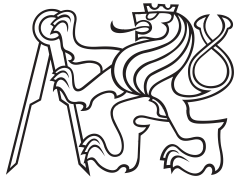


Diplomová práce



České
vysoké
učení technické
v Praze

F3

Fakulta elektrotechnická
Katedra elektronenergetiky

Pokročilé spouštění vysokonapěťového jiskřiště pomocí laserového paprsku

Bc. Michal Sakala

Vedoucí: doc. Ing. Jan Mikeš, Ph.D.
Obor: Elektrotechnika, energetika a management
Studijní program: Elektroenergetika
Květen 2024

I. OSOBNÍ A STUDIJNÍ ÚDAJE

Příjmení: **Sakala** Jméno: **Michal** Osobní číslo: **302144**
Fakulta/ústav: **Fakulta elektrotechnická**
Zadávající katedra/ústav: **Katedra elektroenergetiky**
Studijní program: **Elektrotechnika, energetika a management**
Specializace: **Elektroenergetika**

II. ÚDAJE K DIPLOMOVÉ PRÁCI

Název diplomové práce:

Pokročilé spouštění VN jiskřičtř pomocí laserového paprsku

Název diplomové práce anglicky:

Advanced triggering of HV spark gap using laser beam

Pokyny pro vypracování:

Práce by se měla zabývat možnostmi oddáleného spouštění a formování tvaru impulsu vysokonapěťových (VN) a vysokoproudých (VP) zařízení (nejčastěji vzduchových jiskřičtř) prostřednictvím laserového paprsku, jehož zdroj není přímo jejich součástí. Použitím laserového systému nedochází k elektromagnetické interferenci, mechanickému a termickému poškození zapalovacího zařízení, zvyšuje se robustnost a zároveň časová i parametrická přesnost.

Detailní postup:

1. Analýza nekonvenčních metod spouštění VN/VP jiskřičtř.
2. Rešerše vhodných komponent pro vzdálené spínání VN/VP jiskřičtř.
3. Návrh experimentálního zařízení a jeho implementace pro vzdálené spouštění VN/VP jiskřičtř pomocí laserového paprsku.
4. Experimentální analýza působení různých parametrů laserového paprsku na spouštění VN/VP jiskřičtř.
5. Zhodnocení účinnosti a spolehlivosti této techniky v porovnání s konvenčními metodami spouštění VN/VP jiskřičtř.

Seznam doporučené literatury:

A. Beroual, I. Fofana, Discharge in Long Air Gaps. IOP Publishing, 2016.
L. Christophorou, I. Sauer, Gaseous Dielectrics VI. Springer, 2014.
E. Kuffel, W. Zaengl, J. Kuffel, High Voltage Engineering Fundamentals. Elsevier Science, 2000.

Jméno a pracovištř vedoucí(ho) diplomové práce:

doc. Ing. Jan Mikeš, Ph.D. ČVUT FEL

Jméno a pracovištř druhého(ho) vedoucí(ho) nebo konzultanta(ky) diplomové práce:

Datum zadání diplomové práce: **05.02.2024**

Termín odevzdání diplomové práce: **24.05.2024**

Platnost zadání diplomové práce: **21.09.2025**

doc. Ing. Jan Mikeš, Ph.D.
podpis vedoucí(ho) práce

doc. Ing. Zdeněk Müller, Ph.D.
podpis vedoucí(ho) ústavu/katedry

prof. Mgr. Petr Páta, Ph.D.
podpis děkana(ky)

III. PŘEVZETÍ ZADÁNÍ

Diplomant bere na vědomí, že je povinen vypracovat diplomovou práci samostatně, bez cizí pomoci, s výjimkou poskytnutých konzultací. Seznam použité literatury, jiných pramenů a jmen konzultantů je třeba uvést v diplomové práci.

Datum převzetí zadání

Podpis studenta

Poděkování

Nejprve bych rád bych poděkoval vedoucímu mé diplomové práce, panu, doc. Ing. Janu Mikešovi, Ph.D., za návrh inspirativního tématu, všestrannou pomoc, množství cenných a podnětných odborných rad, doporučení, připomínek a zároveň za obdivuhodnou ochotou při konzultacích a pomoci při experimentech, které proběhly v rámci zpracování této práce.

Dále bych chtěl poděkovat všem kolegům z výzkumného centra HiLASE za příležitost provést experimentální část s lasery špičkových parametrů a za profesionální zajištění průběhu vlastních měření.

V neposlední řadě děkuji mé rodině, především pak manželce, za podporu a poskytnutí času a prostoru k sepsání této práce.

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem předloženou práci vypracoval samostatně a že jsem uvedl veškeré použité informační zdroje v souladu s Metodickým pokynem o dodržování etických principů při přípravě vysokoškolských závěrečných prací.

V Praze, 24. května 2024

Abstrakt

Práce se zabývá možnostmi oddáleného spouštění vysokonapěťových (VN) a vysokoproudých (VP) zařízení (nejčastěji vzduchových jiskřišť) prostřednictvím laserového paprsku, jehož zdroj není přímo jejich součástí. Použitím laserového systému nedochází k elektromagnetické interferenci, mechanickému a termickému poškození zapalovacího zařízení, zvyšuje se robustnost a zároveň časová i parametrická přesnost.

Klíčová slova: VN, jiskřiště, laser

Vedoucí: doc. Ing. Jan Mikeš, Ph.D.
Vedoucí Laboratoře environmentální elektrotechniky a ekonomiky
Jugoslávských partyzánů 1580/3
160 00 Praha 6

Abstract

The thesis deals with the possibilities of remote triggering of high-voltage (HV) and high-current (HC) devices (mostly air spark gaps) using a laser beam whose source is not directly part of them.

Utilizing laser system, there is no electromagnetic interference, mechanical or thermal damage of the ignition device, it increases robustness and both time and parametric accuracy.

Keywords: HV, spark gap, laser

Title translation: Advanced Triggering of Spark Gap with Laser

Obsah

Zadání práce	iii	4 Rešerše vhodných komponent	45
Úvod	1	4.1 Laser	45
Část I		4.1.1 Požadavky na laser	45
Teoretická část		4.1.2 Parametry laseru	46
1 Elektrický proud v plynech	5	4.2 Parametry jiskřiště	48
1.1 Ionizace	6	Část III	
1.1.1 Druhy ionizace	8	Laboratorní část	
1.1.2 Kvantová ionizace	10	5 Provedení experimentu	51
1.2 Elektrický výboj	12	5.1 Laboratorní zařízení	51
1.2.1 Druhy výbojů	12	5.1.1 Laser	51
1.2.2 Výbojová stádia	13	5.1.2 VN jiskřiště	52
1.3 Měření VN	21	5.1.3 Uspořádání zařízení	52
1.3.1 Kulové jiskřiště	24	5.2 Průběh experimentu	53
1.3.2 Metodologie zkoušek VN	25	5.2.1 Ověření nastavení jiskřiště	53
2 Laser	29	5.2.2 Ověření ionizace laserem	53
2.1 Princip fungování laseru	29	5.2.3 Kvantitativní měření	55
2.2 Typy laserů	31	6 Experimentální analýza	59
2.3 Zvyšování výkonu laserů	33	6.1 Výsledky	59
2.3.1 Q-switching	33	6.1.1 Průměrný výkon laseru	60
2.3.2 Mode locking	34	6.1.2 Intenzita laserového paprsku	62
2.3.3 Chirped Pulse Amplification	35	6.2 Diskuze výsledků	63
2.4 Harmonické frekvence	35	7 Zhodnocení a shrnutí	65
Část II		7.1 Zhodnocení výsledků experimentu	65
Analytická část		7.2 Východiska pro další výzkum	66
3 Analýza metod spouštění jiskřiště	39	7.2.1 Otevřené otázky	66
3.1 Zmenšení vzdálenosti elektrod	39	7.2.2 Budoucí výzkum	67
3.2 Snížení tlaku	39	Závěr	69
3.3 Ionizace plynu	40	Literatura	71
3.3.1 Externí elektroda	40	Přílohy	
3.3.2 Laser	43	A Rejstřík	77
		B Seznam zkratk a symbolů	81

Obrázky

1.1 Elektrická pevnost vzduchu - závislost na tlaku a teplotě	6
1.2 Skupenství hmoty, plazma	6
1.3 Ionizační energie a elektronová afinita jednotlivých prvků	7
1.4 Schéma Coulombova potenciálu při kvantových ionizacích	11
1.5 Paschenovy křivky pro vzduch a hlavní plyny	13
1.6 V-A charakteristika různých druhů výbojů	13
1.7 Townsendův a kanálový mechanismus výboje	15
1.8 Ionizace elektrickým polem	16
1.9 Townsendův mechanismus - lavina	16
1.10 Kanálový mechanismus - lavina	18
1.11 Kanálový mechanismus - streamer	19
1.12 Kanálový mechanismus - leader	20
1.13 Odporový VN dělič	21
1.14 Kapacitní VN dělič	22
1.15 Rezistivně-kapacitní VN dělič .	22
1.16 Elektrostatický voltmetr	23
1.17 Kulové jiskřiště	24
1.18 Grafu závislosti U_p na velikosti kulových elektrod a velikosti mezery	24
1.19 Zkouška více hladinami	26
1.20 Zkouška nahoru a dolů	27
1.21 Zkouška postupným namáháním	28
2.1 Interakce fotonu a atomu	29
2.2 Laser metahladina	30
2.3 Laser princip činnosti	30
2.4 Vývoj výkonu laserů	33
2.5 Chirped Pulse Amplification	35
2.6 Schéma pro generaci druhé harmonické	36
2.7 Energetické hladiny pro generaci druhé a třetí harmonické	36
3.1 Jiskřiště - různé pozice zapalovací elektrody	40
3.2 Elektroda - mechanismus 1	41
3.3 Elektroda - mechanismus 2	41
3.4 Elektroda - mechanismus 3	42
4.1 Schéma pulzů laseru	47
4.2 Minimální požadavky na parametry laseru	47
5.1 Zdroj napětí - Technix SR40kV .	52
5.2 Schéma laserového uspořádání při experimentu	53
5.3 Pozice paprsku mezi elektrodami	54
5.4 Přeskok jiskry	54
6.1 Závislost přeskokového napětí na ionizaci laserem	61
6.2 Závislost přeskokového napětí na vrcholové intenzitě laserového paprsku	62
6.3 Závislost Keldyšova parametru na vrcholové intenzitě	63

Tabulky

1.1 Přehled metod měření vysokých napětí a velkých proudů	23
5.1 Úp pro stejnosměrná napětí kulových jiskřišť ($D = 2 \text{ cm}$)	52
5.2 Parametry sérií měření	55
5.3 Výsledky měření 1030 nm	56
5.4 Výsledky měření 515 nm	56
5.5 Výsledky měření 257,5 nm	56
5.6 Výsledky měření 1030 nm, 1 pulz	57
6.1 Zohlednění atmosférických podmínek pro jednotlivá měření . .	60

Supported by:



PROJEKT SPARK ATLAS

Powered by:






Úvod

Vysokonapětové jiskřiště je zařízení, které se skládá ze dvou vodivých elektrod oddělených prostorovou mezerou, která je obvykle vyplněna vzduchem či jiným pracovním plynem. Konstrukce je řešena tak, aby při překročení kritické meze napětí (tzv. přeskokového napětí) na elektrodách umožnila elektrický průraz pracovního plynu, a tím mohlo dojít k vytvoření vodivého spojení mezi elektrodami v podobě elektrické jiskry. Ta dále ionizuje pracovní plyn a umožní průchod elektrického proudu mezi elektrodami. Tato situace se ukončí v okamžiku, kdy přestane působit vnější ionizační činidlo (v mém případě elektrické pole), změní se atmosférické podmínky mezi elektrodami, případně přestane působit externí ionizační mechanismus (UV, IR, radioaktivní, mikrovlnné záření). K dosažení ionizace mezi elektrodami může být využito mnoha vnějších zdrojů záření, v mém případě jsem se zaměřil na využití stimulované emise v podobě laseru.

V technice vysokého napětí se jiskřiště používají jako ochranná zařízení pro eliminaci vzniklého přepětí, dále pak pro měření vysokých napětí, ale uplatnění nacházejí i jako vysokonapětové a vysokoproudé spínací prvky. Jiskřiště se zároveň využívají v mnohých konkrétních zařízeních: v medicíně, biologii, vysokorychlostní fotografii a dalších oborech, kde je kladen důraz na spouštění s vysokou přesností.

Existují různé techniky spouštění jiskřišť. Nejprogresivnější je však v současnosti spouštění prostřednictvím laseru. Tato metoda je založena na využití laserového paprsku o vysoké intenzitě a krátké době trvání pulzu k ionizaci vzduchu mezi elektrodami. V důsledku ionizace dojde ke snížení přeskokového napětí a vytvoření vodivé cesty pro průchod elektrického proudu. Výhodou této metody je především přesnost, rychlost a bezkontaktnost, která zvyšuje životnost zařízení a navíc snižuje nároky na údržbu.



Studium metod přesného spouštění elektrických výbojů má nejen významný vědecký dopad na fundamentální pochopení elektrických výbojů, ale může rovněž poskytnout nové poznatky aplikovatelné v inženýrské praxi. Příkladem může být přesné ovládání zdrojů impulzních proudů a napětí, kdy je možné laserovým paprskem řídit časování, tvar a směr působení generovaného výboje. Lze tak zároveň dosáhnout zvýšené spolehlivosti i dalších, jiskřištěm spouštěných, zařízení. Konkrétními praktickými aplikacemi může být zkoušení elektrických zařízení, ochrana před bleskem nebo generování plazmy.

Cílem této práce je popis procesu ionizace vzduchu laserem a jeho využití pro přesné spouštění jiskřiště laserovým paprskem. Nedílnou součástí práce je definice optimálních parametrů laseru a následné ověření teoretických předpokladů experimentálním měřením tak, aby mohl být laser obdobných parametrů pořízen pro navazující experimenty v laboratořích FEL ČVUT v Praze.



Část I

Teoretická část



Kapitola 1

Elektrický proud v plynech

Pracovní plyn, konkrétně vzduch, je často používaný izolant. Díky malé koncentraci elektronů a iontů má dobré izolační vlastnosti, a to nejen při nízkých teplotách a nízkém tlaku, ale i za běžných atmosférických podmínek.

Jeho izolační vlastnosti jsou definované *elektrickou pevností*, inženýrskou veličinou, která charakterizuje odolnost materiálu vůči průrazu (přeskoku) při působení elektrického pole. U daného plynu je elektrická pevnost charakterizována jako maximální hodnota elektrického pole přivedeného na elektrody, při jejímž překročení by vznikl úplný výboj vedoucí k elektrickému přeskoku.

Elektrická pevnost je definována jako:

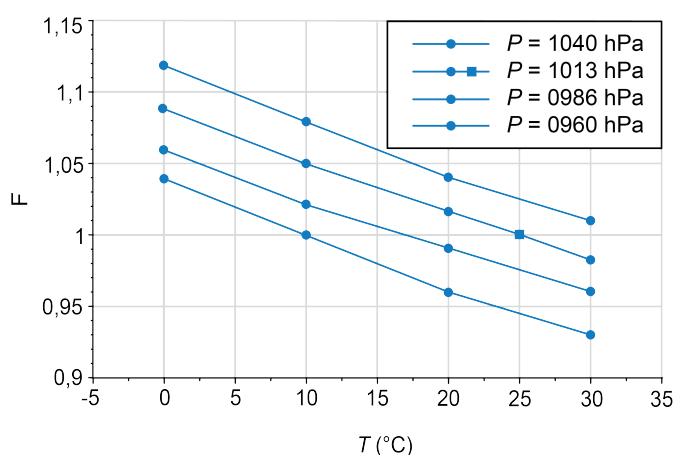
$$E_P = \frac{U_P}{d}, \quad (1.1)$$

kde U_P je přeskokové napětí a d je vzdálenost mezi elektrodami.

Na rozdíl od pevných izolantů, u kterých průrazem dochází ke ztrátě jejich izolační schopnosti, se u plyných izolantů může po skončení výboje elektrická pevnost opět obnovit.

Na velikost elektrické pevnosti mají kromě tloušťky plynové mezery vliv i další environmentální podmínky, jako jsou například teplota, tlak, vlhkost, znečištění. Nezanedbatelný vliv má i materiál, tvar, znečištění (oxidace) elektrod či časová charakteristika přiloženého napětí. Rozdíl velikosti přeskokového napětí při různých podmínkách může být velmi významný. S ohledem na výše zmíněné vlivy je často nezbytné pro přesné určení elektrické pevnosti provést experimentální měření.

Na obrázku 1.1 je zobrazena závislost elektrické pevnosti vzduchu na tlaku a teplotě v okolí normálních atmosférických podmínek (1013,25 hPa, 25 °C), přičemž její hodnota je rovna $F \cdot 31,3$ (kV/cm), kde se korekční faktor F určí z grafu.



