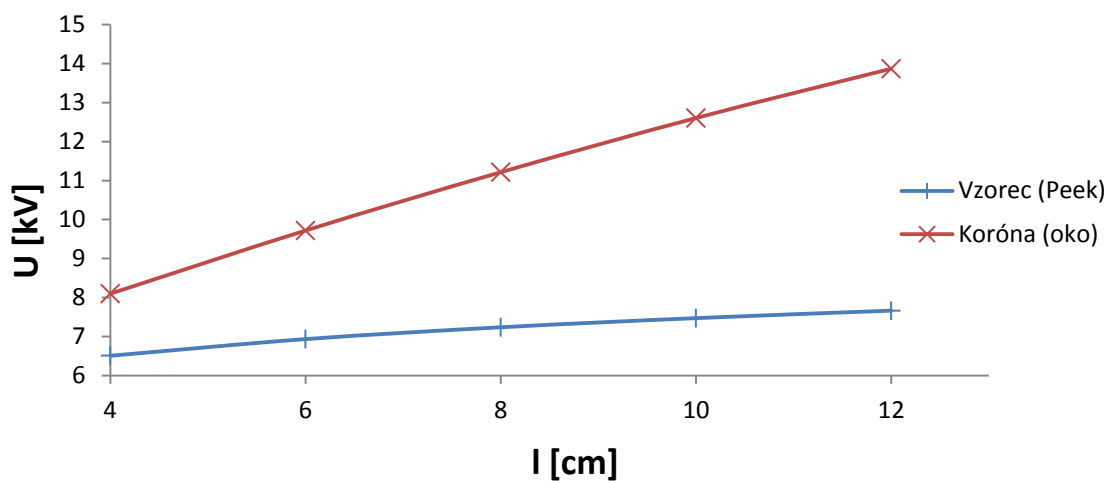


obr. 28 - (1) nástavec pro Peekovo zařízení, (2) aplikace dvou sad prototypů na dřevěném rámu

Jak je patrné v tabulce (tab. 8), při proměřování nejtenčího vodiče bylo provedeno menší množství měření s větším skokem (2 cm), neboť tento vodič reagoval na malou změnu napětí velkou změnou proudu a hrozilo jeho poškození. Jak je patrné na grafu (obr. 29), porovnání praktického experimentu s hodnotami vypočtenými pomocí Peekova vzorce pokračuje v trendu dvou předešlých měření. Při počáteční vzdálenosti (4 cm) je nyní pozorované napětí 1,25x vyšší než to, jenž je Peekem předpovězeno pro vznik korony. Rozdíl se postupně zvyšuje až na 1,8x na posledním měření (12 cm).

Vzdálenost [cm]	Peekův výpočet [kV]	Reálné napětí (korigované)
4	6,5	8,1
6	6,9	9,7
8	7,2	11,2
10	7,5	12,6
12	7,7	13,9

tab. 8 - srovnání hodnot Peekova výpočtu a praktického pozorování



obr. 29 - závislost napětí na vzdálenosti - srovnání Peekova výpočtu a praktického pozorování pro vodič o průměru 8 μm

Na tomto nástavci proběhly první měření s natažením polymerních vláken vyrobených pomocí metody tažení. Nepozlacená vlákna PVA neposkytla žádný optický výstup zachytitelný a neozbrojeným okem nebo UV kamerou. Vlákna bylo nutné vystavit zlacení.

Nástavec se pro tyto účely neukázal jako vhodný. Díky pórovitosti dřeva trval zlatící proces velmi dlouho (90 minut) a výsledek byl nejistý. Z uvedeného důvodu nebude v této části metoda tažení podrobněji rozebrána. Bude tak učiněno v části (3.8).

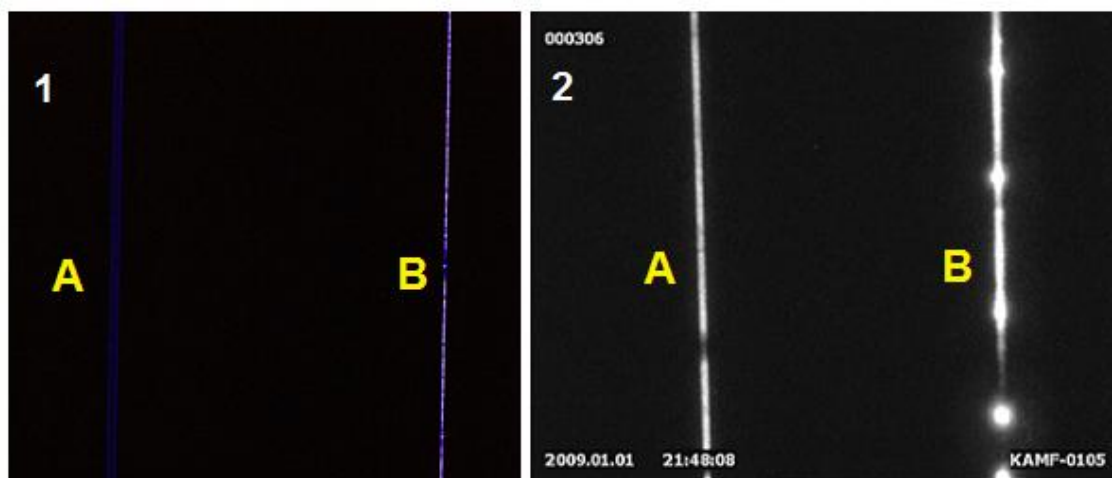
3.6 Obrazový a spektrální záznam z měření na Peekově zařízení a nástavci

V následující části práce budou demonstrovány záznamy korón. Některé bylo možné pořídit na digitální fotoaparát, jiné byly zaznamenány pomocí UV kamery. Peekovo zařízení i nástavec poskytly možnost snadno zaznamenat korónový záznam pomocí UV spektrometru.

3.6.1 Vizuální záznamy

Následující snímek (obr. 30 (1)) byl pořízen fotoaparátem (Sony α 350 se standardním dodávaným objektivem) s dlouhou expozicí (30 sekund) v prostoru temné komory. Při dostatečném zatemnění bylo možné okem pozorovanou korónu zaznamenat jasně a zřetelně.

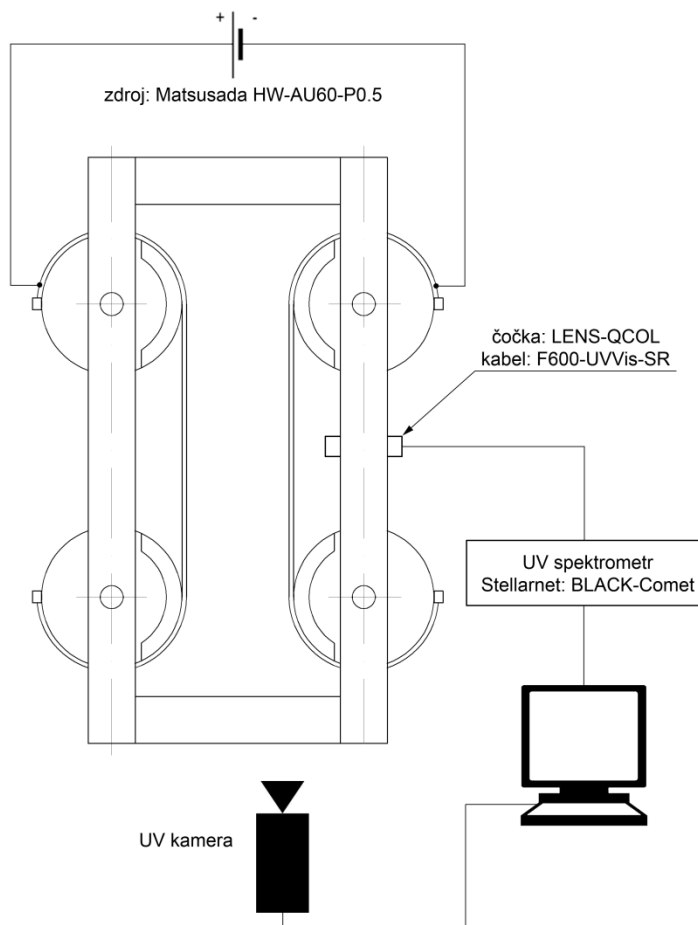
Jak je z obrázku patrné, koróna (obr. 30(A)) generovaná pomocí přivedeného kladného náboje má jiný vizuální projev, než koróna (obr. 30(B)) generovaná dopadovou (uzemněnou) elektrodou. Koróna vlevo byla při pozorování neměnná. Kolem vodiče tvořila slabou rovnoměrnou záři. Pravá koróna vytvářela intenzivnější vizuální projev, který se ale měnil v průběhu zaznamenávání. Nejzřetelnější změnou bylo pravidelné přemísťování bodů s největší intenzitou záření.



obr. 30 - (1) fotografický a UV (2) záznam Peekova zařízení s vodičem (\varnothing 900 μ m) pořízený v temné komoře. Elektroda s kladným potenciálem (A) je na levé straně, uzemněná elektroda (B) na pravé.

3.6.2 Spektrální záznam Peekova experimentu

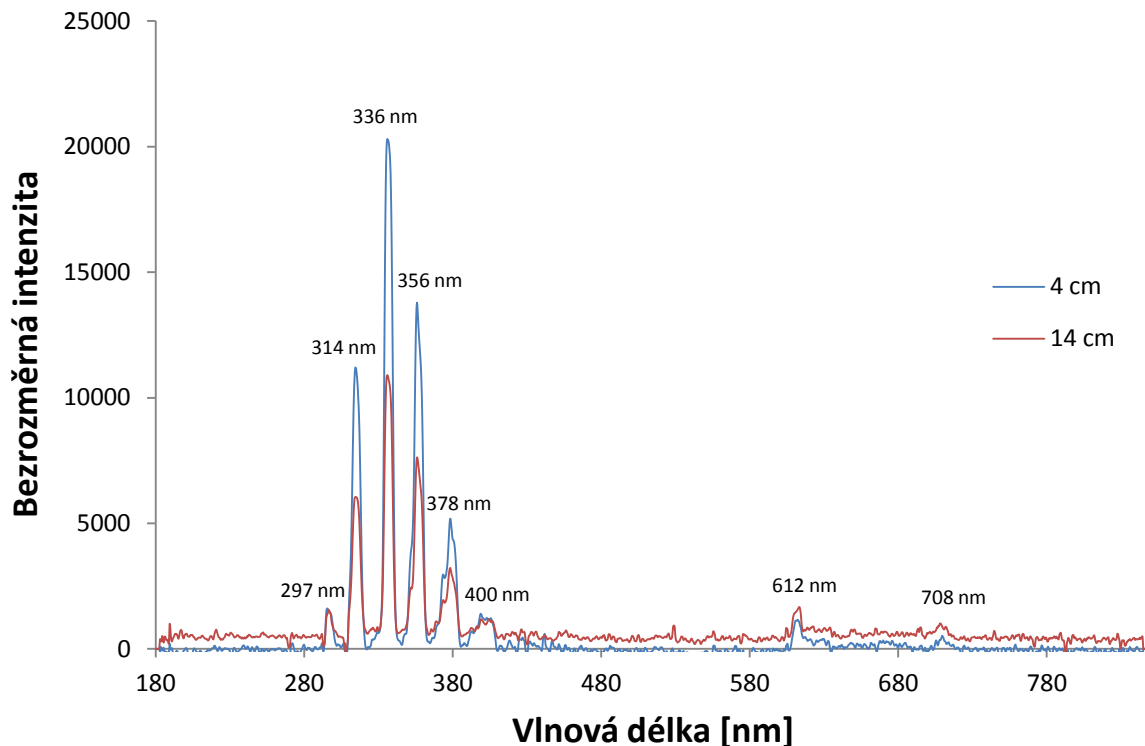
Na následujícím schématu (obr. 31) je zobrazeno zapojení experimentální sady kterou byly proměřovány optické, UV kamerové a UV spektrální záznamy poskytnuté Peekovým zařízením.



obr. 31 - schéma zapojení měřících přístrojů užitých při experimentech na kopii Peekova zařízení

Nyní budou předvedeny záznamy zachycené na UV spektrometru Stellarnet, na kterém jsou zaznamenána všechna UV měření. Jedná se o model Black Comet vybavený světlovodem F600 a čočkou LENSQ-COC. Všechna následující spektra jsou uvedena po odečtení šumového spektra.

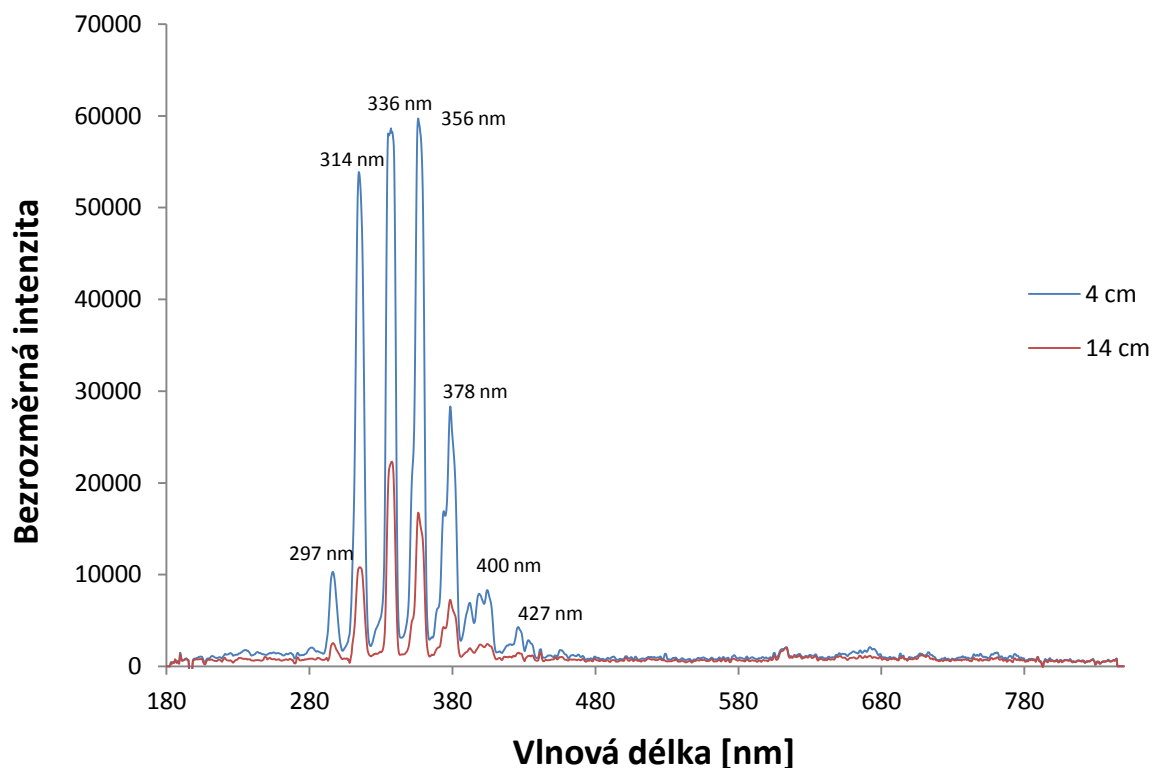
Záznamy sledují shodnou šestici vrcholů nacházející se na následujících vlnových délkách: 297 nm, 314 nm, 336 nm, 356 nm, 378 nm a 400 nm. Záznamy byly pořízeny při rozdílných napětích, ale proud protékající obvodem byl nastaven na hodnotách kolem 10 μ A.



obr. 32 - srovnání spektrálního záznamu při vzdálenostech 4 cm a 14 cm pro vodiče o průměru 900 μ m

První sada měřených vodičů o průměru 900 μ m poskytuje následující výsledky. Jak je vidět na grafech (obr. 32), při změně vzdálenosti pozorovaných elektrod nedochází k posunu žádného ze sledovaných píků. To znamená, že koróna emituje světlo na stejných energetických hodnotách. Zvýšením vzdálenosti dochází ke snížení intenzity záření, jenž se na záznamu projevuje snížením vrcholů a zvýšením množství šumu. Tyto záznamy byly pořízeny při nastaveném integračním času 60 s. Dva vrcholy viditelné na vlnových délkách 612 nm a 708 nm jsou pravděpodobně způsobeny světelným znečištěním komory zapříčiněným jejím nedostatečným utěsněním.

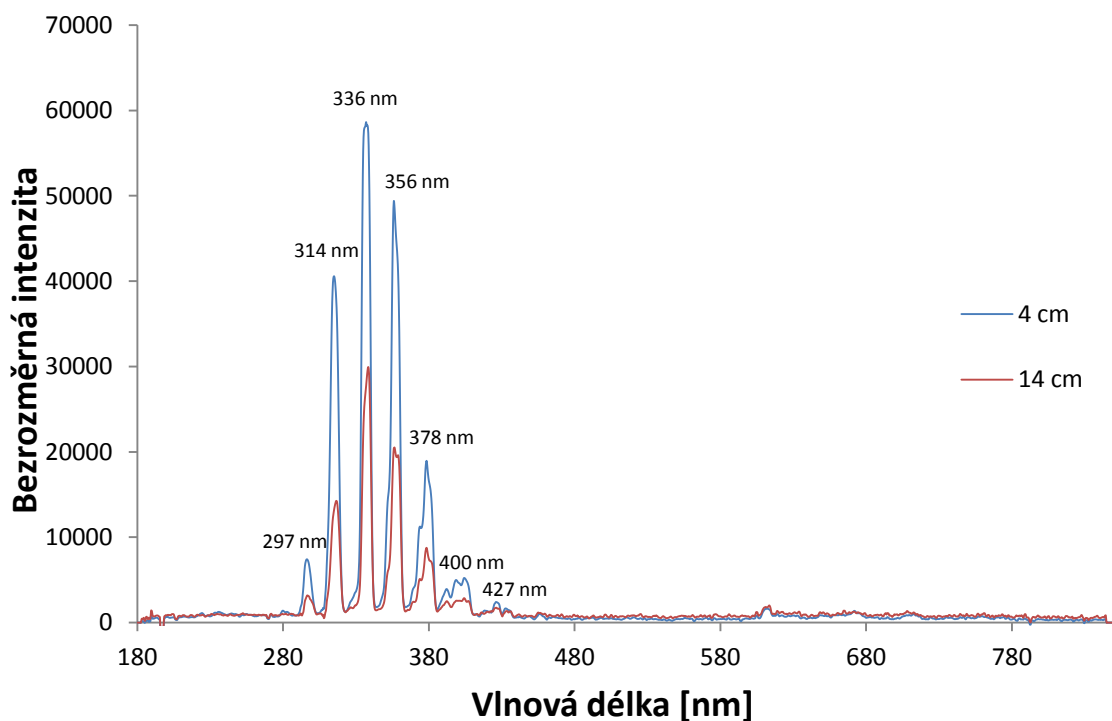
Druhým vodičem proměřeným na identické konfiguraci je vlákno o průměru 14 μm . Jak je patrné z grafu (obr. 33), intenzita generovaného UV záření je při stejném integračním času vyšší, než tomu bylo u vodičů o průměru 900 μm . Při vzdálenosti 4 cm dosahují nejvyšší vrcholy trojnásobné intenzity proti předešlému měření. Při vzdálenosti 14 cm jsou hodnoty dvojnásobné proti předchozímu měření. Další změnou je zvýšení počtu bezpečně rozeznatelných vrcholů z šesti na sedm. Nový vrchol se nachází na vlnové délce 427 nm.



obr. 33 - srovnání spektrálního záznamu při vzdálenostech 4 cm a 14 cm pro vodiče o průměru 14 μm

Další změnu představuje srovnání intenzity tří nejvyšších vrcholů při vzdálenosti 4 cm. To bylo stejně jako jiné parametry pozorováno na všech měřeních a nejedná se o shodu náhod.