Obrázek 1.1: Elektrická pevnost vzduchu - závislost na tlaku a teplotě [5]

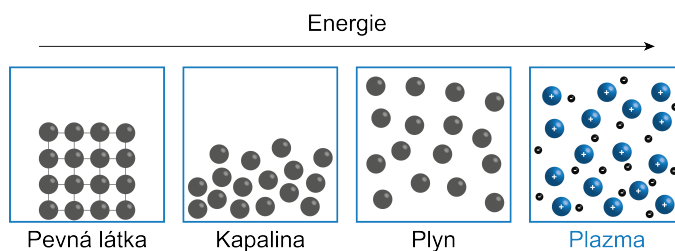
Neutrální molekula plynu se může stát elektricky nabitou pouze odevzdáním či přijetím elektronu. K uvolnění elektronu z obalu dojde pouze tehdy, pokud je mu dodána větší vnější energie, než jakou je v obalu držen. Pokud je energie větší, než potřebná k překonání vazby elektronu v obalu, potom se přebytek uplatní ke zvýšení kinetické energie uvolněného elektronu. Pokud energie není dostatečná k odtržení vazby, potom dojde pouze k dočasné excitaci do vyšší energetické hladiny.

Zvýšení kinetické energie částic lze provést zahřátím plynu, působením elektrického pole nebo působením vnějšího záření (ionizujícího záření či fotoionizací světelnými paprsky).

1.1 Ionizace

Proces, při kterém se z elektricky neutrálního atomu nebo molekuly stává nabitý iont, se nazývá *ionizace*.

Ionizovaný plyn označujeme termínem *plazma* (viz obrázek 1.2). Jedná se o kvazineutrální soubor nabitých a neutrálních částic, které jsou v celém objemu elektricky neutrální a jsou schopny reagovat na elektrická a magnetická pole jako celek.

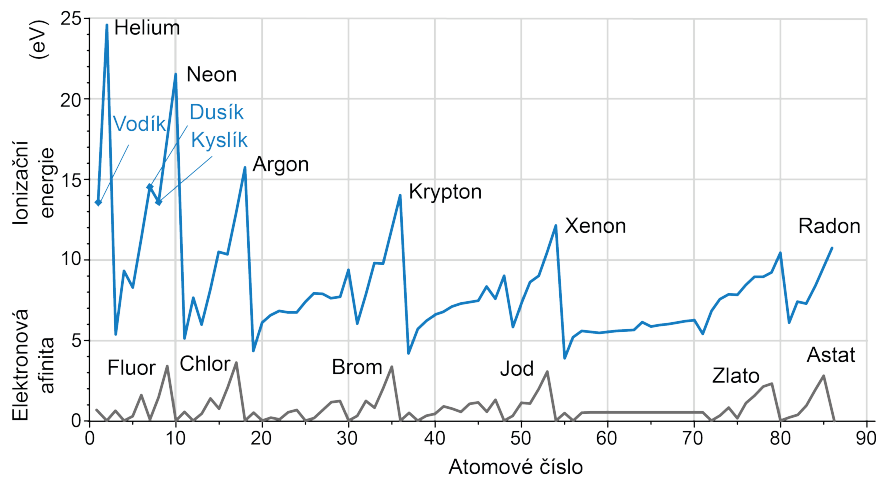


Obrázek 1.2: Skupenství hmoty, plazma

Když neutrální atom ztratí jeden nebo více elektronů ze svého obalu, stává se z něj kladný iont (*kationt*). Elektrony v obalu jsou k atomovému jádru vázány a k jejich uvolnění z vazby je potřeba dodat, tzv. *ionizační energii*. Její hodnota je specifická pro každý prvek a konkrétně souvisí se stavbou atomu, například s atomovým číslem a konfigurací orbitalů.

Jsou definovány i další ionizační energie (druhá, třetí, ...), které vyjadřují energii potřebnou k odtržení následujících elektronů. Velikost těchto energií se pro daný prvek postupně zvyšuje.

Zachytí-li neutrální atom do svého obalu volně se pohybující elektron z okolí, stává se z něj záporný iont (*aniont*). Jedná se o exotermickou reakci. Energie uvolněná při přidání elektronu k atomu určitého prvku se nazývá *elektronová afinita* a stejně jako ionizační energie závisí na druhu atomu. Elektronovou afinitu a ionizační energii vybraných prvků v závislosti na jejich atomovém čísle ukazuje obrázek 1.3.



Obrázek 1.3: Ionizační energie a elektronová afinita jednotlivých prvků

Proces, kdy z iontů vznikají neutrální částice, se nazývá *rekombinace*.

V přírodě existuje rovnovážný stav mezi ionizací a rekombinací. Nejvýznamnějším zdrojem energie vyvolávajícím ionizaci ovzduší je elektromagnetické záření, zejména kosmické, ultrafialová složka slunečního záření a gama záření radioaktivních látek. Dále se na ionizaci podílí i přirozené záření radioaktivních látek obsažených v zemské kůře.

Ve vzduchu je v 1 cm^3 přibližně $2,7 \cdot 10^{19}$ molekul a 1000 iontů pro každou polaritu. Při silné ionizaci se pak zvýší až na $3 \cdot 10^{11}$ iontů v 1 cm^3 . [15]

Počet iontů klesne za dobu t z počáteční hodnoty N_0 na

$$N = \frac{N_0}{1 + \rho N_0 t}, \quad (1.2)$$

kde ρ je činitel rekombinace, pro vzduch je jeho hodnota $1,12 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$.

1.1.1 Druhy ionizace

Existuje několik způsobů ionizace.

■ Srážková ionizace

Srážková (nárazová) ionizace je proces, kdy při *nepružných srážkách* atomu, molekuly nebo iontu s částicí s vysokou kinetickou energií dochází k uvolnění elektronu (vzniku kationtu). Existuje několik typů ionizace nárazem, například rychlými molekulami (tepelná ionizace) nebo obecně jinými korpuskulárními typy ionizujícího záření (elektrony urychlenými v elektrickém poli, pozitrony, neutrony či produkty štěpení atomových jader).

Rovnice srážkové ionizace:

$$\frac{1}{2}m_1v_1^2 = W_i + \frac{1}{2}m_2v_2^2, \quad (1.3)$$

kde W_i je ionizační energie neutrální částice plynu, index (1) označuje kinetickou energii narážející částice a index (2) částici ionizovanou.

Pravděpodobnost ionizace je dána výrazem:

$$P = 1 - e^{-n\sigma L}, \quad (1.4)$$

kde n je hustota cílových částic, σ je ionizační průřez a L je délka dráhy srážejících se částic v materiálu.

- **Tepelná ionizace** převažuje při vysokých teplotách (řádově desítky tisíc Kelvinů), například ve hvězdách nebo v plameni. Rychlost tepelného pohybu částic přímo ovlivňuje dosažení ionizační energie. Další možností je ionizace tepelným zářením.
- **Kontaktní ionizace**, označovaná jako povrchová, termická či teplotní ionizace, je fyzikální proces, při kterém jsou atomy desorbovány z horkého povrchu a současně ionizovány. Tepelná ionizace se používá k výrobě jednoduchých iontových zdrojů, pro hmotnostní spektrometrii a pro generování iontových paprsků.
- **Ionizace elektrickým polem** je proces, při kterém částice (například elektrony) pohybující se v elektrickém poli získají dostatečnou kinetickou energii k vytržení jiného elektronu z obalu jeho atomu. Tento uvolněný elektron může být znovu urychlen a dále způsobovat uvolňování dalších elektronů z jiných atomů, označovaných *lavinová ionizace*.

■ Ionizace zářením

- **Ionizace ionizujícím zářením** je souhrnné označení ionizace, při které je elektron odtržen od atomu nebo molekuly v důsledku interakce s vysokoenergetickým zářením. Toto záření může zahrnovat rentgenové paprsky, ultrafialové záření, gama záření nebo částicové záření, jako jsou alfa a beta částice. Když částice záření nebo foton s dostatečně vysokou energií narazí do atomu nebo molekuly, energie této částice je přenesena na elektron, který pak může překonat vazebnou energii a být uvolněn. V rámci mého rozdělení na srážkovou ionizaci a ionizaci zářením je tento typ pomezí.

Konkrétně rozlišujeme následující ionizující záření:

- **Záření alfa (α)** - rychle se pohybující jádra atomu izotopu helia-4 (4He). Toto záření je velmi silné, avšak lze ho odstínit listem papíru.
 - **Záření beta (β)** - urychlené elektrony (β^-) nebo pozitrony (β^+). Generuje se u atomových jader s nadbytkem neutronů. Elektrony zastaví například hliníková deska.
 - **Záření gama (γ)** - energetické fotony. Pohltí je až materiál s vysokou hustotou (olovo, beton atd.).
 - **Neutronové záření (n)** - volné neutrony. Jsou zpomaleny a/nebo zachyceny lehkými prvky, například vodíkem.
 - **Rentgenové záření (X)** - elektromagnetické záření, které je spektrálně blízké záření gama.
- **Fotoionizace** je proces, při kterém se vytváří ionty interakcemi fotonů s atomy nebo molekulami (na rozdíl od ionizačního záření se fotoionizace týká celého elektromagnetického spektra, včetně viditelného světla). Ne každá interakce mezi fotonem a atomem či molekulou vede k fotoionizaci.

Pravděpodobnost fotoionizace závisí na energii fotonu (vlnové délce) a daném atomu nebo molekule.

$$E = hf = \frac{\hbar c}{\lambda}, \quad (1.5)$$

kde E je energie, \hbar je Planckova konstanta, f je frekvence elektromagnetického záření, c je rychlost světla a λ je vlnová délka záření.

Tato rovnice je známá jako *Planckova-Einsteinova relace*.

Jsou-li atom nebo molekula ionizovány pomocí intenzivního elektromagnetického pole, například laseru, pak uvolněné elektrony nejenže opustí atom, ale také začnou interagovat s tímto elektromagnetickým polem. V takových situacích se uplatňuje *ponderomotivní potenciál*, který vzniká, když je nabitá částice, typicky elektron, vystavena prostorově nehomogennímu oscilujícímu elektromagnetickému poli.

Ponderomotivní potenciál časově popisuje střední sílu působící na nabitě částice a ovlivňuje trajektorii částice a její energetické vlastnosti. Tato síla je zpravidla prostorově proměnná a působí na částice tak, aby je vytlačila z oblastí s vyšší intenzitou pole.

Matematicky je ponderomotivní potenciál U_p dán vztahem:

$$U_p = \frac{e^2 E_0^2}{4m\omega^2}, \quad (1.6)$$

kde e je náboj částice (například náboj elektronu), E_0 je amplituda elektrického pole, m je hmotnost částice a ω je úhlová frekvence oscilace pole.

Při fotoionizaci, kdy fotony s dostatečnou energií ionizují atom nebo molekulu, je pravděpodobnost ionizace závislá na fotoionizačním průřezu (σ_{photo}) a intenzitě záření.

Pravděpodobnost ionizace je dána výrazem:

$$P = 1 - e^{-I\sigma_{\text{photo}}t}, \quad (1.7)$$

kde I je intenzita záření, σ_{photo} je fotoionizační průřez a t je doba expozice.

U fotonů s energiemi pod prahem ionizace by měla být pravděpodobnost jejich ionizace blízká nule. Rozvoj pulzních laserů ovšem umožnil tvorbu velmi silných koherentních paprsků, které i přesto dokážou atomy a molekuly plynu ionizovat.

1.1.2 Kvantová ionizace

Klasická (sekvenční) ionizace vycházející z **Bohrova modelu atomu** deterministicky požaduje, aby dodaná energie potřebná k ionizaci převyšovala vazebnou energii nutnou k překonání potenciálové bariéry, a tím došlo k uvolnění elektronu.

Existuje však další možnost, jak může elektron projít přes potenciálovou bariéru atomu, a to díky interakci atomu s elektromagnetickým polem a vlnovému charakteru elektronu. Tento mechanismus se nazývá *kvantová (nesequenční) ionizace* a zpravidla k ní dochází, když je atom vystaven intenzivnímu elektrickému poli (například při ozáření laserovým paprskem).

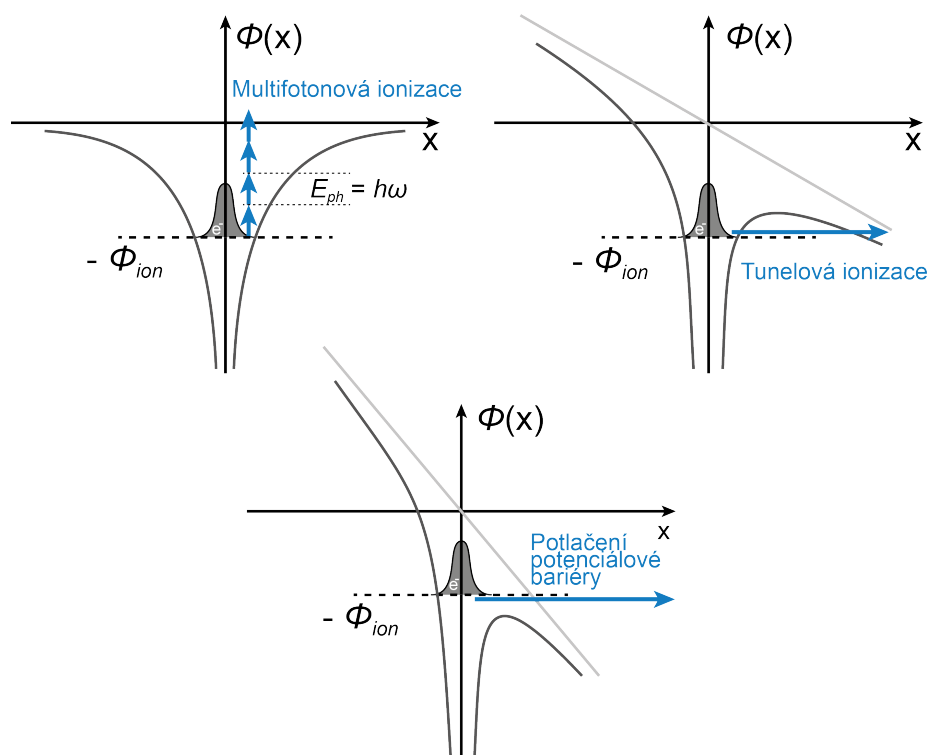
Kvantová ionizace může být uskutečněna několika odlišnými mechanismy:

- **Multifotonová ionizace** nastává v případě, že během dočasně excitovaného stavu (vyvolaného předchozím absorbovaným fotonem) s elektronem interaguje současně více fotonů. Multifotonové ionizace lze dosáhnout lasery s intenzitami 10^{12} – 10^{14} W/cm².
- **Tunelová ionizace** se objevuje, pokud je *Coulombův potenciál* narušen samotným polem laseru, a to při intenzitách mezi 10^{14} – 10^{15} W/cm².

Intenzita laseru je dostačující, aby došlo ke snížení energie potřebné k ionizaci atomu, avšak nedostatečná ke snížení potenciálové bariéry natolik, aby se nad ní nacházel jeden ze základních stavů atomu. V důsledku kvantového tunelování může elektron překonat takto sníženou bariéru s pravděpodobností úměrné její šířce.

- **Ionizace potlačením potenciálové bariéry** může být aplikována lasery s intenzitami vyššími než 10^{15} W/cm², kdy je potenciál jádra atomu deformován natolik, že se jeden ze základních stavů atomu nachází nad potenciálovou bariérou a elektron již není v samotném atomu vázán.

Tvary Coulombova potenciálu atomového jádra pro jednotlivé typy ionizace jsou schematicky naznačeny na následujících obrázcích 1.4.



Obrázek 1.4: Schéma Coulombova potenciálu při kvantových ionizacích [19]

Existuje řada teoretických modelů, které popisují míru kvantové ionizace. Mezi nejznámější patří:

- **Schrödingerova rovnice** poskytuje podrobný pohled na dynamiku ionizace.
- **Ammosov-Delone-Krainov (ADK) model** slouží pro výpočet rychlosti tunelové ionizace v intenzivních laserových polích.
- **Keldyšova teorie** poskytuje předpoklady pro pochopení přechodu mezi multifotonovou a tunelovou ionizací. Různé režimy ionizace lze rozlišit

pomocí *Keldyšova parametru*

$$\Gamma = \sqrt{\frac{I_L}{2U_p}}, \quad (1.8)$$

kde U_p je ponderomotivní potenciál a I_L je intenzita laserového pulzu.

Pro $\Gamma \gg 1$ převládá multifotonová ionizace,

pro $\Gamma \ll 1$ tunelový režim, případně ionizace nad bariérou,

pro hodnoty $\Gamma \approx 1$ nastává kombinace obou procesů.

1.2 Elektrický výboj

Elektrický výboj je fyzikální jev objevující se při průchodu elektrického proudu plynem. Podmínkou vzniku výboje je existence volných nosičů náboje (ionizovaný plyn) a elektrická energie dodávaná do plynu.

Výboje můžeme dělit na základě různých kritérií, například dle délky jejich trvání (na přechodné či ustálené), dle tlaku (nízkotlaké a vysokotlaké), kde hranicí je atmosférický tlak či dle typu buzení (střídavým či stejnosměrným napětím).

Základním kritériem výstavby výbojů je však nezbytnost *ionizačního činnidla*.