Posledním měřeným vodičem je 8 μm typ. V porovnání s předchozím vodičem je možné pozorovat srovnatelnou intenzitu pro vrcholy měřené na vzdálenosti 4 cm. Rozdílem je menší shoda intenzit mezi nejvyššími vrcholy. Při porovnání měření s nastavenou vzdáleností 14 cm dochází k přibližně třetinovému nárůstu intenzity u vodiče o průměru 8 μm . Na spektru lze rozeznat 7 vrcholů, stejně jako na předchozím měření, ale poslední vrchol na vlnové délce 427 nm je méně zřetelný.



obr. 34 - srovnání spektrálního záznamu při vzdálenostech 4 cm a 14 cm pro vodiče o průměru 8 μm

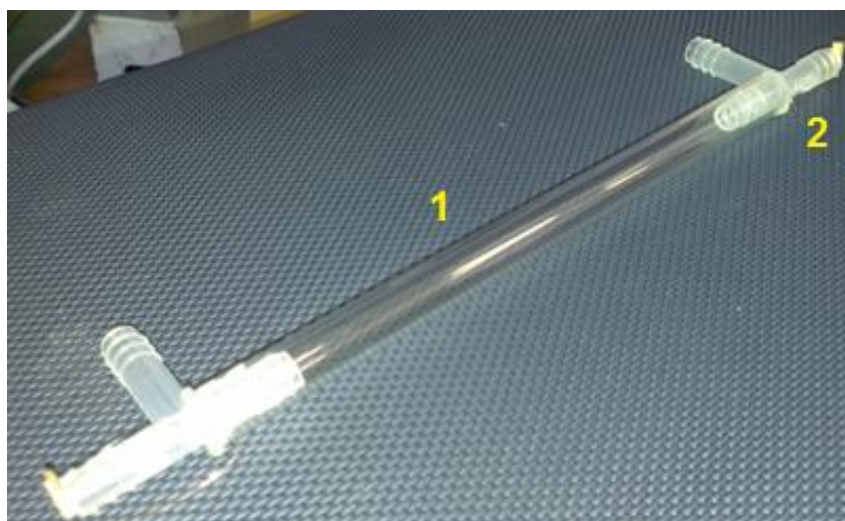
Jak je zmíněno v teoretické části práce (2.3), můžeme s určitostí tvrdit, že první čtyři vrcholy se nalézají v ultrafialové části spektra a jsou pozorovatelné pomocí UV kamery nebo spektrometru, nikoliv lidským okem. Pátý vrchol nalézající se na hranici 380 nm je pravděpodobně zahrnut při optickém pozorování. Poslední dva vrcholy o vlnových délkách 400 nm a 427 nm jsou bezpečně umístěny ve viditelném spektru a promítají se tedy zásadně do optického pozorování koróny.

3.7 Konstrukce přenosného zařízení generujícího UV záření

V následující části je popsán postup zhotovení několika variant rozměrově úspornějšího zařízení se snadnější a bezpečnější manipulací. První dvě zařízení jsou koncipována tak, aby byla elektroda spojená s vysokonapěťovým zdrojem a zemněná elektroda oddělena pevným tělesem. Pokud se koncept neosvědčí, bude zhotoveno zařízení, jenž uzavře obě elektrody uvnitř.

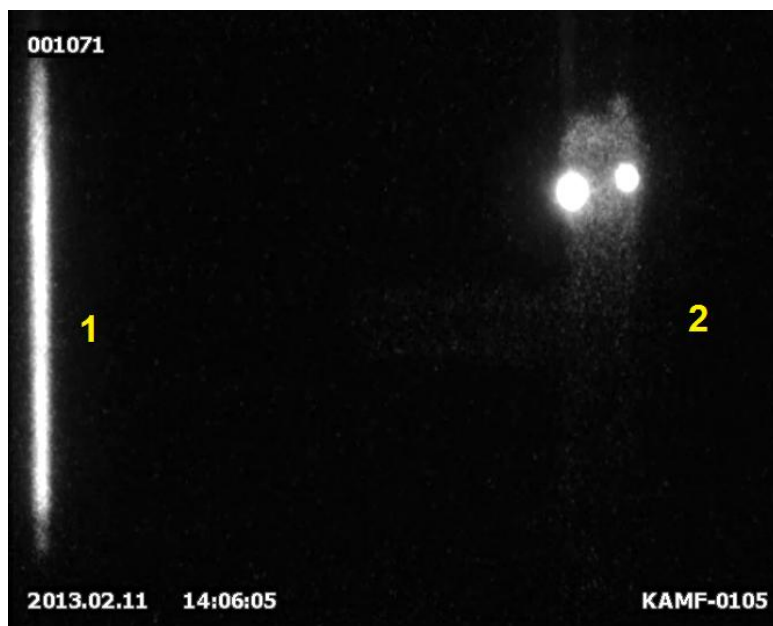
3.7.1 Prvotní prototypy generátorů UV záření

Na základě provedených měření a získaných údajů bylo rozhodnuto zkonstruovat zařízení, které by pomocí dvou protilehlých elektrod generovalo UV záření stejně, jak tomu bylo u původní Peekovy konstrukce. Hlavním impulzem pro konstruování byla snaha vytvořit takové zařízení, které by bylo alternativou k ozonizéru a bylo v budoucnu schopno čistit plyny procházející uvnitř zařízení. Toto čištění má probíhat díky generování ozónu (který je nepříznivý pro mikroorganismy) a zároveň tvoření velkých elektrických sil, které by cizorodou látku poškodily na chemické úrovni.



obr. 35 - prototyp 1

První zařízení (obr. 35) bylo tvořeno trubicí z laboratorního skla (1) zakončenou na každé straně plastovým nástavcem (2). Skrze nástavec byl v ose trubice protažen drátový vodič o průměru 14 μm , jenž byl ukotven pomocí tavného lepidla. Vodič o průměru 900 μm uchycený v Peekově rámu sloužil jako protielektroda.



obr. 36 - UV záznam prototypu 1. Korónový výboj v blízkosti drátového vodiče (1) září jen naproti plastové komponentě zařízení (2).

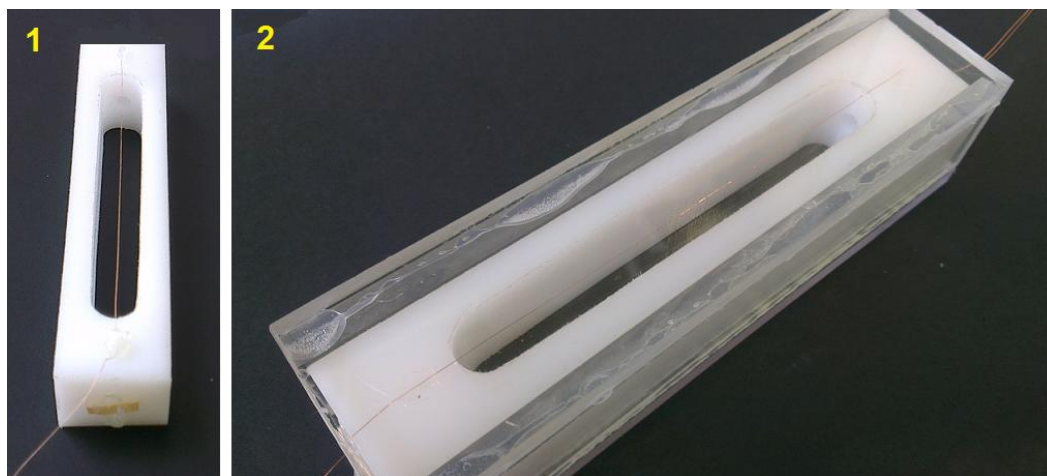
Jak je patrné ze záznamu (obr. 36) první zařízení nepřineslo očekávaný efekt. Elektroda připojená na zdroj vysokého stejnosměrného napětí (1) má proti sobě umístěn prototyp 1 nacházející se na záznamu vpravo (2). Generování UV záření probíhá jen v sekci plastového zakončení prototypu. Skleněná část prototypu a elektroda s přívodním napětím zůstávají beze změn.