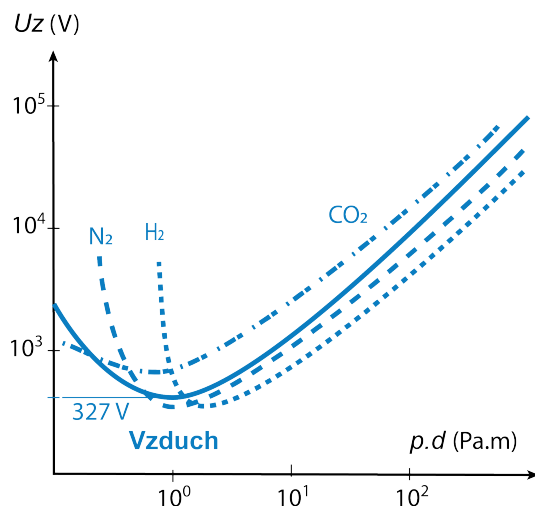
1.2.1 Druhy výbojů

Podle potřebnosti vnějšího ionizačního činnidla rozlišujeme dva druhy výbojů.

- **Nesamostatný výboj**, kde k vytvoření nosičů náboje, a tedy ke vzniku elektrického proudu, je třeba vnější, tzv. ionizační činnidlo. Může to být například proud elektronů vystupující ze žhavené katody, ozařování výbojového prostoru rentgenovými paprsky, ozařování katody UV paprsky, atd. Výboj zanikne, pokud ionizační činnidlo přestane působit.
- **Samostatný výboj** je nezávislý na vnějším ionizačním činnidle. Takový výboj skončí, pokud v plazmatu dojde k rychlejší rekombinaci elektronů a iontů za vzniku neutrálních atomů, než by docházelo k jejich generaci ionizací.

Zápalné napětí je napětí, při kterém nesamostatný výboj přechází v samostatný. Při této hodnotě napětí získá nabitá částice mezi dvěma srážkami dostatečnou rychlost a energii k tomu, aby mohla nárazem ionizovat další neutrální částice plynu. V něm tak vzniká lavina nabitých částic směřujících k opačné elektrodě, než ze které jsou emitovány.

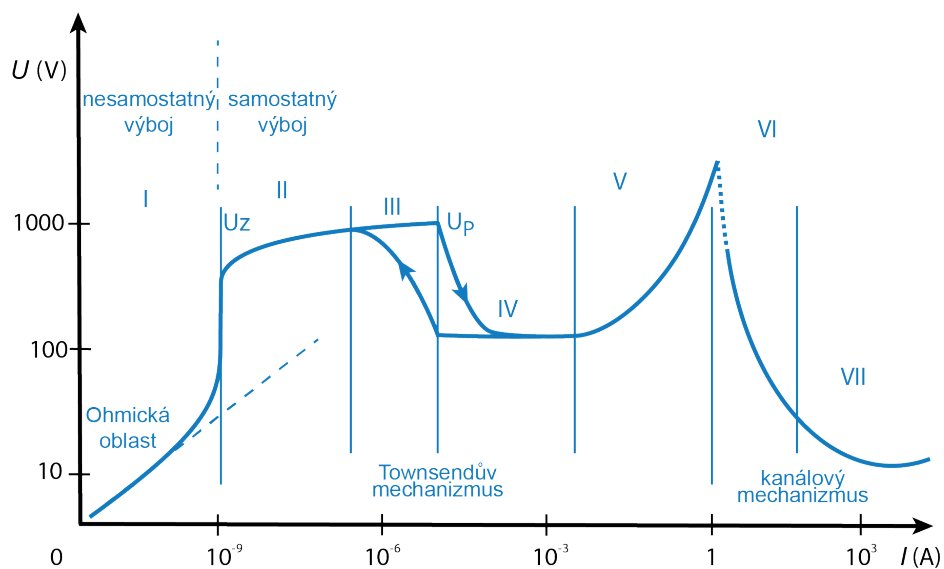
Paschenův zákon specifikuje, že pro tentýž plyn, je-li součin $p \cdot d$ (součin tlaku a vzdálenosti elektrod) stejný, je stejné i zápalné napětí. Pro konkrétní plyny pak lze zkonstruovat *Paschenovy křivky* uvedené na obrázku 1.5.



Obrázek 1.5: Paschenovy křivky pro vzduch a hlavní plyny

1.2.2 Výbojová stádia

Na obrázku 1.6 je zobrazena V-A charakteristika výboje výbojů.



Obrázek 1.6: V-A charakteristika různých druhů výbojů

Průběh V-A charakteristiky na obrázku 1.6 lze vysvětlit na základě rovnováhy mezi počtem vznikajících a zanikajících nosičů elektrického náboje.

I Nesamostatný výboj

je výboj, při kterém prochází plynem jen velmi malý proud.

První část křivky představuje oblast, kde většina iontů zanikne rekombinací dříve, než se dostanou k opačné elektrodě. Platí zde Ohmův zákon.

Druhá část charakteristiky se vztahuje na vyšší hodnoty napětí. Volné nosiče náboje získávají vyšší rychlosti a driftují až k opačným elektrodám. Vzniká rovnováha mezi generací a rekombinací nosičů neboje. Proud se nemůže s rostoucím napětím zvyšovat, protože není k dispozici dostatek nosičů. Jedná se o oblast nasyceného proudu, kde již neplatí Ohmův zákon.

Postupným zvyšováním přiloženého napětí se dosáhne až hodnoty zápalného napětí U_z .

II Townsendův výboj

je výboj, při němž urychlené elektrony a ionty uvolňují po dopadu na katodu dostatečný počet elektronů zajišťující udržení samostatného výboje. Tento výboj lze pro jeho malou světelnou intenzitu pozorovat pouze omezeně zrakem, nazývá se *Temný výboj*. Projevuje se akustickým šumem detekovatelným v ultrazvukové oblasti. Proud u tohoto typu výboje dosahuje hodnot v rozmezí nA– μ A.

III Koróna

je trsovitý výboj, který vzniká v silně nehomogenním elektrickém poli, v prostředí elektrod s významně odlišnými poloměry křivosti, a to i za atmosférického tlaku. Tento výboj je doprovázen také akustickým sršením. Způsobuje činné ztráty na vedení vysokého a velmi vysokého napětí a ruší radiokomunikační systémy.

U koróny se vizuálně projevuje polaritní efekt. Při kladném napětí aktivní elektrody je koróna viditelná ve formě jednotné modrobílé kuželové plochy. Při záporném napětí se projevuje načervenalými skvrnami rozprostřenými podél vodiče. Počet skvrn se zvyšuje s proudem koróny. [9]

IV Doutnavý výboj

je výboj pozorovatelný za sníženého tlaku ve výbojových trubicích (výbojkách). Probíhá při malých proudcích (řádově miliampéry), teplota výbojky i elektrod je nízká. Doutnavý výboj (v xenonových, sodíkových, rtuťových výbojkách, v zářivkách) je úsporným zdrojem světla s charakteristickým spektrálním složením. Ve rtuťových parách v křemenných trubicích je doutnavý výboj zdrojem UV záření.

V Anomální výboj

je druh doutnavého výboje, pro který je charakteristická vyšší proudová hustota a vyšší teplota katody, neboť se do výboje zapojuje celý její povrch.

VI Jiskrový výboj

je krátkodobý samostatný výboj (doba trvání je v řádech 10^{-7} – 10^{-3} s),

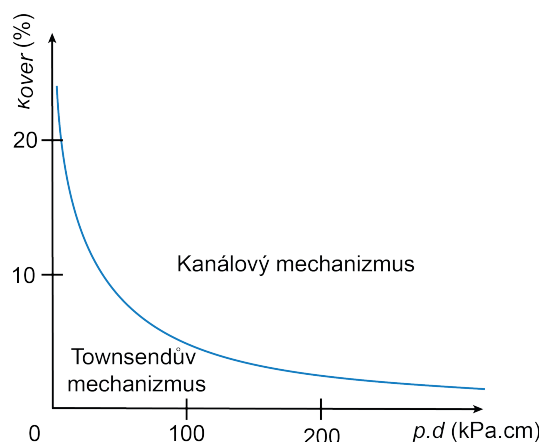
který vzniká v silném elektrickém poli (10^6 V/m) mezi dvěma vodiči za atmosférického tlaku a je doprovázen zvukovými a světelnými efekty. Kanál jiskrového výboje má velkou elektrickou vodivost. Setkáváme se s ním v podobě triboelektrických jevů při manipulaci se syntetickými tkaninami, ale také při koróně, blesku, sluneční erupci a jetech jader galaxií a quasarů.

VII Obloukový výboj

je samostatný výboj hořící mezi elektrodami, charakteristický vysokými proudy a teplotami (tisíce Kelvinů). Probíhá nejčastěji za atmosférického tlaku a používá se při metalických operacích. Podmínkou jeho vzniku je dostatečně tvrdý proudový zdroj.

Mechanika samostatného výboje

Existují dvě základní teorie vysvětlující fenomenologii samostatného výboje, *Townsendova teorie* a *kanálový mechanismus*. Způsob, jakým se bude výboj vyvíjet, determinuje koeficient přepětí (zvýšení napětí nad přeskokové napětí definovaný podle Townsenda - κ_{over}), tlak a vzdálenost elektrod (méně významně pak jejich materiál). Hranice mezi Townsendovým a kanálovým výbojem je uvedena na obrázku 1.7.



Obrázek 1.7: Townsendův a kanálový mechanismus výboje

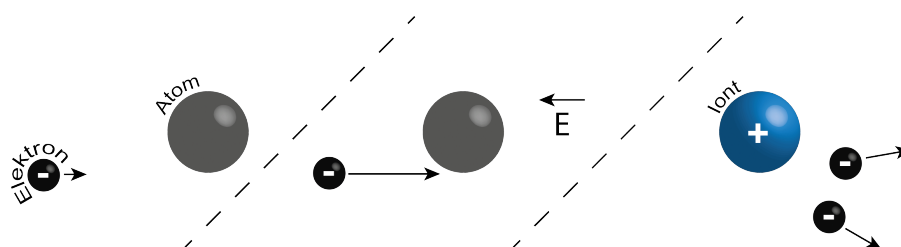
Townsendův mechanismus výboje

Tento mechanismus popisuje poměrně přesně výboje pro nižší hodnoty součinu tlaku a vzdálenosti mezi elektrodami.

Za pomoci vnějšího ionizačního čidla se z katody začnou emitovat elektrony. Proud se zvyšuje přímo úměrně s napětím, a to až do mezní hodnoty konstantního *saturačního proudu*, kdy každé další zvýšení napětí má na velikost proudu minimální vliv. Pokud se i nadále zvětšuje

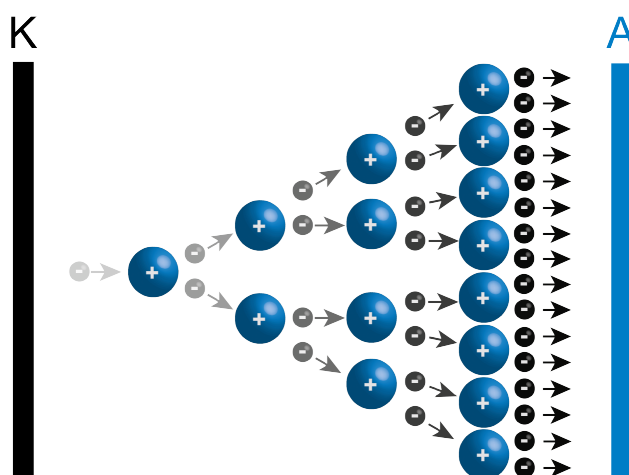
napětí, proud začne narůstat exponenciálně, a to až do dosažení hodnoty zápalného napětí.

Townsend ověřil, že exponenciální zvýšení proudu je způsobeno nárazovou ionizací elektronů, kdy jeden volný elektron v dostatečně silném elektrickém poli mezi elektrodami při srážce s neutrálním atomem nebo molekulou vytvoří dva volné elektrony a jeden kationt (viz obrázek 1.8).



Obrázek 1.8: Ionizace elektrickým polem

Elektrony a kladné ionty tvoří elektronovou lavinu. Ta probíhá v celém objemu mezi elektrodami (viz obrázek 1.9).



Obrázek 1.9: Townsendův mechanismus - lavina

■ První Townsendův ionizační koeficient (α)

je definován jako počet elektronů vytvořených jedním elektronem na jednotku délky ve směru elektrického pole.

Pro počet elektronů n_x ve vzdálenosti x od katody platí:

$$dn_x = \alpha n_x dx, \quad (1.9)$$

kde po integraci a úpravě dostaneme vztah:

$$n_x = n_0 e^{\alpha x} \quad (1.10)$$

- **Druhý Townsendův ionizační koeficient (β)**

je definován jako počet iontů vytvořených jedním kationtem na jednotku délky ve směru elektrického pole. (Koeficient β přispívá k ionizaci jen při velmi vysokých napětích nebo specifických podmínkách, α má mnohem větší vliv na celkový proces ionizace v plynu, často se zanedbává, $\beta = 0$.)

- **Třetí Townsendův ionizační koeficient (γ)**

je definován jako počet elektronů vyražených po dopadu kladného iontu na katodu. Jedná se o tzv. *druhý ionizační proces*, který se výraznou měrou podílí na výstavbě výboje.

Počet elektronů v druhé generaci je potom:

$$n_x = \gamma n_0 (e^{\alpha x} - 1) \quad (1.11)$$

Je možné formulovat podmínku pro existenci samostatného výboje ve tvaru:

$$\gamma n_0 (e^{\alpha x} - 1) \geq n_0 \Rightarrow \gamma (e^{\alpha x} - 1) \geq 1 \quad (1.12)$$

Townsendova teorie nedokáže vysvětlit všechny děje z experimentálních pozorování, například tvar výboje, kratší čas výstavby výboje (10^{-7} s) u vzdálených elektrod v homogenním poli atd. Rychlost pohybu kladných iontů je přibližně 10^5 cm/s. Během výstavby výboje žádný kladný iont nepřekoná vzdálenost mezi oběma elektrodami.

Tato nesrovnalost vedla k postulování nového mechanismu. Elektronová lavina, po vytvoření dostatečného prostorového náboje, přechází v kanálový výboj, který se šíří velkou rychlostí k oběma elektrodám.

- **Kanálový mechanismus výboje**

Kanálový mechanismus výboje (v originále Streamer Theory) [8] navrhli Raether, Loeb & Meeke k vysvětlení jevů výboje za vyššího tlaku, tedy v případech, kdy není významně narušeno vnější elektrické pole prostorovým nábojem laviny.

Tato teorie vysvětluje vznik jiskrového výboje přímo z jediné laviny. Když lavina v mezeře dosáhne kritické velikosti, kombinované aplikované pole a pole prostorového náboje způsobí silnou ionizaci a excitaci částic plynu před lavinou.

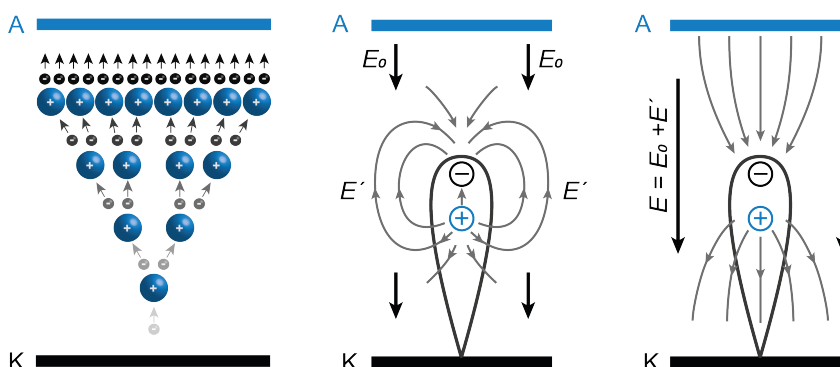
Vývoj jiskry lze rozdělit do několika výrazných vývojových fází:

1. **Lavina**

Jakmile dojde k počáteční ionizaci, může to vést k lavinovému efektu. Volné elektrony se zrychlují v elektrickém poli, střetávají se s dalšími molekulami vzduchu a ionizují je. To rychle zvyšuje počet nabitých částic a snižuje odpor vzduchové mezery. Centra pozitivního a negativního náboje jsou v lavině odděleny z důvodu rozdílné pohyblivosti iontů a elektronů, což vytváří elektrické pole s dvojnásobnou intenzitou původní hodnoty způsobenou dipólovým

charakterem laviny.

Dipólový náboj pak posiluje výsledné elektrické pole v čele a týlu laviny a zeslabuje v centrálním regionu (viz obrázek 1.10).



Obrázek 1.10: Kanálový mechanismus - lavina

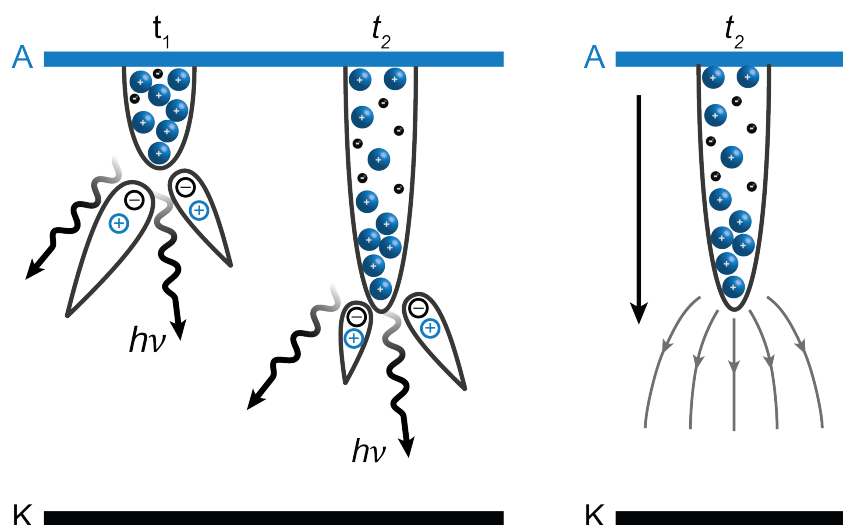
Elektrony nesou záporný náboj a nepohyblivé ionty v zádi jsou nositeli kladného náboje. Lavina má průměr čela 1 až 2 mm a délku kolem 1 cm. Horní mez koncentrace elektronů v lavině je určena Coulombovými odpuzivými silami.

Lavina elektronů je řídká (je v ní ionizována pouze jedna milióntina částic) a studená, tedy nárazy nestačí zahřát neutrální atomy nad pokojovou teplotu a teprve přibližně každá stá srážka je ionizační.

2. Streamer

Přechod z laviny do streameru započne, když se nahromadí v čele laviny dostatečně veliký prostorový náboj. Při přechodu z laviny na streamer je výboj schopen se rozvíjet samostatně. Prostorová hustota elektronů a kladných iontů je v počátečním stadiu laviny malá a nedochází k výrazné deformaci homogenního pole. To je deformováno až s narůstající hustotou náboje. Spád napětí vzrůstá těsně před čelem a v týlu laviny. Čelo laviny se stává zdrojem fotonové emise.

Elektronová lavina má několik možností dalšího vývoje. Buď se čelo rozšíří Coulombovým odpuzováním, poklesne hustota energie a lavina zhasne, nebo se připojí k jiné lavině, nebo se začne protahovat a spojuvat s lavinami na čele a na zádi a vytváří dlouhý kanálek, který se nazývá streamer (viz obrázek 1.11). Největší pravděpodobnost rozvoje mají streamery u elektrod, častěji u anody, někdy i v mezelektrodevém prostoru. Na povrchu elektrod se vytváří silné nehomogenity elektrického pole v důsledku nerovnosti povrchu.



Obrázek 1.11: Kanálový mechanismus - streamer

Velikost odporu mezi elektrodou a streamerem není jednoduše stanovitelná, vzájemná návaznost výbojů se děje prostřednictvím nestabilních průbojových kanálků, které mohou připomínat tvarem „košťata“.

Streamer se šíří mezi oběma elektrodami jako lavina rychlostí řádově $5 \cdot 10^6 \text{ ms}^{-1}$, má poloměr přibližně $3 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ a protéká jím proud v řádech desítek mA.

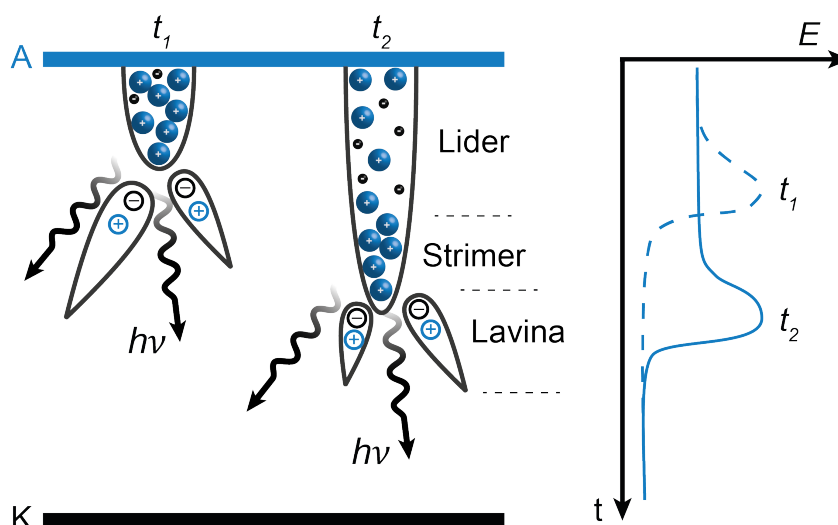
Při kratších vzdálenostech menších než 50 m streamer propojí obě elektrody. Přeskovové napětí mezi elektrodami není dáno, prostým součinem intenzity elektrického pole a vzdálenosti mezi elektrodami. Pro vzdálenost 1 m je potřeba pole $6 \cdot 10^5 \text{ V/m}$, pro 10 m pole $5 \cdot 10^5 \text{ V/m}$ a pro 30 m již jen $3 \cdot 10^5 \text{ V/m}$.

Při průbojové dráze větší než 50 m (za atmosférického tlaku) se formuje fáze leaderu.

3. Leader

Streamer je poměrně úzký (1 mm), chladný a má malou vodivost. Potenciálový úbytek podél jeho dráhy je značný. U delších průbojových drah streamer přerůstá do vodivějšího kanálu, tzv. leaderu s malou změnou potenciálu. Návaznost leaderu na elektrodu je bez přechodového odporu. V čele leaderu se šíří streamer.

Leader má průměr asi 1 cm, protéká jím proud stovek ampérů při intenzitě řádově 10^4 V/m , jeho teplota je v řádech 1000 Kelvinů. Tyto parametry ještě nestačí k samoionizaci uvnitř leaderu. Také leader je řídký a chladný. Do kanálu se při fázi leaderu přivádí elektrický náboj příslušné elektrody. Na leader se napojují boční streamery a laviny (viz obrázek 1.12).



Obrázek 1.12: Kanálový mechanismus - leader

Leadery se mohou šířit i od obou elektrod současně. V místě, kde dochází ke konečnému propojení leaderu a elektrody, se vytváří vysoký potenciálový rozdíl. Prudce narůstá proud a uvolňuje se velké množství Jouleova tepla, které způsobuje silnou ionizaci plazmatu ve vlastním kanále a v plynu kolem. Současně rychle roste vodivost. Potenciálový rozdíl spojený se značným uvolněním energie nezůstane lokalizován na stejném místě, ale přesouvá se ve formě rychlé vlny směrem ke druhé elektrodě. Tato fáze se nazývá zpětná vlna.

4. Zpětná vlna

Zpětná vlna se šíří z místa konečného propojení leaderu podél leaderu k opačné elektrodě a zanechává za sebou silně vodivý kanál, kterým se převádí náboj lokalizovaný v leaderovém kanálu k příslušné elektrodě.

Leader představuje část obvodu charakterizovanou elektrickými parametry vztahenými na jednotkovou délku: kapacitu C_1 , indukčnost L_1 , odpor R_1 a náboj Q_1 .

Rychlost šíření je podle měření přibližně $7 \cdot 10^7 \text{ ms}^{-1}$ (tedy asi desatina rychlosti světla), je fázovou rychlostí a není spojena s přenosem energie. Se zpětnou vlnou se pohybuje napěťový skok spojený s růstem proudu, rychlým uvolněním intenzivního Jouleova tepla produkovaného proudem v rozšiřujícím se proudovém kanále. Vytváří se v něm vodivý jiskrový kanál.

5. Jiskrový kanál

Vlastní formování a rozpad proudového kanálu je komplikovanější. Magnetický pinč je spojen s exotickými vlastnostmi a generují se při něm vysoce energetické elektrony a ionty a netepelné rentgenové záření.

6. Vznik oblouku

Je-li dosaženo zápalného napětí, odpor klesne, vytvoří se vodivá

cesta, která může gradovat v jiskru nebo elektrický oblouk. Oblouk je udržován kontinuálním tokem elektronů z negativní elektrody (katody) na pozitivní elektrodu (anodu).

1.3 Měření VN

Vysoké napětí je primárně využíváno pro přenos elektrické energie na dlouhé vzdálenosti. Zařízení, která jsou tomuto napětí vystavena, či ta, u kterých hrozí vliv atmosférického přepětí, je potřeba důsledně testovat. Zkoušky se zaměřují především na ověření odolnosti izolace proti elektrickému průrazu.

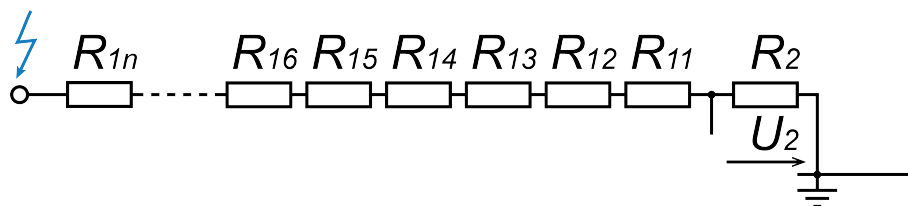
Při zkouškách je izolační systém namáhán pomocí napěťových zkoušek se:

- střídavým vysokým napětím síťové frekvence,
- stejnosměrným napětím,
- atmosférickým impulzem,
- spínacím impulzem.

Testy se provádějí ve specializovaných laboratořích pomocí zkušebních zdrojů vysokého napětí.

Dále je uveden základní popis nejpoužívanější metod měření.

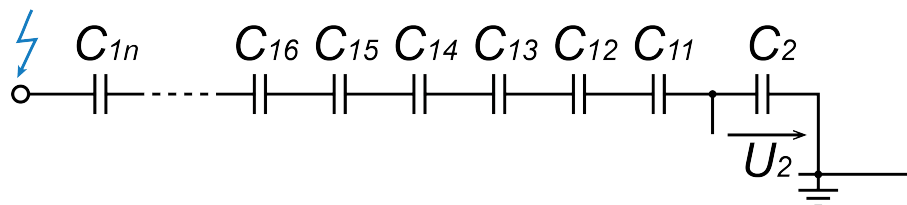
- **Vysokoodporové děliče napětí** se používají pro měření vysokých stejnosměrných napětí. Tyto děliče se skládají z řady rezistorů zapojených do série (viz obrázek 1.13).



Obrázek 1.13: Odporový VN dělič

Metoda měření je založena na principu rozložení napětí na precizních rezistorech se známou hodnotou. Výsledná hodnota měřeného napětí odpovídá potom hodnotě změřené na posledním z nich a vynásobené jejich počtem. Přesnost vysokoodporových děličů napětí závisí na kvalitě použitých rezistorů.

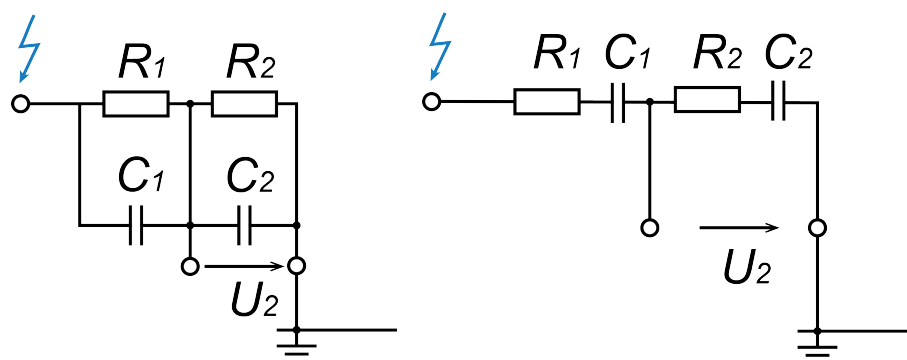
- **Kapacitní děliče napětí** se používají k měření vysokých střídavých napětí. Tyto děliče se skládají ze sériově zapojených kondenzátorů (viz obrázek 1.14).



Obrázek 1.14: Kapacitní VN dělič

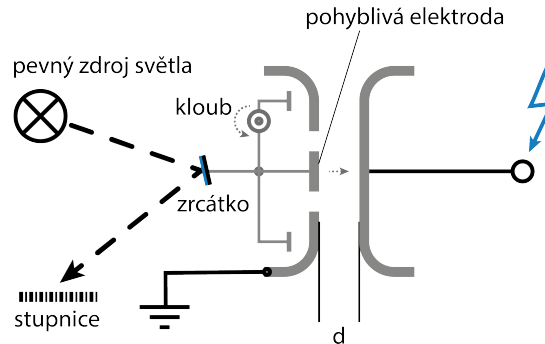
Měří se napětí na posledním kondenzátoru a výsledné napětí se získá jeho přenásobením celkovým počtem kondenzátorů. Kapacitní děliče napětí jsou vhodné pro široký rozsah frekvencí a poskytují přesná měření.

- **Rezistivně-kapacitní děliče napětí** kombinují výhody jak vysokohomových, tak kapacitních děličů napětí. Používají se k měření stejnosměrného i střídavého napětí. Tyto děliče se skládají z řady rezistorů a kondenzátorů zapojených do řetězce, a to buď paralelně či sériově (viz obrázek 1.15).



Obrázek 1.15: Rezistivně-kapacitní VN dělič

- **Elektrostatické voltmetry** poskytují přímou metodu měření stejnosměrných a střídavých napětí. Mohou být přímo připojeny do vysokonapěťových obvodů až do 200 kV, pro vyšší napětí za použití napěťového děliče. Na obrázku 1.16 je schematicky naznačen princip fungování elektrostatického voltmetru.



Obrázek 1.16: Elektrostatický voltmetr

- **Digitální děliče napětí** používají digitální techniky pro měření vysokých napětí. Tyto děliče se skládají z analogově-digitálních převodníků (ADC) a mikrokontrolérů. Napětí se převádí na digitální signál, který lze snadno zpracovat a zobrazit. Digitální děliče napětí poskytují přesná měření a jsou vhodné pro automatizaci.

V tabulce 1.1 je uveden stručný přehled jednotlivých metod měření VN pro dané charakteristiky napětí. [4]

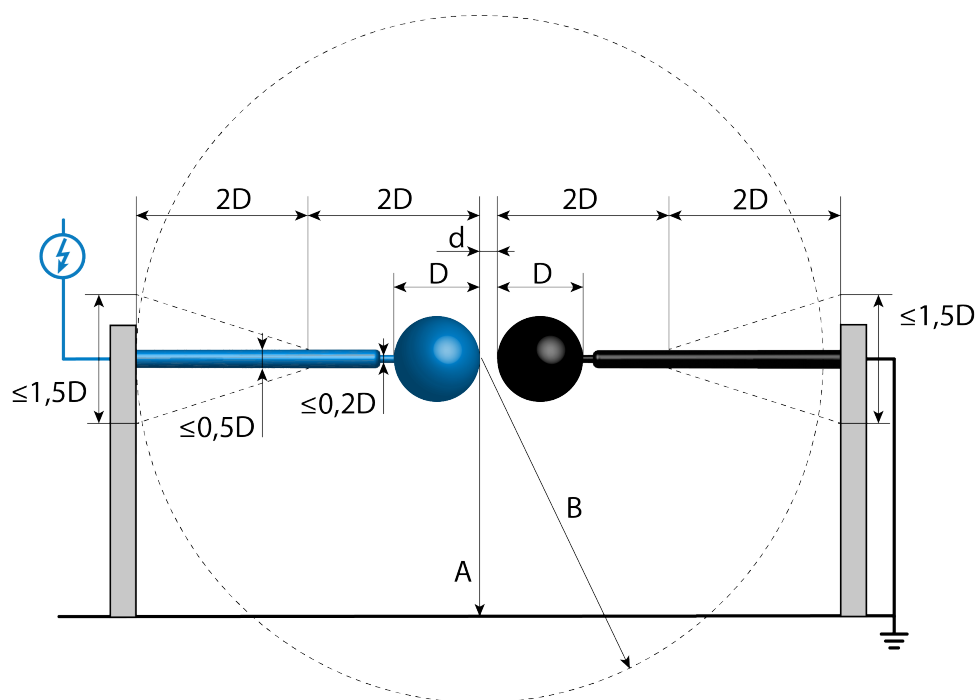
Metoda	Napětí						Proud
	DC	AC			Impulz		Impulz
	U	U_{ef}	U_{max}	$U(t)$	U_{max}	$U(t)$	$I(t)$
Kulové jiskřiště	• 1)		•		•		
Elektrostatický voltmetr	• 2)	•					
Měřicí transformátor		+					+
μ A-metr s předřadníkem	• 2)	+					
Vrcholový voltmetr			•				
C dělič + el.stat. voltmetr		•					
+ vrchol. voltmetr			•		+		
+ osciloskop				•		•	
R dělič + el.stat. voltmetr	• 2)	+					
+ vrchol. voltmetr			+		•		
+ osciloskop				+		•	
Rotační voltmetr	• 1)		+	+			
R bočník + osciloskop							•

• - používá se, + - používá se méně často, 1) U_{max} , 2) U_{ef}

Tabulka 1.1: Přehled metod měření vysokých napětí a velkých proudů

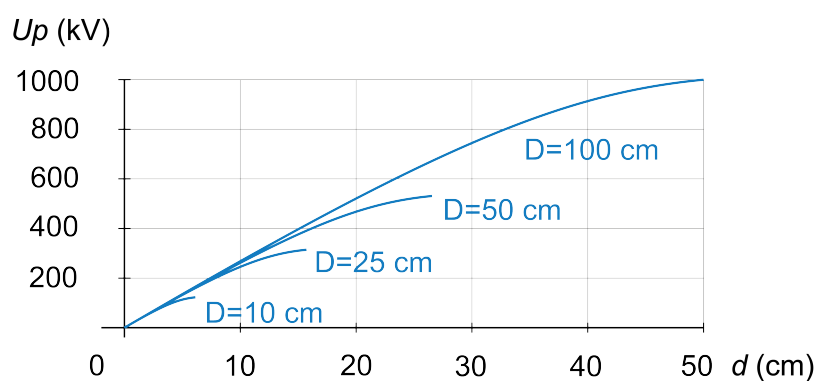
1.3.1 Kulové jiskřiště

Vysokonapětové kulové jiskřiště (viz obrázek 1.17) je zařízení často používané k měření a kalibraci vysokých napětí.