Po neúspěchu padlo rozhodnutí modifikovat první zařízení a vytvořit druhý prototyp, který by generoval UV podél celého drátového vodiče. Hlavní změnou bylo užití plastové trubice místo skleněné, která nejen že pohlcovala UV záření, ale zároveň fungovala jako silný prvek stínění elektrického pole. Při praktickém testování nedošlo k předpokládané změně chování. Poslední variantou bylo uchycení přívodní elektrody na plášti trubice. Tato modifikace nepřinesla žádný výsledek.

3.7.2 Finální konstrukce generátoru UV záření

Po neúspěchu prvotních zařízení byl sestaven model, který obě elektrody uzavřel uvnitř. Hlavní komponentou byla vnitřní část zařízení zhotovená z polypropylenového kvádrů (obr. 37 (1)). Na dvou protilehlých stranách byl uchycen vodič, jenž byl od svého protějšku oddělen standardní kyslíkovou atmosférou. To bylo umožněno vysoustružením otvoru nacházejícího se mezi vodiči. Jak je vidět na obrázku (obr. 37(2)), vnitřní část byla následně zasunuta do obalu tvořeného polymethylmetakrylátu (PMMA) sklem.

Při první sérii pokusů došlo k zaznamenání koróny pozorovatelem a UV kamerou. Optické projevy tohoto zařízení byly shodné s předešlými měřeními provedenými na Peekově zařízení. Jedná se o shodný systém využívající dvou vláknenných elektrod o průměru 14 μm a 900 μm . Problém nastal při pokusu zaznamenat generované spektrum pomocí UV spektrometru. PMMA sklo pravděpodobně pohlcovalo určité složky záření a pokusy se ukázaly jako neúspěšné.

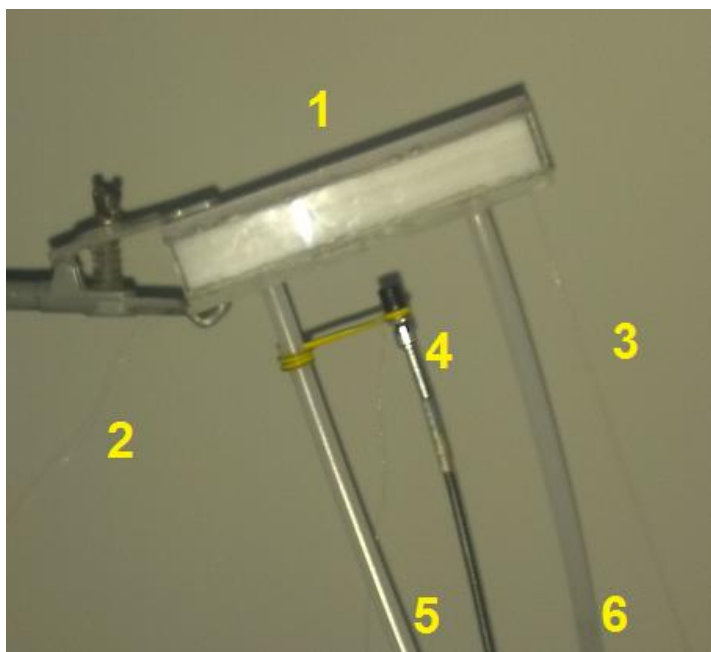


obr. 37 - finální zařízení, kapsle s nataženými vodiči (1) je následně vsunuta do plastového krytu (2)

Pro snazší zaznamenání spektra byl na straně uzemněné elektrody vyvrtán otvor ke kterému byla umístěna čočka UV spektrometru, jejíž poloha a směřování bylo nastavitelné. Na koncích zařízení byly vyvrtány další dva otvory, pomocí kterých mohla být vnitřní atmosféra obohacena o další prvky při pokusu rozšířit zaznamenané spektrum o další detekované píky. Celkové zapojení bude nyní detailně rozebráno.

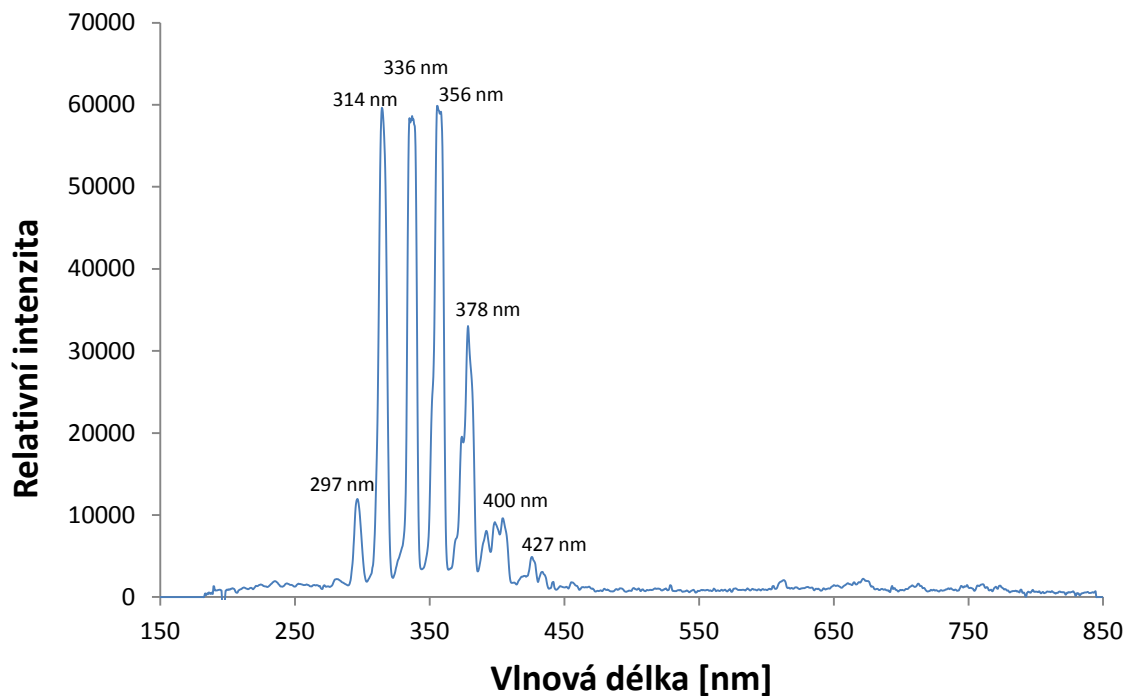
Jak je vidět na obrázku (obr. 38), kapsle (1) je držena pomocí klešťového mechanismu. Vodič s přivedeným napětím (2) je na levé straně kapsle, uzemnění (3) na pravé straně. Čočka (4) je pomocí tvárného drátu držena na jedné ze dvou trubic (5 a 6). Její směřování bylo nastaveno na otvor, jenž se nachází před ní a umožňuje sledování uzemněného vodiče. Následující zapojení bylo užito při dvou typech experimentů.

Prvním bylo detekování koróny skrze otvor před čočkou. Jak bude ukázáno, tento pokus byl úspěšný a přinesl výsledek v podobě spektrálního záznamu. Druhým pokusem bylo obohacení atmosféry o další prvky a pokus detekovat je na UV spektru.



obr. 38 - zapojení při experimentech s kapslí. Kapsle (1) s přivedeným napětím (2), uzemnění (3), čočka se světlovodem (4) a přívodní a odvodní trubice (5 a 6).

Vznik koróny byl pozorován i zaznamenán na dvojici vodičů o průměru 14 μm a 900 μm . V práci bude ukázáno spektrum (obr. 39) zaznamenané na vodiči o průměru 14 μm .



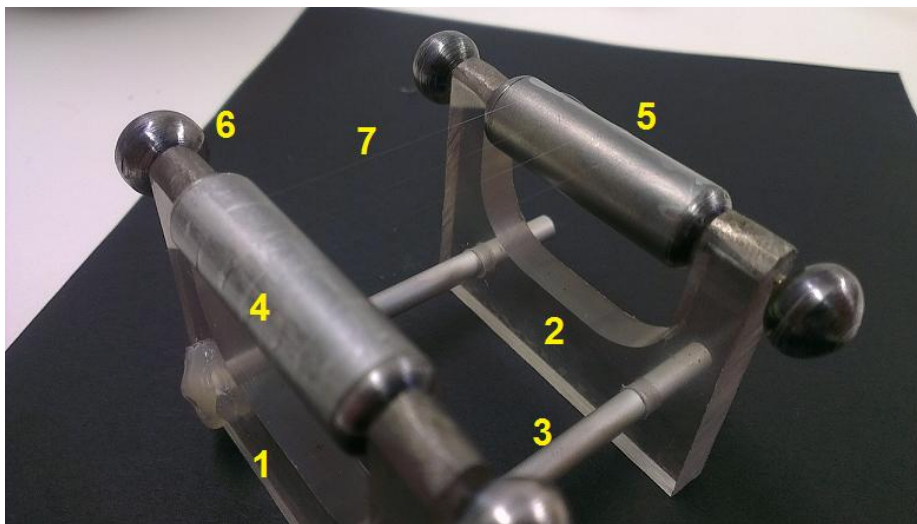
obr. 39 - spektrální záznam kapsle s vodičem o průměru 14 μm

Je zřejmé, že spektrální záznam (obr. 39) vykazuje záznam podobného charakteru. Výrazné spektrální linie přísluší stejným vlnovým délkám a jejich rozložení a relativní intenzity jsou podobné, jako spektra popsaná v kapitole 3.6.2. Stejně jako při původním měření, i zde byla čočka vzdálena 3 cm od uzemněné elektrody. Při porovnání nejvyšších trojic vrcholů dostáváme srovnatelné relativní intenzity na hodnotách 60 000.