Obrázek 1.17: Kulové jiskřiště

Z převážně mechanických důvodů se kulová jiskřiště používají výrazně častěji než ta s homogenním polem (například s použitím elektrod Rogowského nebo Bruceova profilu [9]). Závislost průrazného napětí na průměru koule jiskřiště (viz obrázek 1.18) a šířce mezery byla stanovena pouze empiricky.



Obrázek 1.18: Grafu závislosti U_p na velikosti kulových elektrod a velikosti mezery

Jiskřiště má pro dané vzdálenosti mezi elektrodami za daných atmosféric-

kých podmínek vysokou reprodukovatelnost přeskokového napětí. Kalibrované kulové jiskřiště může po korekci na tlak vzduchu, relativní vlhkost a teplotu (na normální atmosférické podmínky) umožnit měření napětí bez elektroniky nebo děličů napětí s přesností přibližně 3 %. Jiskřiště lze použít k měření střídavého, stejnosměrného i pulzního vysokého napětí. [1]

Pro korektní stanovení průrazného napětí je pak důležité přesné změření vzdálenosti mezi elektrodami. Existuje mnoho technik, níže je uveden přehled těch nejpoužívanějších. [27]

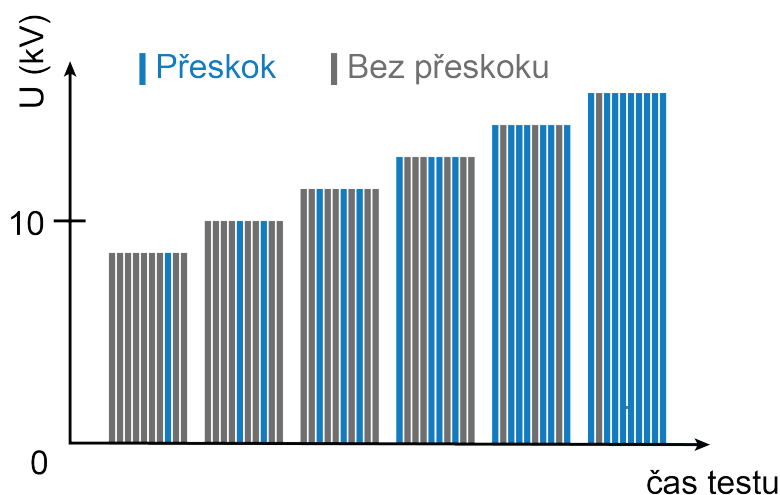
- Metody měření natočení hřídele,
 - z počtu otáček pomocí světelné brány,
 - z počtu otáček pomocí magnetických elementů,
 - měření servomotorem.
- Metody měření pomocí akustiky,
 - ultrazvuková metoda.
- Metody měření pomocí optiky,
 - pomocí laserové triangulace,
 - konfokální metodou,
 - optickým mikrometrem.
- Metody měření pomocí elektrických veličin,
 - pomocí vířivých proudů,
 - pomocí kapacitního principu.
- Speciální metody,
 - měření pomocí fotoaparátu/kamery.
 - pomocí měrek,
 - selsynů,
 - mechanickým odměřováním.

■ 1.3.2 Metodologie zkoušek VN

Z metodologického hlediska [2] existují tři základní typy zkoušek vysokým napětím [13], pro moji diplomovou práci jsem zvolil zkoušku postupným namáháním.

1. Zkouška více hladinami

Zkouška více hladinami se obvykle provádí s impulzním napětím, ale lze použít také střídavé nebo stejnosměrné napětí s definovanou dobou zatížení. Princip této vysokonapěťové zkoušky je znázorněn na ilustračním obrázku 1.19.



Obrázek 1.19: Zkouška více hladinami (upraveno podle [6])

V rozsahu testovaného napětí se volí m napěťových úrovní, na každé úrovni se aplikuje n impulzů, které způsobí k přeskoků. Při volbě počtu napěťových úrovní se zohledňuje rozsah testovaného napětí, který by měl zahrnovat pouze napětí, kde pravděpodobnost přeskoğu není nulová ani rovna jedné. Nejmenší krok při nastavování testovacího zařízení označujeme Δu_p . Počet napěťových úrovní by měl být menší než m_t , definovaný vztahem:

$$m_t = \frac{\Delta u_r}{\Delta u_p} \quad (1.13)$$

Vhodný napěťový krok je pak dán vztahem:

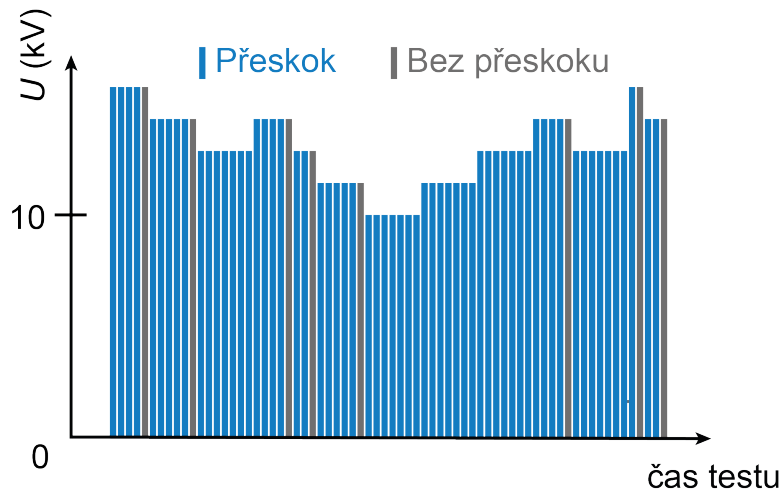
$$\Delta u = \frac{\Delta u_r}{m} \quad (1.14)$$

Počet impulzů n na jedné úrovni ovlivňuje přesnost naměřených výsledků. S rostoucím počtem impulzů n se zvyšuje spolehlivost měření. Pro ověření nezávislosti měření se vybere jedna napěťová úroveň, na které se aplikuje alespoň 20 impulzů. Výsledky se chronologicky zaznamenávají, rozdělí na menší soubory a vypočítají se relativní frekvence přeskoků. Měření se považuje za nezávislé, pokud relativní frekvence menších souborů odpovídají celkové relativní frekvenci. Statistické vyhodnocení dat se provádí výpočtem relativních frekvencí přeskoků na jednotlivých úrovních a jejich intervalů spolehlivosti.

2. Zkoušky metodou nahoru-dolů

Tato metoda se používá ke zjištění pravděpodobnosti přeskočení na dané napěťové úrovni, typicky určující 10% a 90% pravděpodobnost přeskočení. Zkouška spočívá v aplikaci m skupin o n impulzech na napěťové úrovni s meziúrovňovým napěťovým krokem. Existují dva základní typy této zkoušky: výdržný a průrazný postup.

Ve výdržném postupu, pokud dojde k přeskočení, krok se snižuje na nižší napěťovou úroveň. Pokud k přeskočení nedojde, krok se zvyšuje na vyšší úroveň.



Obrázek 1.20: Zkouška nahoru a dolů (upraveno podle [6])

V průrazném postupu, pokud nedojde k přeskočení, krok se zvyšuje na vyšší úroveň. Pokud dojde k přeskočení při každém impulzu na této úrovni, krok se snižuje na nižší úroveň. Výsledkem je počet skupin použitých na jednotlivých napěťových úrovních. První platná úroveň je ta, kde byly aplikovány minimálně dvě skupiny. Celkový počet platných skupin určuje pravděpodobnost přeskočení na dané úrovni. Princip této vysokonapěťové zkoušky je znázorněn na ilustračním obrázku 1.20.

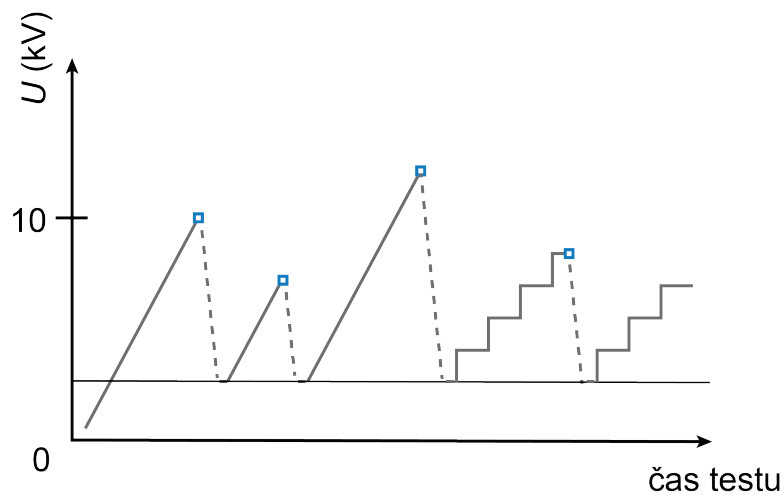
3. Zkoušky postupným namáháním

Tato zkouška spočívá v postupném zvyšování stejnosměrného, střídavého nebo impulzního napětí, buď plynule nebo po krocích, vždy vedoucí k průraznému výboji. Zkouška se provádí obecně n -krát a výsledkem je n změřených hodnot přeskokového napětí. Základním parametrem je rychlost zvyšování napětí v_u , která by měla být ideálně konstantní, definovaná vztahem:

$$v_u = \frac{\Delta u}{\Delta t} \quad (1.15)$$

Dalšími parametry jsou doba mezi jednotlivými testy a počáteční napětí U_0 . To by mělo být takové, že nejmenší napětí přeskočení je větší než 1,1 násobek počátečního napětí. Počet testů n není pevně stanoven a závisí na požadavcích na přesnost měření.

U varianty s plynulým zvyšováním napětí je situace jednodušší než u varianty s krokovým zvyšováním napětí, kde se berou v úvahu další parametry jako velikost kroku, čas trvání kroku a doba zvyšování napětí. Význam těchto parametrů je patrný z následujícího obrázku 1.21.



Obrázek 1.21: Zkouška postupným namáháním - plynulým a po krocích (upraveno podle [6])

Ověření nezávislosti měření se často provádí grafickou metodou, kdy se naměřené hodnoty vynesou do grafu a sleduje se jejich náhodné rozložení okolo střední hodnoty. Výsledná hodnota přeskokového napětí je aritmetickým průměrem hodnot jednotlivých testů.

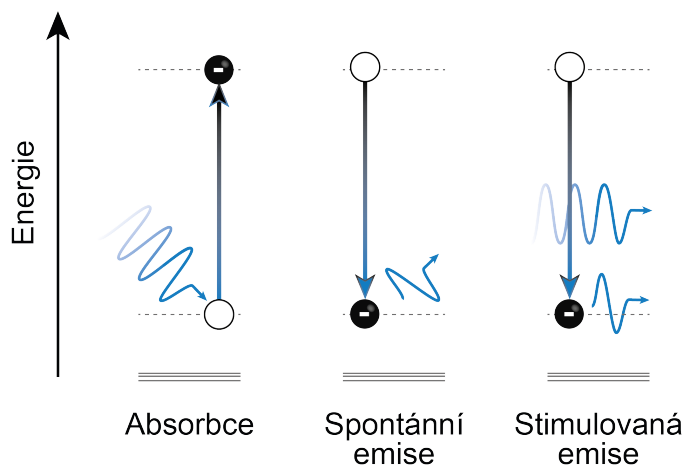
Kapitola 2

Laser

Laser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation - zesilování světla stimulovanou emisí záření) je zdroj vysoce koherentního elektromagnetického záření nejčastěji ve viditelné, ultrafialové nebo infračervené oblasti spektra.

2.1 Princip fungování laseru

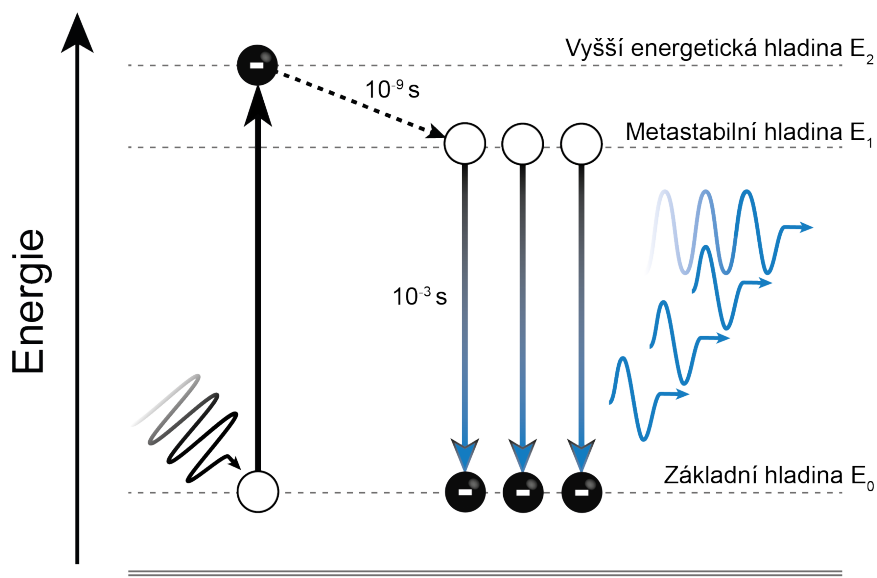
Laser je založen na principu stimulované (vynucené) emise záření (viz obrázek 2.1).



Obrázek 2.1: Interakce fotonu a atomu

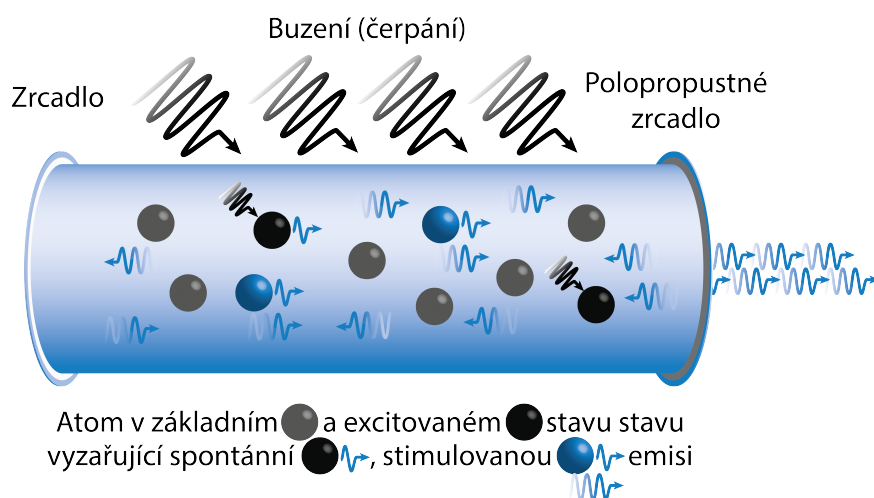
Po dodání energie z vnějšího zdroje jsou elektrony nejprve excitovány ze základní hladiny na vyšší energetickou úroveň. Zde se však neudrží, a v miliontině sekundy přeskočí na metastabilní hladinu.

Díky slabému impulzu ve formě stimulujícího fotonu s energií rovnou rozdílu energií mezi metastabilní a základní úrovní dochází k deexcitaci spojené s emisí stejného fotonu, jakým byl stimulující. V důsledku toho lavinovitě vznikají identické fotony, které jsou vyzařovány stejným směrem (viz obrázek 2.2). Takto vybuzené světlo má určité vlastnosti, mezi které patří vysoká koherence, vysoká monochromatická a nízká divergence.



Obrázek 2.2: Laser metahladina

Čerpací (budící) záření vyvolává emisi v aktivní látce, která je ohraničena rovnoběžnými zrcadly. Po vybuzení stimulované emise dochází k odrazu světla mezi zrcadly a k mnohonásobnému průchodu záření aktivní látkou, čímž se navyšuje jeho intenzita. Po dosažení dostatečné intenzity odchází rovnoběžný koherentní paprsek přes polopropustné zrcadlo ven (viz obrázek 2.3).



Obrázek 2.3: Laser princip činnosti

2.2 Typy laserů

Lasery mohou být rozděleny do několika kategorií na základě způsobu excitace (opticky, elektricky, chemicky, termodynamicky či jadernou energií), podle vlnové délky záření (infračervené lasery, lasery v oblasti viditelného světla, ultrafialové lasery a rentgenové lasery), podle počtu energetických hladin (2, 3 a vícehladinové) nebo podle časového režimu (kontinuální, pulzní, kvazikontinuální). Nejběžnějším způsobem klasifikace laserů je však dělení na základě média, ve kterém dochází ke stimulaci fotonů. [22]

Lasery dělíme podle aktivního prostředí na:

■ Pevnolátkové lasery

Aktivním prostředím jsou krystalické nebo amorfní izolanty s příměsí vhodných iontů, excitace je obvykle optická. Tyto lasery mohou pracovat v různých režimech a za různých provozních podmínek, jsou stabilní a mají malé nároky na údržbu. Jejich záření má vlnové délky v oboru infračerveného a viditelného světla. Nejznámějším představitelem této skupiny je laser rubínový, jehož aktivním prostředím je krystal syntetického rubínu. Právě z rubínové tyčinky se vynálezci laseru, Theodoru Maimanovi, podařilo v roce 1960 získat první laserový paprsek červeného světla. [20]

■ Polovodičové lasery

Tato skupina laserů dnes patří mezi nejrozšířenější. Zdrojem záření je tzv. laserová dioda. Diody mají velmi malé rozměry, což je na jedné straně jejich výhodou, na druhé straně je jejich paprsek rozbíhavější než u jiných typů laserů. Účinnost diod je vysoká (až 50 %), jejich výkon se dá snadno měnit (modulovat) změnou elektrického proudu. Laserové diody našly velké uplatnění zejména v telekomunikacích, ve výpočetní technice i spotřební elektronice.

■ Vláknové lasery

V současné době jsou vláknové lasery velmi rozšířeným typem laserů, kde je aktivní médium umístěno přímo v optickém vlákne. Optická vlákna jsou dopována prvky ze skupiny lanthanoidů (někdy označovaných jako prvky vzácných zemin). Nejčastěji se pro dopování používá erbium nebo ytterbium, případně jejich kombinace. Často se také využívá praseodymu. Optická vlákna mohou mít různé tvary, například čtvercový nebo obdélníkový průřez, což ovlivňuje vlastnosti laserového paprsku. Vláknové lasery mohou být jednovláknové (s jedním aktivním jádrem) nebo vícevláknové (s více aktivními jádry)

Optické vlákno, které tvoří aktivní prostředí laseru, je čerpáno (buzeno) pomocí laserové svítivé diody. Světlo čerpané z laserové diody generuje ve vláknu další energii, která je následně akumulována a ve formě zesíleného laserového paprsku vychází z vlákna ven. Většinou

je tento výstupní paprsek skládán z paprsků vystupujících z mnoha dalších optických vláken, čímž lze dosáhnout vyššího výkonu.

Vláknové lasery mají několik výhod, včetně vysoké účinnosti, malých rozměrů, nízkých nákladů na údržbu a vysoké stability výstupního svazku. Nejrozšířenější je dnes laser neodymový. Vyzařuje infračervené záření nebo zelené světlo a má uplatnění v nejrůznějších oborech, zejména v medicíně.

■ Kapalinové lasery

Aktivním prostředím těchto laserů jsou roztoky různých organických barviv. Pomocí několika druhů barviv a metod, tzv. nelineární optiky, je možno dosáhnout prakticky všech vlnových délek od 300 nm do 1500 nm. Kapalinové lasery se používají například ve spektroskopii. Jejich nevýhodou je krátká životnost aktivního prostředí, které se teplem a světlem rozkládá.

■ Plynové lasery

Aktivní plynné prostředí může být tvořeno atomy, ionty nebo molekulami. Plynové lasery pracují ve velmi širokém rozsahu vlnových délek v kontinuálním nebo pulzním režimu. Jejich excitace je většinou pomocí elektrického výboje ve zředěném plynu, optická excitace se používá jen zřídka. Plynové lasery mají homogenní aktivní prostředí, které zajišťuje jejich výborné parametry. Nevýhodou je poměrně malý výkon. K nejrozšířenějším typům patří červeně zářící helium - neonový laser. V průmyslu a medicíně se nejvíce používá infračervený laser CO_2 . Světelné efekty poskytuje například modře a zeleně zářící laser argonový. Zvláštním typem plynových laserů jsou lasery excimerové, které jsou výkonným zdrojem ultrafialového záření. Aktivním prostředím jsou molekuly, vzniklé spojením dvou atomů různých vzácných plynů (argon - krypton, krypton - fluor apod.) působením svazku elektronů.

■ Plazmové lasery

Dosažení laserové činnosti v rentgenové části elektromagnetického spektra je velmi obtížné, proto začaly lasery tohoto typu vznikat až poměrně nedávno. Aktivním prostředím může být například uhlíkový terč ozařovaný CO_2 laserem v pulzním režimu. Tyto lasery mají obrovskou energii, která se může využít ke vzniku plazmy či k odpařování těžko tavitelných kovů (wolfram, tantal).

■ Lasery s volnými elektrony

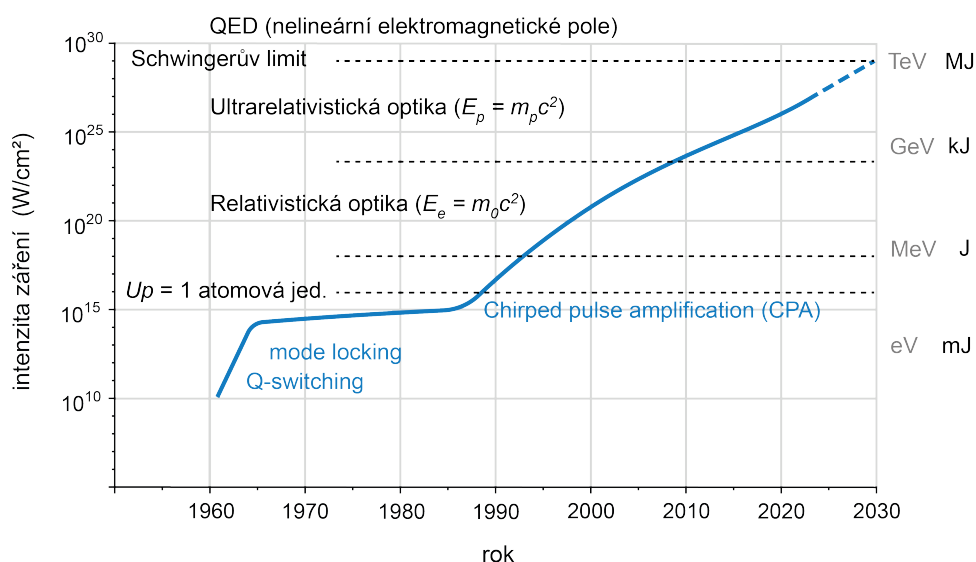
Lasery s volnými elektrony, neboli FEL (Free Electron Laser) nelze zařadit do žádné z předchozích kategorií. Využívají magnetického pole, které je tvořeno periodickou soustavou magnetů střídavé polarity. Aktivním prostředím je svazek relativistických elektronů, které se pohybují v magnetickém poli. Elektrony nejsou vázané na atomy, ale nejsou ani úplně volné, protože jejich pohyb je ovlivňovaný magnetickým polem. Vlnovou délku emise lze v širokém oboru ladit změnou energie elektronů ve svazku a změnou periody magnetického pole. V závislosti na konkrétním

provedení mohou FEL emitovat záření o vlnových délkách od ultrafialové až po dalekou infračervenou oblast elektromagnetického spektra.

2.3 Zvyšování výkonu laserů

V souvislosti s kvantovou ionizací (popsanou v kapitole 1.1.2) rostou nároky na zkracování doby trvání laserového pulzu při současném zvyšování jeho energie. Účinnost prvních laserových systémů byla velmi nízká (několik procent) a většina energie vložené do provozu laseru byla transformována do ztrátového tepla. Značné zahřívání systému pak bránilo dosažení vysokého výstupního výkonu potřebného pro průmyslové využití.

Na následujícím obrázku 2.4 je zobrazena časová geneze zvyšování výkonu laserů přinášející nové klíčové technologické milníky.



Obrázek 2.4: Vývoj výkonu laserů

2.3.1 Q-switching

Q-switching Q spínání je technika používaná v laserové fyzice k vytvoření krátkých, ale velmi intenzivních laserových pulzů v řádu jednotek až stovek ns. Tato technika pracuje s kvalitou optického rezonátoru laseru (Quality factor). Děje se tak prostřednictvím proměnného atenuátoru.

Zpočátku je laserové médium čerpáno a Q spínač je nastaven tak, aby zabránil zpětné vazbě světla do zesilovacího média (vzniká optický rezonátor s nízkým Q faktorem). Tím dojde k populační inverzi, ale laser ještě nemůže pracovat, protože neexistuje zpětná vazba z rezonátoru. Protože rychlost

stimulované emise závisí na množství světla vstupujícího do média, množství energie uložené v zesilovacím médiu se zvyšuje s tím, jak je médium čerpáno. V důsledku ztrát způsobených spontánní emisí a dalšími procesy dosáhne uložená energie po určité době maximální úrovně; říká se, že médium je nasycené. V tomto okamžiku se zařízení s přepínačem Q rychle změní z nízkého na vysoké Q, což umožní zpětnou vazbu a zahájení procesu optického zesílení stimulovanou emisí. Vzhledem k velkému množství energie již uložené v zesilovacím médiu intenzita světla v laserovém rezonátoru velmi rychle narůstá. To také způsobuje, že energie uložená v médiu se téměř stejně rychle vyčerpá. Výsledkem je krátký světelný puls vycházející z laseru, který může mít velmi vysokou špičkovou intenzitu.

Typy Q-switchingu:

- **Elektrooptický Q-switching**

Používá elektrooptické krystaly, které mění své optické vlastnosti pomocí elektrického pole.

- **Akustooptický Q-switching**

Využívá akustooptické krystaly, které mění své optické vlastnosti pomocí akustických vln.

- **Mechanický Q-switching**

Zahrnuje fyzické zařízení, které blokuje, a poté uvolňuje laserový paprsek, příkladem může být rotační zrcadlo.

■ 2.3.2 Mode locking

Mode locking (synchronizace módů) je technika používaná v laserové fyzice, která vytváří extrémně krátké světelné pulzy tím, že synchronizuje různé longitudinální módy laserového rezonátoru tak, aby oscilovaly se stejnou fází. Tato technika produkuje pulzy v řádu pikosekund až femtosekund.

Existují dva typy mode lockingu:

- **Aktivní mode locking**

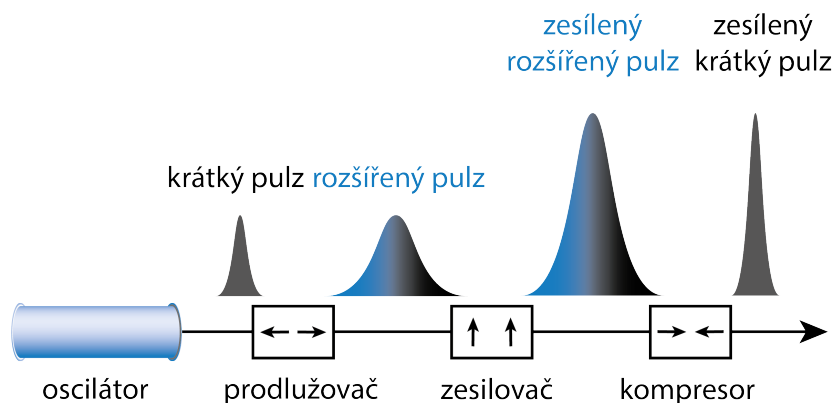
Používá externí modulátor (elektrooptický nebo akustooptický), který periodicky mění ztráty nebo fázi v rezonátoru synchronizovaně s frekvencí repetice módů.

- **Pasivní mode locking**

Využívá nelineární optické prvky, jako jsou saturující absorbéry nebo nelineární optická zrcadla, které automaticky podporují synchronizaci módů.

2.3.3 Chirped Pulse Amplification

Chirped Pulse Amplification (CPA) je technika pro zesílení ultrakrátkých laserových pulzů až na úroveň petawattu. Laserový pulz je při tomto procesu časově a spektrálně roztažen, poté zesílen a nakonec opět komprimován. Celý proces je schematicky popsán na obrázku 2.5.



Obrázek 2.5: Chirped Pulse Amplification

CPA probíhá v následujících fázích:

1. Protážení pulzu

Ultrakrátký laserový pulz je protažen (chirped) v čase pomocí optického prvku, jako je difrakční mřížka nebo optické vlákno. Tento proces snižuje špičkový výkon pulzu.

2. Zesílení pulzu

Protážený pulz je následně zesílen v laserovém zesilovači. Díky nižšímu špičkovému výkonu během zesilování nedochází k poškození zesilovacího média.

3. Komprese pulzu

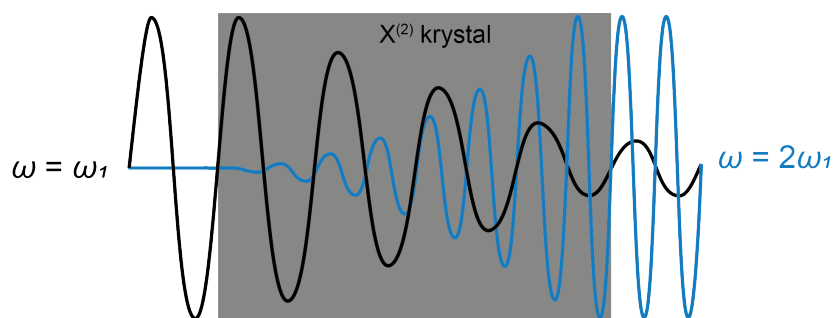
Po zesílení je pulz znovu zkrácen (komprimován) do původní ultrakrátké délky pomocí dalších optických prvků. Tím se obnoví vysoký špičkový výkon.

Tato technika byla představena Donnou Stricklandovou a Gérardem Mourou na University of Rochester v polovině 80. let 20. století. Za tuto práci obdrželi v roce 2018 Nobelovu cenu za fyziku.

2.4 Harmonické frekvence

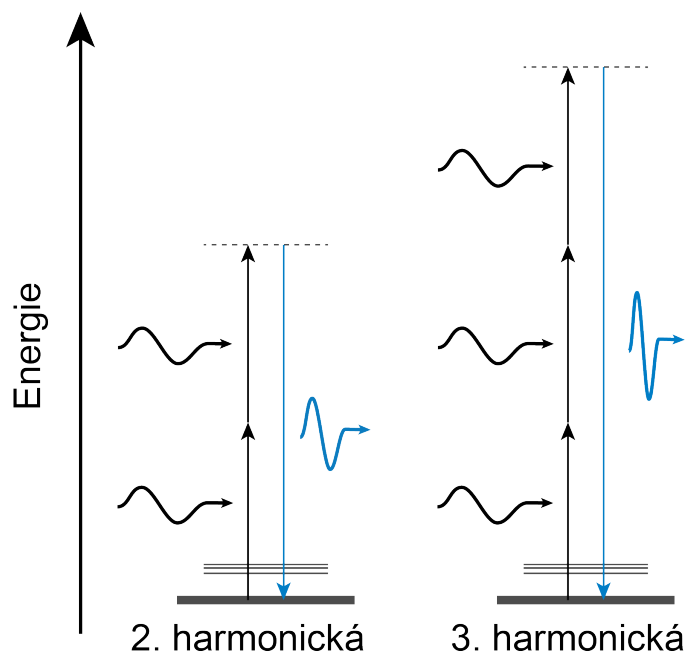
V roce 1961, krátce po zkonstruování prvního laseru, však bylo zjištěno, že některé krystaly vykazují při ozáření intenzivním laserovým svazkem

nestandardní chování (po průchodu krystalem bylo záření mírně oslabeno v důsledku jeho absorpce). Kromě základní vlnové délky laseru se v záření objevily i jeho optické harmonické frekvence. To znamenalo, že pokud základní vlnová délka byla 1064 nm (Nd:YAG), ve výsledném záření se nacházela i vlnová délka poloviční, 532 nm, tj. druhá harmonická frekvence 2ω . Na obrázku 2.6 je zobrazeno typické schéma pro generaci druhé harmonické a na obrázku 2.7 druhé a třetí harmonické frekvence daného laseru.



Obrázek 2.6: Schéma pro generaci druhé harmonické

Tato vlastnost úzce souvisí s typem symetrie krystalu. Řezné plochy musí svírat s krystalografickými osami přesně určené úhly a musí být vyleštěné tak, aby při dopadu laserového svazku nedocházelo k jeho rozptylu.



Obrázek 2.7: Energetické hladiny pro generaci druhé a třetí harmonické



Část II

Analytická část



Kapitola 3

Analýza metod spouštění jiskřiště

Pro aktivní spouštění se zpravidla napětí na elektrodách jiskřiště nastaví na nižší hodnotu než je přeskokové napětí. Podle Paschenova zákona je následně možné snížit přeskokové napětí daného plynu zmenšením vzdálenosti elektrod nebo snížením tlaku v prostoru mezi elektrodami. Další možností snížení přeskokového napětí je využití mechanismů zvyšujících ionizaci prostoru mezi elektrodami.

V rámci této kapitoly není řešeno pasivní zapalování jiskřiště. Toho se dosáhne zvýšením napětí až do hodnoty, kdy při pevné vzduchové mezeře dojde k přeskoku jiskry.

3.1 Zmenšení vzdálenosti elektrod

Tato metoda se používá například při spouštění VN obvodů prostřednictvím adjustovatelných jiskřišť. Taková mohou být součástí impulzních generátorů. Jsou-li všechny kondenzátory generátoru plně nabité, elektrody jiskřiště se k sobě přiblíží a dojde k přeskoku, a tím k propojení kondenzátorů.

3.2 Snížení tlaku

Snížením tlaku se redukuje množství molekul plynu v daném objemu. Elektrony tak mohou být urychlovány na delší vzdálenosti bez srážek, což zvyšuje jejich kinetickou energii a umožňuje ionizaci již při nižších napětích.