Druhým pokusem na tomto zařízení bylo obohacení atmosféry o další prvky. Pro tyto účely byla zhotovena uzavřená nádoba, která byla naplněna destilovanou vodou obohacenou o CuSO_4 (síran měďnatý), jak bylo učiněno v článku Jaworkova týmu (kapitola 2.1.1). Do nádoby byl vložen ultrazvukový nebulizér, který roztok převáděl na páru. Tato směs byla následně přiváděna do kapsle skrze trubici (obr. 38). S touto sestavou bylo učiněno několik pokusů jenž se lišily koncentrací obohacené páry, napětím mezi elektrodami nebo rozdílným integračním časem spektrometru. Bohužel ani jedno z měření nezaznamenalo nový pík (Cu), který byl naměřen Jaworkem na vlnových délkách 222 nm a 465nm.

3.8 Vlastní zařízení pro uchycení vláken zhotovených metodou drawing

Jak bylo zmíněno v části (3.5.3), zařízení zkonstruované podle Peeka (ani s použitím modifikujícího nástavce) nebylo vhodné pro pokusy s vlákny zhotovenými tažením. Z tohoto důvodu bylo zhotoveno nové zařízení, které by lépe vyhovovalo požadavkům pro uchycení vláken a jejich následné měření. Materiál komponent a jejich složení a účel bude popsán v následující části.



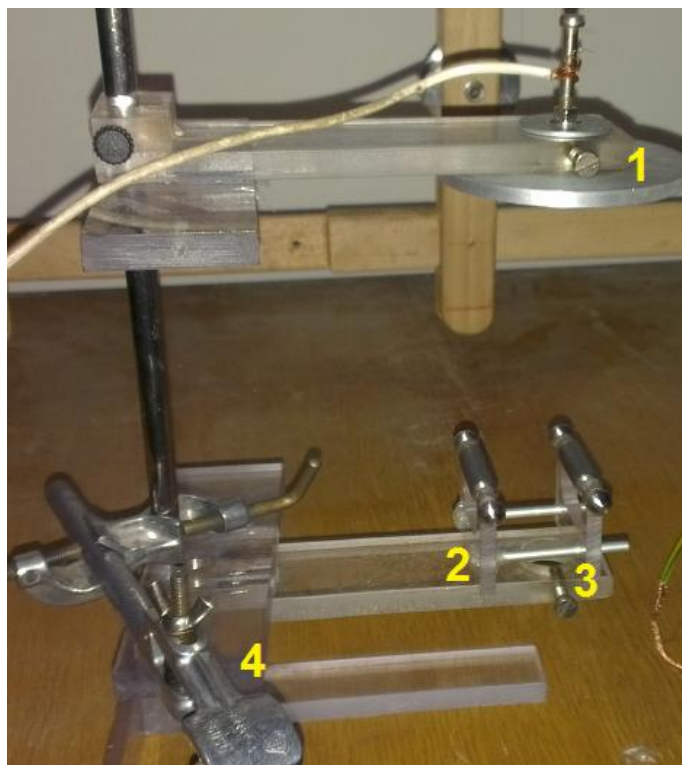
obr. 40 - nastavitelný stojan pro měření vláken zhotovených metodou tažení

Jak můžeme vidět na obrázku (37), zařízení je tvořeno dvěma PMMA skly (1 a 2), jenž jsou obrobena tak, aby do jejich vrchní části mohly být zasunuty a uchyceny hliníkové válce (4 a 5). Tato dvojice drží v nastavené vzdálenosti pomocí dvojice hliníkových válců s menším průměrem. Levá PMMA část (1) je fixní. Pravá (2) není nijak zajištěna a je možné přibližovat a oddalovat ji k levé části. Na každém vrcholu této soustavy je uchycené kulovité tělísko (6), které slouží k zahlazení okrajů. To má za následek zabránění generování rušivých výbojů. Při otáčení těmito tělesy zároveň dochází k otáčení samotných válců (což slouží k dokonalému napnutí vláken). Poslední číslovanou položkou (7) jsou natažená vlákna. Jejich uchycení je realizováno mezi válci. Počet natažených vláken se pohyboval mezi 4 - 8. Jejich vzájemný směr byl paralelní. Díky konstrukci zařízení je možné postupně přiblížit válce s nataženými vlákny a zároveň otáčet válci směrem od sebe. To má za následek ukrytí počátků a konců vláken (kapek ze kterých se vlákna táhnou). Díky tomu dochází k minimalizování nerovností, které by vystupovali proti elektrodě s přivedeným napětím a tvořily rušivé výboje.

3.8.1 Experimenty s vlákny zhotovenými metodou tažení

Nyní bude popsáno umístění stojanu s vlákny do experimentálního zařízení, různé materiály použité při experimentech a měření zaznamenaná pomocí UV kamery a UV spektrometru.

Obrázek (38) ukazuje schéma, na kterém probíhala všechna měření. Plochá elektroda (1) je umístěna nad stojanem s vlákny (2). Vertikální vzdálenost mezi elektrodou a vlákny na stojanu je regulovatelná. Následující experimenty byly měřeny při vzdálenosti 5 cm mezi elektrodou (1) a nataženými vlákny. Pod stojanem se nachází otvor (3). Srze něj bylo možné prostrčit čočku UV spektrometru a zaznamenávat tak spektrum z polohy pod uzemněnými vlákny (a nevystavovat žádnou z komponent riziku poškození). Pomocí kleští (4) bylo možné uchytit čočku v horizontální ose s nataženými vlákny a snímat spektra ze strany.



obr. 41 - geometrie experimentů se stojanem

Při experimentech se stojanem byly užity následující materiály: PVA - 13% (polyvinyl alkohol), PCL - 24 % (polykaprolakton), PVA s příměsí uhlíkových nanotrubic a kombinace polyanilinu s polystyrenem.

Prvním ze série experimentů byl pokus s PVA vlákny bez pozlacení. Tento experiment neposkytl žádné vizuální údaje. Jediným projevem protékajícího proudu bylo protažení vláken. Při pokusech pozlatit vlákna vyvstal problém s jejich odolností vůči procesu zlacení. Přesto se podařilo zhotovit více vzorků na kterých byla nanasena vrstva zlata od 2 nm do 5 nm. Tyto hodnoty jsou odečteny z hodnot poskytnutých zlatičkou.



obr. 42 - PVA vlákna a jejich záznam pořízený UV kamerou ve tmě (1) s přidaným osvětlením (2)

Jak můžeme vidět na obrázcích (39), vzorek s pozlacenými PVA vlákny poskytl prokazatelný UV kamerový záznam. Jak je vidět na obrázku (39 (2)), místa s nejvyšší intenzitou záření se pozičně shodují na všech 3 natažených vlákenných vodičích. Trojice vláken vykazovala shodné umístění viditelné korony, která byla lokalizována na dvou místech. První shluk generující UV záření se nachází přímo na levém válci, druhý v prostoru mezi válci, blíže k pravému válci. Při pozorováních byl korónový výboj natočen nejen opakovaně, ale také na stejných místech napříč více zhotovenými vzorky. I přesto, že byl jev bez problému zaznamenanelný pomocí kamery, intenzita záření pravděpodobně nebyla dostatečná pro UV spektrometr. Při mnoha pokusech s rozdílnými umístěními čočky a jejím nasměrováním na místa s nejvyšší intenzitou záření nebyl ani v jednom případě zhotoven spektrální záznam.

Následující experimenty s výše zmíněnými polymery nepřinesly žádné obrazové ani spektrální výsledky s výjimkou pozlaceného PCL, který bude popsán v následující části práce.

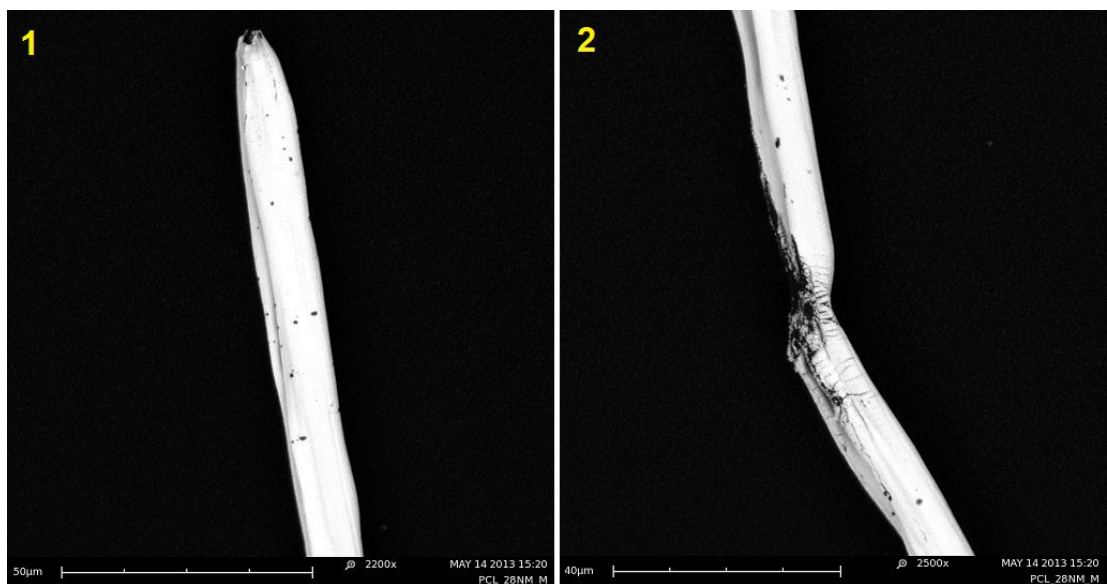
Pro úspěšný spektrální záznam tažených vláken se jako nejvhodnější polymer ukázal 24% polykaprolakton s molekulární hmotností 70 000 g/mol. Vlákná zhotovená na jeho bázi ukázala extrémní odolnost při manipulaci a zlacení. Úspěšné zlacení PVA vláken bylo takové, při kterém zůstalo na stojanu 25% z původního počtu vláken a to při zlacení minimální 2 nm vrstvou zlata. Vlákná z PCL vykazala 75% úspěšnost a to i při opakovaném maximálním zlacení 7 nm vrstvou zlata. Aby byla maximalizovaná šance zachycení UV spektra, zlacení bylo provedeno ve čtyřech cyklech po 7 nm tloušťky zlata.

Při měření takto zhotoveného vzorku se projevil jeden zásadní nedostatek. Pozlacená PCL vlákna se při průchodu minimálního napětí přetrhala.



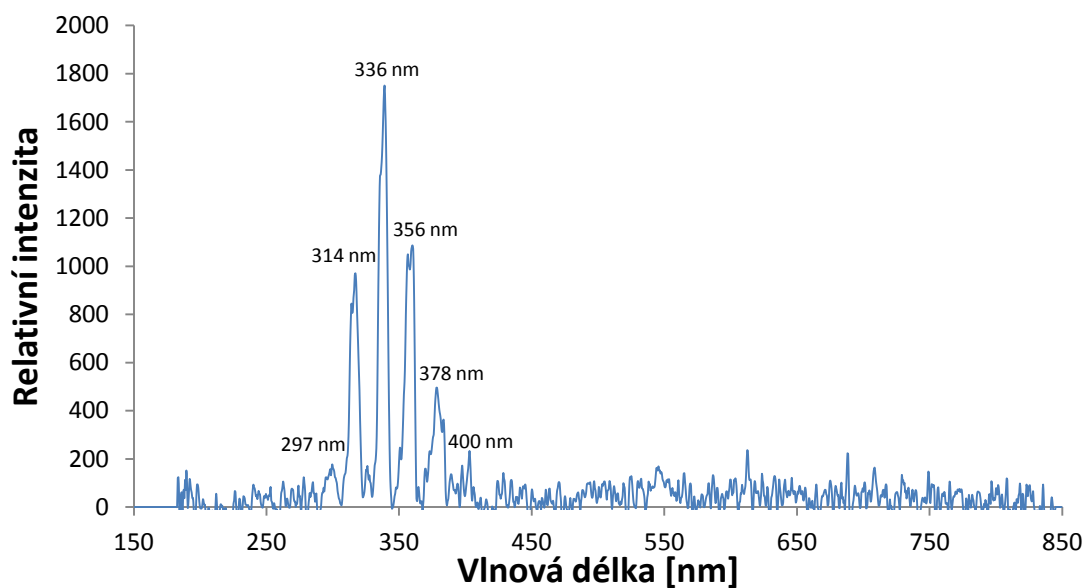
obr. 43 - kamerový UV záznam ve tmě (1) s přidaným osvětlením

Obrázek (40) ukazuje kmitající přetržená vlákna (A) nasměrovaná ke zdroji kladného napětí. V prostoru mezi válci je možné spatřit další kmitající přetržená vlákna. Jejich intenzita UV záření je ale mnohem menší, než je tomu v naší snímané oblasti. Uzemněná čočka (B) UV spektrometru je v nejbližší možné konfiguraci (vzdálenost od válce 1 cm). Tato konfigurace neodpovídá původní představě snímání spektrálního záznamu, ale ukazuje se být úspěšnou.



obr. 44 - pozlacená PCL vlákna

Na obrázku (41) můžeme vidět záznam PCL vláken pořízený na elektronovém mikroskopu. Jak je patrné, průměr vláken s pozlacením kolísala mezi 7 μm a 12 μm . Snímek (1) ukazuje špičku vlákna, která emitovala UV záření zaznamenané kamerou a UV spektrometrem. Snímek (2) ukazuje poškozenou část vlákna nacházející se pod špičkou. Výrazné praskliny v pozlacení a ztenčení vlákna jsou pravděpodobně způsobeny kmitáním vlákna (zaznamenaná na obr. 43).

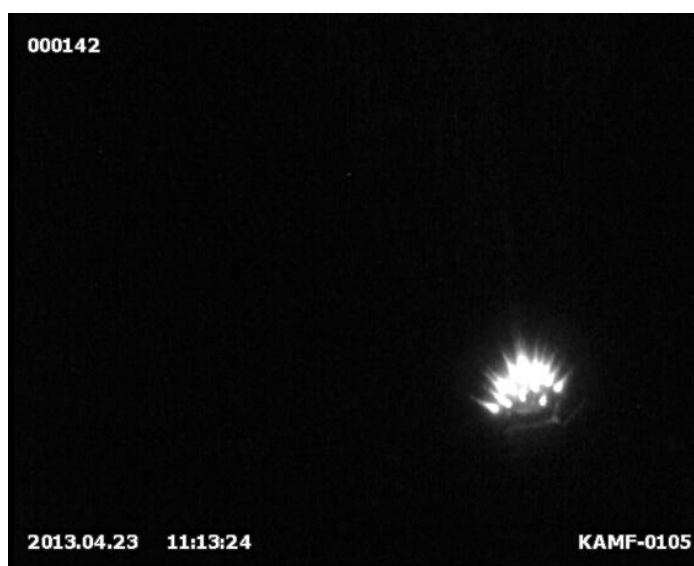


obr. 45 - UV spektrum pozlaceného PCL vlákna zhotoveného metodou drawing

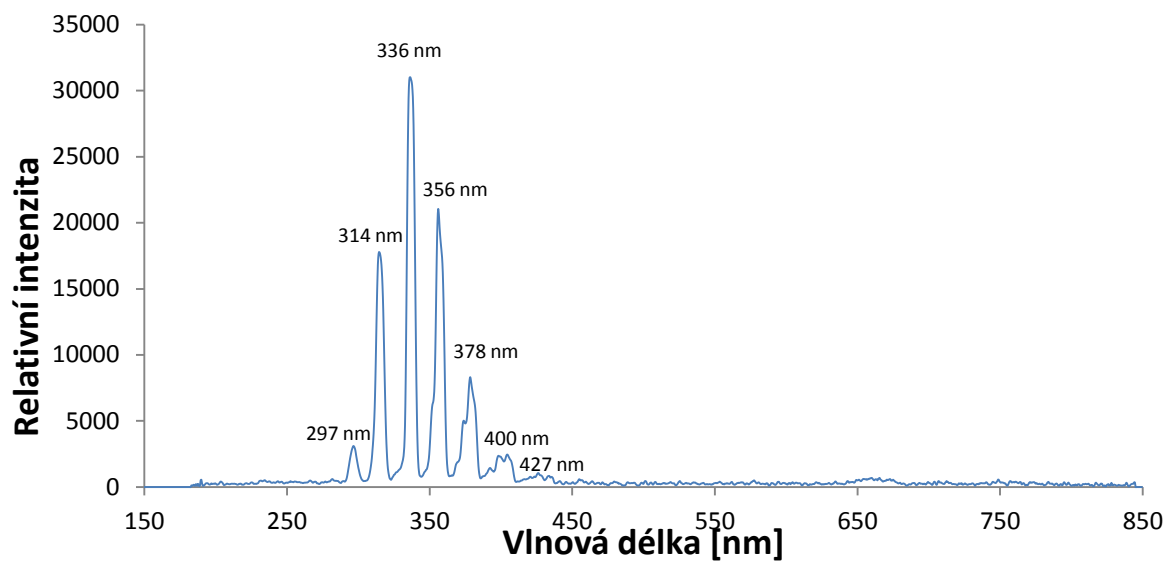
Jak dokazuje snímek (obr. 45), spektrum emitované pomocí PCL vláken odpovídá dříve pořízeným záznamům na Peekově zařízení, jeho modifikacích i experimentech s vlastními zařízeními. Vlnové délky nejvýraznějších vrcholů odpovídají předešlým měřením. Vysoké hodnoty šumu jsou pravděpodobně způsobeny nestálostí zaznamenávání jevu. Díky konstantnímu kmitání snímaného vzorku se tak pravděpodobně periodicky střídají dvě fáze záznamu. Jednou je snímání UV záření vlákna, které se zrovna nachází před čočkou. Druhou je snímání prostoru bez generování UV (vlákno je zrovna odkloněno od čočky). S tímto jevem pravděpodobně souvisí malá relativní intenzita naměřených píků, která byla o řád nižší, než tomu bylo ve všech ostatních měřeních.