Tlakové spouštění je snadné a spolehlivé, avšak v porovnání s ostatními metodami má relativně dlouhou odezvu (řádově milisekundy). Kromě poměrně jednoduché aplikace je další výhodou galvanické oddělení jiskřiště od části

zajišťující snížení tlaku. Problém však může být nutnost hermetického uzavření jiskřiště. Tlakové spouštění je zpravidla používáno pro testování životnosti komponent, kde není potřeba dodržet kritické časování.

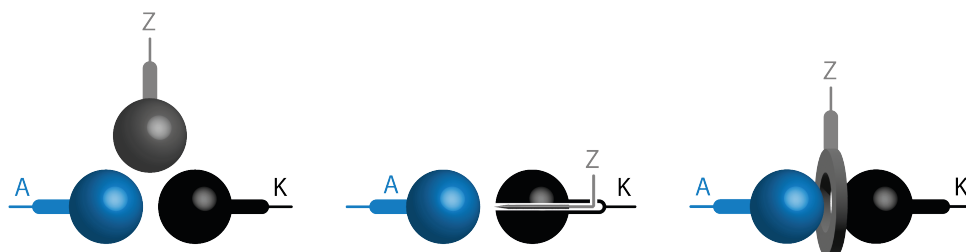
3.3 Ionizace plynu

Pro aktivní spouštění jiskřiště jsou primárně používány metody ionizace elektrickým polem a laserovým paprskem.

3.3.1 Externí elektroda

Jiskřiště s externí elektrodou má kromě základních elektrod (hlavní vysokonapěťové a druhé uzemněné) ještě třetí elektrodu umístěnou buď uvnitř hlavní elektrody, nebo jako samostatnou jednotku. K aktivaci jiskřiště se na spouštěcí elektrodu dodá vysokonapěťový impulz. Ten ionizuje prostředí mezi ním a jednou z hlavních elektrod a vytváří jiskru, která zkracuje tloušťku neionizovaného prostředí mezi elektrodami. Spouštěcí jiskra generuje ultrafialové záření a další volné elektrony v hlavní mezeře.

Na obrázku 3.1 jsou schematicky zobrazeny nejčastěji používané pozice zapalovací elektrody (Z). Zobrazena jsou zleva uspořádání: crowbar, trigatron a jiskřiště se středplošnou zapalovací elektrodou.



Obrázek 3.1: Jiskřiště - různé pozice zapalovací elektrody

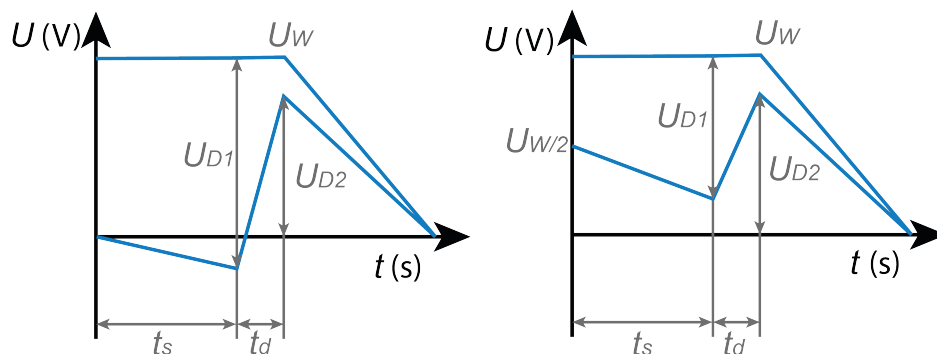
Pravděpodobně nejpoužívanější konstrukcí jiskřiště se třetí elektrodou je trigatron, který je navržen pro vysoký proud a vysoké napětí (obvykle 10–100 kV a 20–100 kA, i když existují zařízení s proudem v MA rozsahu). Trigatron má velmi jednoduchou konstrukci a v mnoha případech je to nejlevnější možnost spínání vysokoenergetických zdrojů.

U jiskřišť předpokládáme, že hlavní vysokonapěťová elektroda je na kladném pracovním potenciálu, zatímco druhá je uzemněná. Mohou nastat 3 různé zapalovací mechanismy, které závisí na vzájemných vztazích mezi pracovním napětím (U_W), napětím mezi hlavní elektrodou a zapalovací elektrodou (U_{D1}) a napětím mezi zapalovací elektrodou a uzemněnou elektrodou (U_{D2}).[23]

1. $U_W > U_{D2}$

Pro zapálení jiskřiště je nutné dosáhnout hodnoty přeskokového napětí, která umožní průraz mezi hlavní elektrodou a zapalovací elektrodou, a to po čase (t_s). Po tomto přeskoku se napětí zvýší na zapalovací elektrodě směrem k pracovnímu napětí. Po čase (t_d) napětí na zapalovací elektrodě dosáhne hodnoty přeskokového napětí U_{D2} . Napětí mezi hlavními elektrodami během vzniku jiskry klesne (t_{sp}).

Napětový diagram spouštěcího mechanismu je uveden na obrázku 3.2.

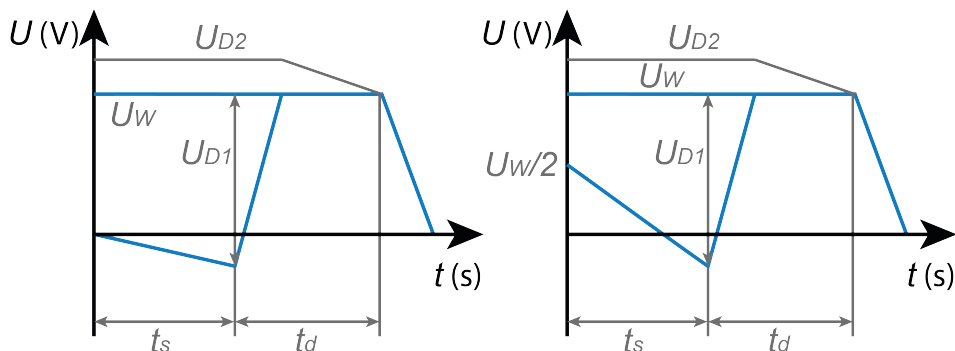


Obrázek 3.2: Externí elektroda - mechanismus 1 (upraveno podle [23])

2. $U_W < U_{D2}$

Po aplikaci zapalovacího impulsu dojde k přeskoku mezi hlavní elektrodou a zapalovací elektrodou, podobně jako v předchozím případě. Po vzniku přeskoku dosáhne napětí na zapalovací elektrodě pracovního napětí. V tomto okamžiku se napětí na zapalovací elektrodě udržuje a přeskové napětí U_{D2} se sníží na hodnotu pracovního napětí. Poté dojde k přeskoku mezi zapalovací a uzemněnou elektrodou, čímž je proces spouštění jiskřiště dokončen.

Napětový diagram tohoto spouštěcího mechanismu je znázorněn na obrázku 3.3.

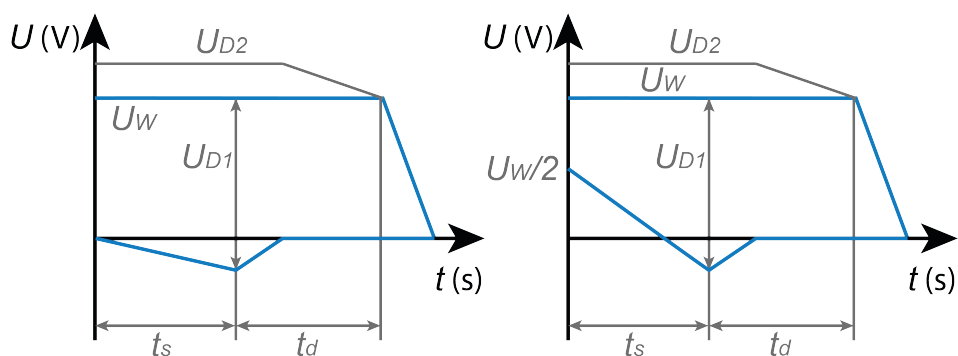


Obrázek 3.3: Externí elektroda - mechanismus 2 (upraveno podle [23])

3. $U_{D1} \neq U_{D2}$

Pro spuštění jiskřiště je nutné dosáhnout spouštěcího napětí U_{D2} během času t_a . Poté, co dojde k přeskoku mezi těmito dvěma elektrodami, je zapalovací elektroda na uzemněném potenciálu a zapalovací napětí se udržuje až do přeskoku, kdy se hodnota napětí U_{D1} sníží na hodnotu pracovního napětí. Dále dojde k přeskoku mezi hlavní elektrodou a zapalovací elektrodou a jiskřištěm. Proces spouštění je tímto dokončen. Hodnota průrazu U_{D1} se snižuje způsobem analogickým ke snížení napětí hodnoty U_{D1} v předchozím případě. Tento spouštěcí mechanismus se může objevit v jiskřišti s oddělenou třetí elektrodou pouze tehdy, když je zapalovací elektroda decentrována. V případě, že je jiskřiště symetrické, první přeskok se objeví mezi hlavní a zapalovací elektrodou.

Napěťový diagram pro tento spouštěcí mechanismus je znázorněn na obrázku 3.4.



Obrázek 3.4: Externí elektroda - mechanismus 3 (upraveno podle [23])

Optimální dimenzování jiskřišť je komplexní úkol, který vyžaduje pečlivý výběr pozice elektrod. Tato pozice musí zaručit požadovaný zapalovací proces, což lze dosáhnout správným nastavením pracovního napětí a tlaku vzduchu. Pracovní poměr napětí, který se pohybuje mezi 50–70 %, může výrazně prodloužit životnost třetí zapalovací elektrody a současně omezit pravděpodobnost sebezapálení. Naopak, pravděpodobnost selhání průrazu se zvyšuje, pokud je pracovní poměr napětí nižší než 30 %.

■ 3.3.2 Laser

Již krátce po objevení laseru v 60. letech 20. století byly prováděny experimenty se spouštěným spínáním jiskřišť, a to především v rámci vojenského výzkumu. [26][24] Stupeň ionizace, a tím možnost spouštění jiskřiště, úzce souvisí se složením a tlakem plynu, zároveň pak s geometrií, materiálem a úpravou povrchu elektrod, proto byla analyzována široká škála geometrií jiskřišť a typů laserů.

K významným přednostem laserem spouštěných jiskřišť patří elektrická oddělenost, dálkový provoz, krátké a proměnlivé zpoždění s nízkým jitterem, jednoduchá konstrukce, reprodukovatelnost, spolehlivost, nízké nároky na hlavní údržbu, necitlivost na EMI, EMP, vhodnost pro opakovaný provoz, nízkonapěťové spouštění dlouhých jiskřišť, vhodnost pro více jiskřišť nebo vícekanálový provoz a použitelnost pro všechny typy dielektrických médií.

Molekulární kyslík má ionizační potenciál 13,6 eV a molekulární dusík 14,8 eV. Tyto hodnoty odpovídají vlnovým délkám přibližně 80 nm a 92 nm. To znamená, že v případě ionizace molekuly vzduchu jedním fotonem je nutné, aby se jednalo o foton s vlnovou délkou kratší než 80 nm. Pokud je energie fotonu menší než ionizační potenciál, může laser dostatečné intenzity umožnit kvantovou ionizaci.

Vzhledem k významnému rozvoji výkonu laserů v posledních letech a jejich současně lepší dostupnosti, se jeví ionizace lasery jako ideální řešení, a to především s ohledem na výše vyjmenované výhody.



Kapitola 4

Rešerše vhodných komponent

4.1 Laser

4.1.1 Požadavky na laser

Jedním ze základních výstupů této práce je definice takového typu laseru, který bude možné v budoucnu používat pro spouštění jiskřišť ve specializovaných laboratořích FEL ČVUT v Praze.

Požadavky kladené na laser jsou následující (řazeno dle důležitosti):

■ **Bezpečný provoz**

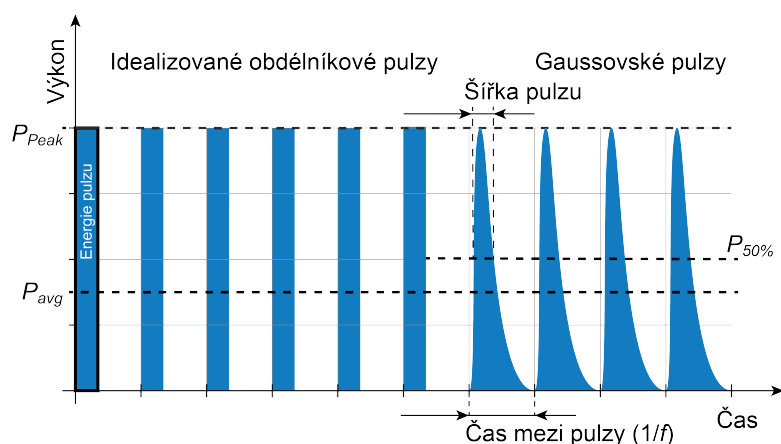
Práce s laserem, stejně jako práce s vysokým napětím, vyžaduje dodržování specifických pracovních postupů.

Limity vystavení neionizujícímu záření, nejvyšší přípustné hodnoty expozice, řazení laserů do tříd upravuje nařízení vlády č. 291/2015 Sb., o ochraně zdraví před neionizujícím zářením. Třídy laserů a k nim přidružená nebezpečí jsou stanovena normou ČSN EN 60825-3 [18]. Veškeré produkty chránící lidský zrak, jako jsou brýle nebo štíty, pak musí splňovat evropskou normu ČSN EN 207 [16] a ČSN EN 208 [17].

Lze uvést, že bez ohledu na konkrétní typ, lasery umožňující ionizaci vzduchu, jsou zařazeny do nejvyšších tříd 3b a 4 a vyžadují striktní dodržování bezpečnosti práce, a s tím spojených předpisů. Při použití laserů ve spektru UV záření (100–400 nm) je navíc nutné omezit i expozici kůže.

■ **Přijatelná cena**

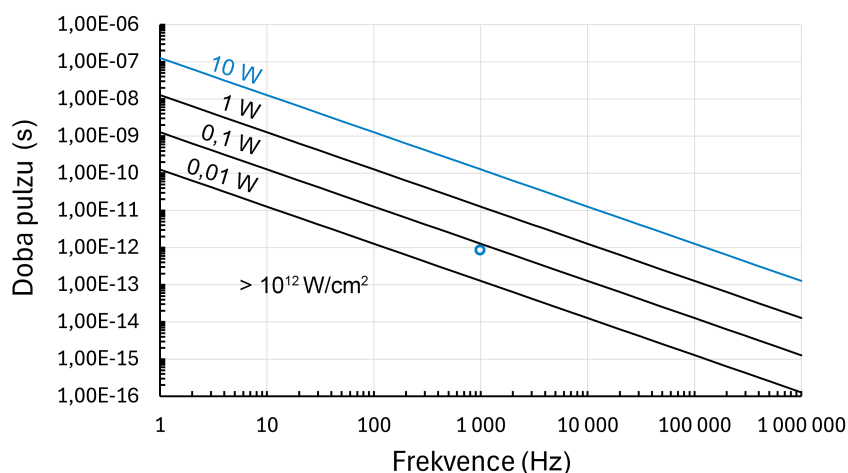
Byť lasery v poslední době výrazně zlevnily, stále modely, které by



Obrázek 4.1: Schéma pulzů laseru

kde E_{pulz} je energie pulzu, P_{avg} je průměrný výkon laseru, f je frekvence, P_{peak} je vrcholový výkon (idealizovaný, obdélníkový), T je doba trvání pulzu, I_{peak} je vrcholová intenzita záření a S plocha paprsku.

Budeme-li uvažovat *Gaussovský profil* svazku uvedený na obrázku 4.1, tedy paprsek s distribucí intenzity od středu svazku podle Gaussovy funkce, s průměrem $1/e^2$, tedy 0,1 mm, bude plocha paprsku $7,85 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2$. Následující graf na obrázku 4.2 zohledňuje další parametry při výpočtu vrcholové intenzity a ukazuje laser, který je schopen vygenerovat vrcholovou intenzitu záření v řádech 10^{12} W/cm^2 a vyšší (region vlevo dole).



Obrázek 4.2: Minimální požadavky na parametry laseru

Modrou kružnicí jsou pak zobrazeny parametry laseru, který byl použit při experimentálním měření.

Přesná hodnota vrcholové intenzity, kterou musí laserový paprsek dosáhnout, aby ionizoval vzduch, je závislá na dalších parametrech, jako jsou vlnová délka a plocha paprsku. Tento graf na obrázku 4.2 poskytuje řádovou

představu o výkonu laseru, který byl nutný k provedení experimentu.

■ 4.2 Parametry jiskřiště

Pro experiment bude použito kulové jiskřiště, s elektrodami o rozměrech daných normou ČSN 60052 tak, aby jej bylo možno zkalibrovat a následně provést měření míry ionizace a změny přeskovového napětí.



Část III

Laboratorní část



Kapitola 5

Provedení experimentu

Jedním ze hlavních výstupů mé práce je kromě definice parametrů laseru, který bude schopen ionizovat vzduch a spouštět vysokonapěťové jiskřiště, ověření teoretických předpokladů experimentálním měřením. Z důvodu budoucích nemalých nákladů spojených s pořízením laseru s dostatečným výkonem pro ionizaci bylo žádoucí provést experiment na takovém zařízení, které nejenže splňuje požadavky teoretického modelu, ale umožňuje také flexibilní nastavení různých parametrů (výkonu, vlnové délky, průměru paprsku) a potvrdí požadované parametry s dostatečnou jistotou.