3.8.2 Spektrální záznamy kapiláry

Posledním typem záznamu, který byl pořízen pomocí UV kamery a UV spektrometru byl korónový výboj pozorovaný na hliníkové kapiláře. Její vnitřní průměr je 4 mm a vnější 10 mm. Při experimentech bylo použito stejné zapojení, jako v případě měření v části 3.8.1. Pro dávkování polymeru byla pro dávkování použita pumpa - New era pump: NE-1000 X. Kapilára byla umístěna v otvoru (obr. 41(3)). Jak je zřejmé (obr. 46) na hladině tvořené polymerem (PVA - 12%) dochází k tvorbě velkého množství Taylorových kuželů. Kamerový UV záznam ukazuje generování silného UV záření na pozicích vytvořených kuželů, které pokračuje (ve slabší, ale zřetelné formě) směrem k protielektrodě.



obr. 46 - kamerový UV záznam kapiláry

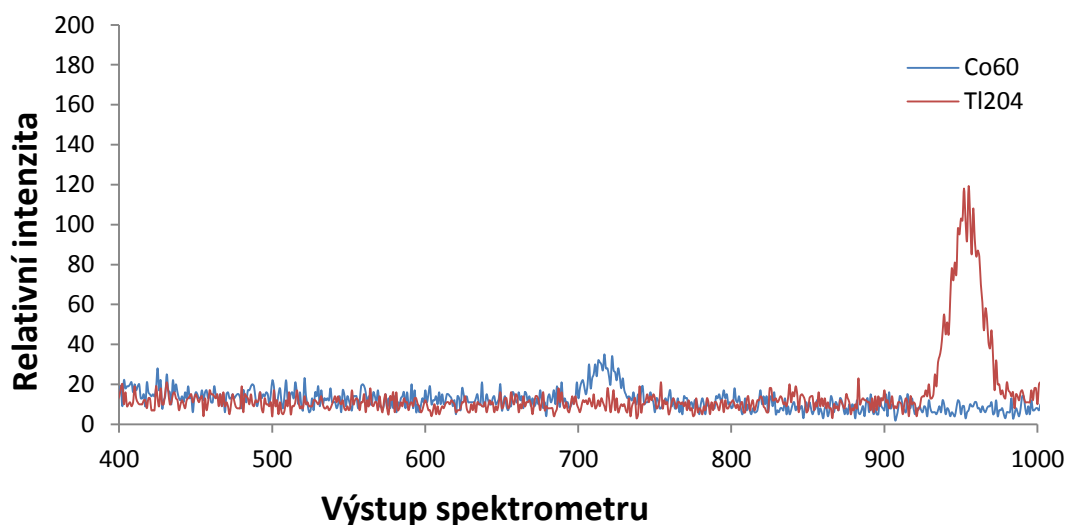


obr. 47 - spektrální UV záznam kapiláry distribuující PVA - 12%

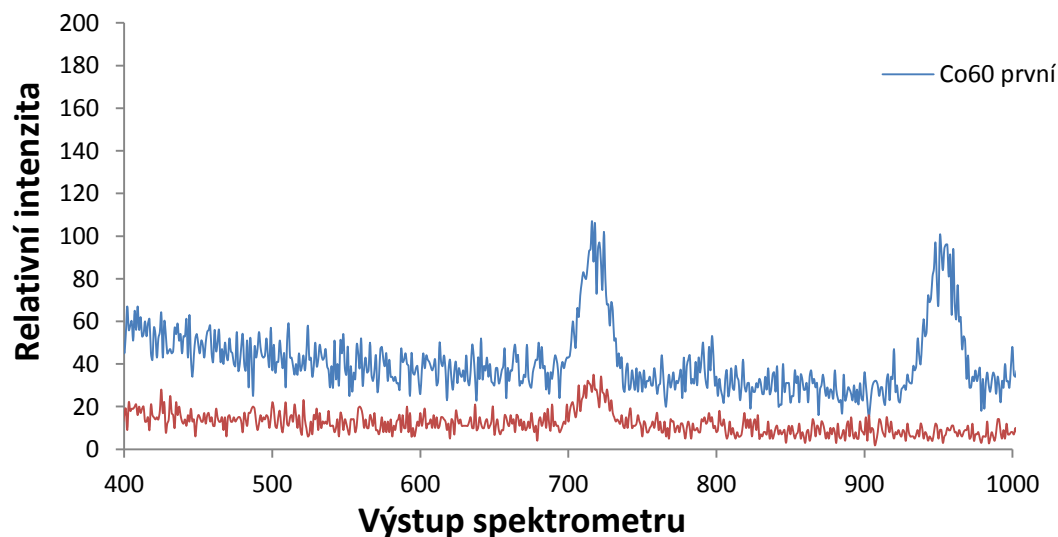
Jak je zřejmé z obr. 47, rozmístění píků při měření Taylorových kuželů generovaných pomocí PVA není odlišné od všech předchozích experimentů s pozorováním kovových, nebo pozlacených polymerních elektrod.

3.9 Zaznamenání rentgenového záření

Pro záznam byl použit spektrometr X-123 od společnosti Amptek. První měření zkoumala referenční zářiče Co-60 (kobalt) a Tl-204 (thalium), jenž byly umístěny přímo před čočkou spektrometru. Na obrázku (45) vidíme záznamy jednotlivých zářičů. Thalium 204 vyzařuje na vyšších hodnotách než Co60. Z obrázku (46) vyplívá, že při měření obou vzorků najednou je nutné umístit blíž čočce Co60 produkující γ -záření, skrze který prochází vzdálenější Tl204 produkující β -záření.



obr. 48 - RTG záznam dvou referenčních zářičů (měřeno samostatně)



obr. 49 - RTG záznam měření obou zářičů najednou (liší se pořadím směrem k spektrometru)



obr. 50 - Schéma experimentu s detekcí RTG záření

Na obrázku (50) můžeme vidět zapojení spektrometru při pokusech s měřením RTG záření. Jehla s polymerem (1) umístěná na pumpě byla později nahrazena kapilárou. Stalo se tak z důvodu zbytečného snímání vzorku po delší dobu. Bylo zjištěno, že pokud není RTG záření zaznamenáno během prvních okamžiků zvlákňování, další pokračování s daným nastavením a materiálem nemá smysl. Jako kolektor a zároveň chránění spektrometru před výboji sloužila uzemněná trychtýřovitá kovová síť (2). Spektrometr (3) byl také uzemněn a jeho čočka směřovala směrem k jehle (nebo kapiláře).

Při měřeních byly využity polymery: PVA, PCL, a PEO (polyetylenoxid). Vzorky dosahovaly koncentrací mezi 8 a 16%. Jednotlivé vzorky byly obohaceny o soli (zvýšení vodivosti směsi) nebo povrchově aktivní látky. Vzdálenost mezi jehlou/kapilárou a kolektorem byla nastavena na hodnotách mezi 10 cm a 25 cm. Experimenty probíhaly v různých atmosférických podmínkách (teplota a vlhkost). Bohužel nebyl pořízen žádný záznam, který by prokázal generování rentgenových paprsků. Užití spektrometru na dříve provedených experimentech také neposkytlo žádné výsledky.

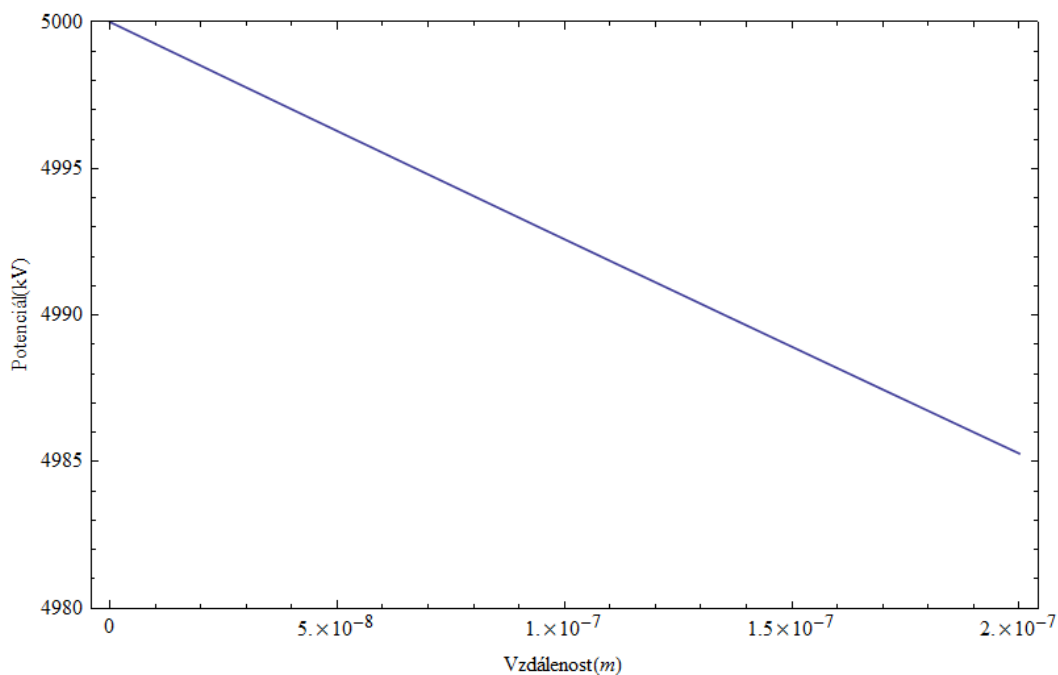
4 Výpočet vlnové délky

Díky rovnicím získaným v teoretické části diplomové práce se nyní pokusíme spočítat záření emitovaná na rozdílných vlnových délkách s pro rozdílné elektrody (užité v praktické části práce). Potenciál φ v závislosti na vzdálenosti x od povrchu vlákna ve vakuu:

$$\varphi(x) = \frac{U}{2} \frac{\ln\left(\frac{S}{a+x}\right)}{\ln\left(\frac{S}{a}\right)}, \quad (43)$$

kde U značí napětí mezi dvojicí elektrod, S vzdálenost elektrod a a poloměr zkoumané elektrody. Pro hodnoty $U=10000$ V; $S=0,1$ m; $a=7$ μm ; $x=100$ nm vychází $\varphi = 4992,59$ V. Potenciál na povrchu vodiče ($x=0$ m) je $\varphi = 5000$ V. Rozdíl potenciálů je roven $\Delta\varphi = 7,41$ V $\Rightarrow E = \Delta\varphi \cdot e = 7,41$ eV. Pomocí vztahu (26) vychází vlnová délka elektronu:

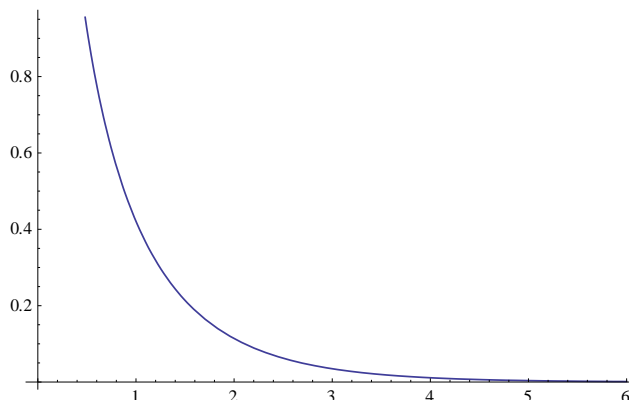
$$\lambda = \frac{1239,84187}{E} = \frac{1239,84}{7,41} = 167 \text{ nm} \quad (44)$$



obr. 51 - závislost potenciálu na vzdálenosti od povrchu vlákna ve vakuu.

$$U=10000 \text{ V}; S=0,1 \text{ m}; a=7 \cdot 10^{-6} \text{ m}$$

Pomocí rovnice (25) využívající shodné parametry experimentu s využitím modifikované Besselovy funkce nultého řádu - (obr. 52) realizujeme následující výpočet zohledňující existenci protiiontového oblaku.



obr. 52 - průběh modifikované Besselovy funkce nultého řádu na intervalu $\langle 0; 6 \rangle$

Po dosazení do výše zmíněné rovnice dostáváme tvar:

$$u(\xi) = \frac{10000}{2} \cdot \frac{\text{BesselK}[0, 20495.957 \cdot (7 \cdot 10^{-6} + 10^{-7})] - \text{BesselK}[20495.957 \cdot 0, 1]}{\text{BesselK}[0, 20495.957 \cdot 7 \cdot 10^{-6}] - \text{BesselK}[0, 20495.957 \cdot 0, 1]}, \quad (45)$$

Při užití tohoto výpočtu je rozdíl potenciálů roven $\Delta\varphi = 33,3 \text{ V} \Rightarrow 33,3 \text{ eV}$. Po opětovném dosazení do vztahu (26) dostáváme:

$$\lambda = \frac{1239,84187}{E} = \frac{1239,84}{33,33} = 37 \text{ nm} \quad (47)$$

Jak je z výsledků patrné, při započtení protiiontového oblaku vychází vypočítaná vlnová délka elektronu nižší, než v prvním výpočtu (43).

5 Závěr

Na Katedře netkaných textilií a nanovláknenných materiálů na FT TUL začíná výzkum, který není primárně zaměřen na upravení výrobního postupu nebo materiálového zdroje pro vznik nanovláknenných materiálů. Snaží se zmapovat fyzikální principy, jenž stojí za výrobou nanovláken.

Jako první se snažím prozkoumat prostorové a energetické rozložení emisí při rozdílných experimentech. Tomuto faktu odpovídá zvolený formát diplomové práce.

Díky první sadě pokusů provedených na rekonstruovaném Peekově zařízení, jenž bylo umístěno ve vybudované zatemněné komoře, jsem zjistil měřitelnost UV a zaznamenal jsem jeho vizuální (neozbrojené oko, fotografie, UV kamera) a spektroskopický projev. Při vyhodnocení vlastních výsledků jsem dospěl k jiným kritickým hodnotám nutným pro vytvoření koróny, než bylo uvedeno v původní Peekově monografii. Výsledky nebyly stejné ani po zhotovení kalibračních křivek zpřesňujících praktická měření. Po upravení původního zařízení vzrostlo množství materiálů, které mohly být proměřeny. Po dokončení prací na Peekově zařízení byly zkonstruovány další stojany sloužící k uchycení rozdílných vodičů na polymerní bázi, nebo uzavření procesu v menší přenosné konstrukci. Prototyp zařízení popsany v praktické části uzavřel obě elektrody uvnitř, aniž by je odděloval neprostupným materiálem. Při případném budoucím pokračování v práci by bylo vhodné najít materiál, který by byl dostatečně odolný, ale zároveň neodstínil UV záření. Při snímání záření z kapiláry došlo k úspěšnému snímání UV spektra, ale pouze v prostoru tvorby Taylorových kuželů. Při dalších pokusech by proto měla být použita taková experimentální sestava, která dokáže zhotovit spektrální záznam v prostoru mezi bičovací zónou a zónou dopadu vláken. Další možností je zhotovit RTG záznam, který se v průběhu měření nepodařilo zachytit.

V poslední části DP je proveden výpočet čerpající ze zhotovené teoretické části práce. Obsahuje porovnání konvenčního výpočtu potenciálu elektronu s variantou obsahující započtení protiiontového oblaku kolem cílové elektrody. Výstupními informacemi rovnic je vlnová délka, na které probíhá energetické vyzařování. Jak je z výsledků patrné, při uvažování varianty se započteným protiiontovým oblakem dochází k vyzáření energie na kratší vlnové délce.

6 Použité zdroje

- [1] JAWOREK, Anatol a kol. *Spectroscopic studies of electric discharges in electrospaying*. Journal of Electrostatics [online]. 2005, roč. 2005, č. 63, s. 635-641 [cit. 2013-05-19]. DOI: 10.1016/j.elstat.2005.03.029. Dostupné z: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0304388605000434>
- [2] MACHALA, Zdeněk a kol. *Emission spectroscopy of atmospheric pressure plasmas for bio-medical and environmental applications*. Journal of Molecular Spectroscopy [online]. 2007, roč. 2007, č. 243, s. 194-201 [cit. 2013-05-19]. DOI: 10.1016/j.jms.2007.03.001. Dostupné z: http://158.195.31.66/rrkkiidd/026_Machala-JMS07.pdf
- [3] HALLIDAY, David; RESNICK, Robert; WALKER, Jearl. *Fyzika: vysokoškolská učebnice obecné fyziky*. Edited by Bohumila Lencová - Jan Obdržálek - Petr Dub. Vyd. 1. V Brně: Vysoké učení technické, 2000. vii, s. 10. ISBN 80-7196-214-7.
- [4] POKORNÝ, Pavel, Petr MIKEŠ a David LUKÁŠ. *Electrospinning jets as X-ray sources at atmospheric conditions*. Europhysics Letters [online]. 2010, č. 92 [cit. 2013-05-19]. DOI: 10.1209/0295-5075/92/47002. Dostupné z: <http://iopscience.iop.org/0295-5075/92/4/47002>
- [5] Aldebaran. ALDEBARAN GROUP FOR ASTROPHYSICS. *Aldebaran* [online]. 2013, 03.05.2013 [cit. 2013-05-19]. Dostupné z: <http://www.aldebaran.cz/>
- [6] REICHL, Jaroslav. *Encyklopedie fyziky - vlnová funkce* [online]. [cit. - 29.12.2012] Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main/article/view/729-vlnova-funkce>
- [7] Internetový portál RTG: Princip vzniku RTG záření v rentgence. MICHÁLEK, Tomáš. Internetový portál RTG [online]. 2010 [cit. 2013-05-19]. Dostupné z: http://www.rtg.fbmi.cvut.cz/index.php%3Foption=com_content&view=article&id=56&Itemid=62.html
- [8] HORÁK, Zdeněk a František KRUPKA. *Fyzika: Příručka pro fakulty strojního inženýrství*. První. Praha 1, Spálena 51: Státní nakladatelství technické literatury, 1966.
- [9] FEYNMAN, Richard; LEIGHTON, Robert; SANDS, Matthew . *Feynmanovy přednášky z fyziky s řešenými příklady*. Vyd. 1. Havlíčkův Brod : Fragment, 2002. ISBN 80-7200-421-2.

- [10] PEEK, F. W.; *Dielectric phenomena in high voltage engineering - Visual corona*. Vyd. 2. New York: McGraw-Hill Book company Inc., 1920. Dostupné z: <http://archive.org/details/dielectricphenom00peekrich>
- [11] SHAO, Tao. Runaway electrons and x-rays from a corona discharge in atmospheric pressure air. *New Journal of Physics: The open-access journal for physics* [online]. 2011, č. 46 [cit. 2013-05-19]. DOI: 10.1088/1367-2630/13/11/113035. Dostupné z: <http://iopscience.iop.org/1367-2630/13/11/113035>
- [12] Blender3D.cz. *Charakteristika programu Blender* [online]. 2005. vyd. [cit. 2013-05-19]. Dostupné z: <http://www.blender3d.cz/drupal/?q=charakteristika>
- [13] Blender.org. *Physics manual: Particle Physics* [online]. 2012 [cit. 2013-05-19]. Dostupné z: <http://wiki.blender.org/index.php/Doc:2.6/Manual/Physics/Particles/Physics>