Po rešerši dostupných možností, a to jak v komerční, tak ve výzkumné sféře, byli osloveni zástupci vědeckého centra HiLASE s žádostí o provedení experimentů. Díky jejich velmi vstřícnému přístupu bylo možno v centru HiLASE v Dolních Břežanech provést sérii měření.

5.1 Laboratorní zařízení

5.1.1 Laser

Pro spouštění jiskřiště (tedy ionizaci vzduchu mezi elektrodami) byl použit tenkodiskový pulzní laser s vlnovou délkou 1030 nm, délkou pulzu 1,2 ps a výkonem 10 W založený na platformě zvané PERLA [30] (PERfektní LASer) vyvinutý přímo v centru HiLASE. PERLA je diodově čerpaný pevný laser (DPSSL), což zajišťuje jeho vysokou účinnost a stabilitu.

K dosažení vysoké energie krátkých pulzů je použita technologie CPA (viz obrázek 2.5).

5.1.2 VN jiskřiště

Pro experimentální zařízení bylo vyrobeno horizontální kulové jiskřiště s elektrodami z nerezové oceli o průměru $D = 2$ cm. Tato velikost dovozovala instalaci na optický stůl spolu s dalšími optickými prvky laserového systému, zároveň se jedná o normovanou velikost kulových elektrod se standardizovanými hodnotami přeskového napětí (viz tabulka 5.1). [1]

Doskok (cm)	0,05	0,15	0,25	0,40	0,60	0,80	1,00	1,40
	0,1	0,20	0,30	0,50	0,70	0,90	1,20	1,50
Napětí (kV)	2,8	6,4	9,6	14,4	20,4	25,8	30,7	38,5
	4,7	8,0	11,2	17,4	23,2	28,3	35,1	40,0

Tabulka 5.1: Úp pro stejnosměrná napětí kulových jiskřišť ($D = 2$ cm)

Pro generování vysokého napětí byl použit zdroj Technix sr40kv-5kW, s výkonem 5 kW a rozsahem DC napětí od 0 do 40 kV (viz obrázek 5.1).



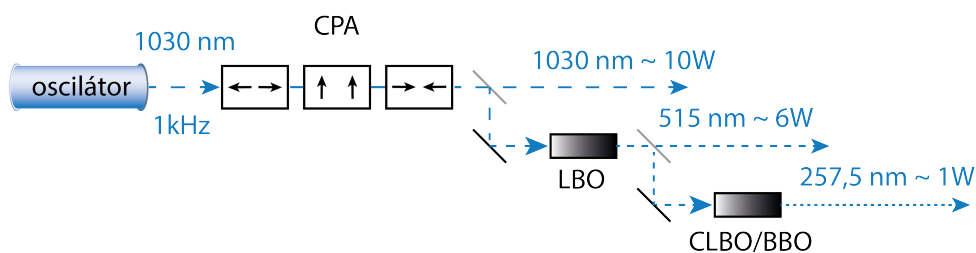
Obrázek 5.1: Zdroj napětí - Technix SR40kV

V rámci měření byl použit režim konstantního napětí (CV).

5.1.3 Uspořádání zařízení

Experiment probíhal v certifikované čisté laboratoři LIDT (Laser-Induced Damage Treshold) centra HiLASE, která je primárně určena pro testování přesných prahů poškození optických komponent a materiálů. Výhodou této laboratoře byla možnost umístit jiskřiště do experimentální komory a minimalizovat tak vliv vnějšího prostředí.

Rozvržení jednotlivých komponent laseru je schematicky zobrazeno na následujícím obrázku 5.2.



Obrázek 5.2: Schéma laserového uspořádání při experimentu

Pomocí nelineární konverze bylo možné generovat 2. a 4. harmonickou frekvenci, celkem bylo možné použít paprsky o vlnových délkách 1030, 515 a 257,5 nm.

Laser v centru HiLASE je zároveň vybaven sofistikovaným systémem elektronického řízení a softwarem, který umožňuje přesné nastavení a kontrolu všech parametrů, včetně energie, počtu pulzů a dalších provozních charakteristik. Změnou fokusační čočky na konci optického řetězce bylo možné měnit zaostření svazku mezi kulovými elektrodami.

5.2 Průběh experimentu

5.2.1 Ověření nastavení jiskřiště

Po instalaci jiskřiště do experimentální komory a ověření uzemnění generátoru jsme provedli test správné funkce jiskřiště. Měření probíhalo bez použití ionizačního činidla (při vypnutém laseru).

Pomocí kalibračních měrek byla nastavena vzdálenost elektrod na 1 cm a metodou postupného namáhání změřeno přeskokové napětí. Současně byly zaznamenány aktuální atmosférické podmínky (tlak, teplota a vlhkost vzduchu). Současně byly přepočítávány pomocí korekčních faktorů naměřené hodnoty na hodnoty při normalizovaných atmosférických podmínkách, což umožnilo kontrolovat správnost nastavení jiskřiště. Tento postup jsme během experimentu opakovali před každou sérií měření, aby byla zajištěna konzistence výsledků při výrazných změnách okolních podmínek.

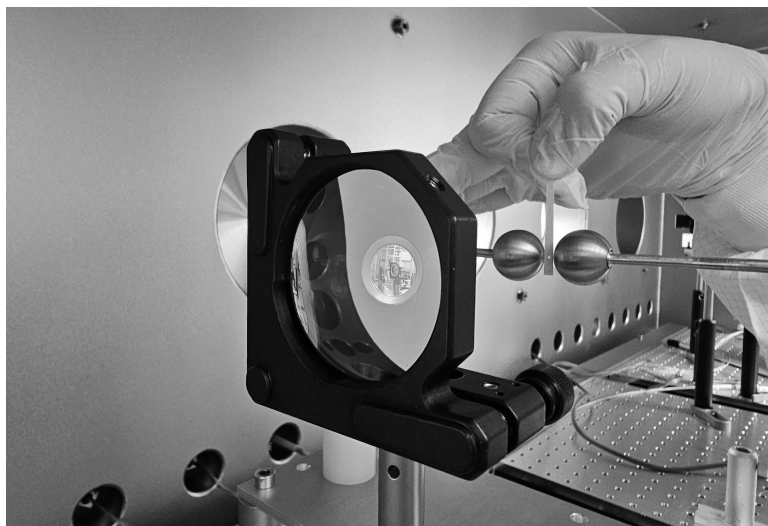
5.2.2 Ověření ionizace laserem

Dále byla ověřována schopnost laserového paprsku spouštět elektrický výboj.

Základním požadavkem na směřování paprsku byl jeho kolmý průchod, ideálně středem, k ose mezi koulemi jiskřiště tak, aby ionizoval pouze vzduch.

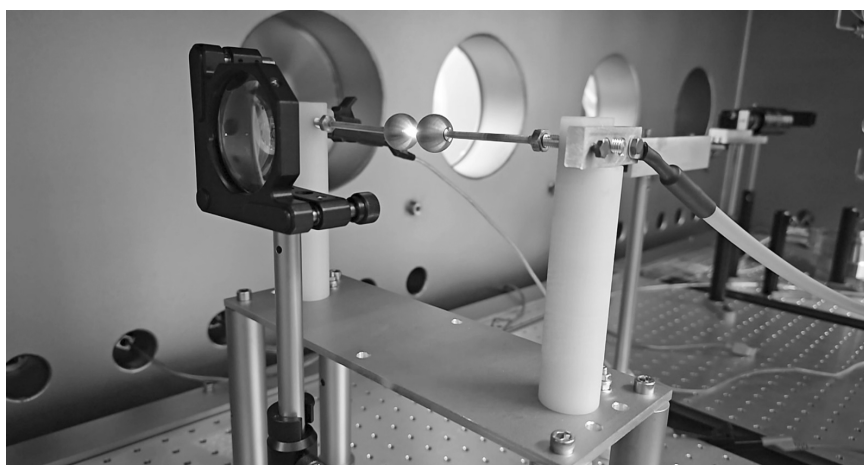
Po průchodu prostorem mezi koulemi byl paprsek pohlcen v laserovém lapači (beam dump), který je speciálně navržený k absorpci a rozptýlení energie laserového paprsku, což zajišťuje bezpečnost při experimentech.

Vycentrovali jsme paprsek na střed mezi elektrodami (viz 5.3).



Obrázek 5.3: Pozice paprsku mezi elektrodami. Foto autor

Byla nastavena velikost přeskovového napětí na hodnotu o deset procent nižší než byla hodnota naměřeného přeskovového napětí a sepnut laser na plný výkon (viz obrázek 5.4). Po zapnutí laseru došlo k přeskoku jiskry.



Obrázek 5.4: Přeskok jiskry. Foto autor

■ 5.2.3 Kvantitativní měření

Před každou sérií měření bylo kalibrováno jiskřiště, ověřena hodnota přeskokového napětí bez ionizace a zaznamenány atmosferické podmínky.

V rámci experimentu bylo provedeno 7 sérií měření. V tabulce 5.2 jsou uvedena jednotlivá měření s danými parametry laseru a jiskřiště.

	λ (nm)	D (cm)	F (mm)	P_{max} (W)	# pulzů	# hodnot
1	1030	0,5	200	10,7	n	4
2	1030	1,0	200	10,7	n	4
3	515	0,5	200	5,8	n	4
4	515	1,0	200	5,8	n	4
5	257,5	0,5	250	0,84	n	4
6	257,5	1,0	250	0,84	n	4
7	1030	0,5	100	10,7	1	62

Tabulka 5.2: Parametry sérií měření

V tabulkách na následujících stranách (viz tabulky 5.3, 5.4, 5.5, 5.6) jsou uvedena výsledná přeskoková napětí, a to spolu s relativní změnou od hodnoty přeskokového napětí bez ionizace laserem. V tabulkách jsou rovněž uvedeny hodnoty průměrného výkonu při měření a vypočtené vrcholové intenzity záření zohledňující průměr zaostřeného paprsku mezi kulovými plochami.

1030 nm					
P_{avg} (W)	I_{peak} (W/cm ²)	$D = 0,5$ cm		$D = 1$ cm	
		U_p (kV)	Λ (%)	U_p (kV)	Λ (%)
10,70	1,12E+15	13,5	-20,4	23,4	-20,7
5,28	5,53E+14	14,7	-13,3	25,2	-14,6
1,11	1,16E+14	14,8	-12,4	26,4	-10,5
0,17	1,79E+13	16,8	-0,5	28	-5,1
0		16,9		29,5	

Tabulka 5.3: Výsledky měření 1030 nm

515 nm					
P_{avg} (W)	I_{peak} (W/cm ²)	$D = 0,5$ cm		$D = 1$ cm	
		U_p (kV)	Λ (%)	U_p (kV)	Λ (%)
5,80	2,54E+15	12,0	-29,0	20,3	-31,2
5,29	2,32E+15	12,1	-28,4	20,4	-30,9
1,11	4,87E+14	15,9	-5,9	24,1	-18,3
0,17	7,23E+13	16,8	-0,6	27,7	-6,1
0		16,9		29,5	

Tabulka 5.4: Výsledky měření 515 nm

257,5 nm					
P_{avg} (W)	I_{peak} (W/cm ²)	$D = 0,5$ cm		$D = 1$ cm	
		U_p (kV)	Λ (%)	U_p (kV)	Λ (%)
0,84	1,47E+15	13,9	-17,5	21,8	-25,9
0,50	8,80E+14	14,4	-14,7	22,2	-24,5
0,11	1,88E+14	15,0	-11,3	23,8	-19,1
0,04	7,02E+13	15,6	-7,9	24,6	-16,3
0		16,9		29,5	

Tabulka 5.5: Výsledky měření 257,5 nm

1030 nm (1 pulz)							
P_{avg} (W)	I_{peak} (W/cm ²)	U_p (kV)	Λ (%)	P_{avg} (W)	I_{peak} (W/cm ²)	U_p (kV)	Λ (%)
10,0	1,84E+15	12,1	-30,3	4,0	7,34E+14	13,0	-25,4
9,8	1,80E+15	12,1	-30,3	3,8	6,98E+14	13,0	-25,4
9,6	1,76E+15	12,1	-30,3	3,6	6,61E+14	13,0	-25,4
9,4	1,73E+15	12,1	-30,3	3,4	6,24E+14	13,1	-24,8
9,2	1,69E+15	12,2	-29,8	3,2	5,87E+14	13,1	-24,8
9,0	1,65E+15	12,2	-29,8	3,0	5,51E+14	13,2	-24,3
8,8	1,62E+15	12,2	-29,8	2,8	5,14E+14	13,2	-24,3
8,6	1,58E+15	12,3	-29,2	2,6	4,77E+14	13,2	-24,3
8,4	1,54E+15	12,3	-29,2	2,4	4,41E+14	13,2	-24,3
8,2	1,51E+15	12,3	-29,2	2,2	4,04E+14	13,3	-23,7
8,0	1,47E+15	12,3	-29,2	2,0	3,67E+14	13,3	-23,7
7,8	1,43E+15	12,3	-29,2	1,8	3,31E+14	13,3	-23,7
7,6	1,40E+15	12,3	-29,2	1,6	2,94E+14	13,4	-23,2
7,4	1,36E+15	12,3	-29,2	1,4	2,57E+14	13,4	-23,2
7,2	1,32E+15	12,5	-28,1	1,2	2,21E+14	13,4	-23,2
7,0	1,28E+15	12,5	-28,1	1,0	1,84E+14	13,4	-23,2
6,8	1,25E+15	12,5	-28,1	0,9	1,65E+14	13,4	-23,2
6,6	1,21E+15	12,5	-28,1	0,8	1,47E+14	13,4	-23,2
6,4	1,17E+15	12,5	-28,1	0,7	1,28E+14	13,4	-23,2
6,2	1,14E+15	12,6	-27,6	0,6	1,10E+14	13,5	-22,6
6,0	1,10E+15	12,6	-27,6	0,5	9,18E+13	13,5	-22,6
5,8	1,06E+15	12,7	-27,0	0,4	7,34E+13	13,5	-22,6
5,6	1,03E+15	12,7	-27,0	0,3	5,51E+13	13,9	-19,9
5,4	9,91E+14	12,7	-27,0	0,2	3,67E+13	14,3	-17,7
5,2	9,55E+14	12,7	-27,0	0,1	1,84E+13	15,4	-11,5
5,0	9,18E+14	12,8	-26,5	0,09	1,65E+13	15,7	-10,0
4,8	8,81E+14	12,8	-26,5	0,08	1,47E+13	15,9	-8,4
4,6	8,44E+14	12,8	-26,5	0,07	1,28E+13	16,2	-6,9
4,4	8,08E+14	12,9	-25,9	0,06	1,10E+13	16,4	-5,6
4,2	7,71E+14	12,9	-25,9	0,02	3,67E+12	16,6	-4,5
				0		16,9	

Tabulka 5.6: Výsledky měření 1030 nm, 1 pulz



Kapitola 6

Experimentální analýza

V experimentu byla zaměřena pozornost na zkoumání vlivu parametrů laseru na míru ionizace vzduchu mezi elektrodami kulového jiskřiště, a tím na změnu hodnoty přeskovového napětí oproti přeskoku bez vlivu paprsku. Přestože energie fotonu vlnových délek, které byly použity při experimentech, neumožňuje klasickou ionizaci vzduchu, vrcholová intenzita laserového paprsku byla natolik vysoká, že dovolovala kvantovou ionizaci.

6.1 Výsledky

Před detailní analýzou naměřených výsledků byl proveden přepočít skutečně naměřených hodnot přeskovového napětí na standardní podmínky pro kulová jiskřiště tak, aby mohl být zvolen soubor dat k dalšímu posouzení.

Pro výpočet byl použit vztah korekčního činitele hustoty a tlaku z normy ČSN 60052 [1].

$$\delta = \frac{b}{b_0} \left(\frac{273 + t_0}{273 + t} \right), \quad (6.1)$$

kde δ je korekční činitel, b je aktuální tlak vzduchu, b_0 je standardní tlak vzduchu (1013,25 hPa), t je aktuální teplota vzduchu ve stupních Celsia a t_0 je standardní teplota vzduchu (20°C).

Jelikož se přeskové napětí kulového jiskřiště zvyšuje s absolutní vlhkostí o 0,2 % na $\text{g}\cdot\text{m}^{-3}$ a normované hodnoty jsou vztaženy k absolutní vlhkosti $8,5 \text{ g}\cdot\text{m}^{-3}$, byly hodnoty upraveny ještě korekčním činitelem na vlhkost.

$$k = 1 + (0,002 \cdot (h/\delta - 8,5)), \quad (6.2)$$

kde h je okolní absolutní vlhkost v $\text{g}\cdot\text{m}^{-3}$.

Skutečně naměřené hodnoty, atmosférické podmínky během experimentu a přepočítané hodnoty jsou uvedeny v tabulce 6.1.

	d (cm)	U_s (kV)	p_o (hPa)	t_o (°C)	h (g/m ³)	U (kV)	U_0 (kV)	Δ
1	0,5	16,9	972,5	21,9	8,1	16,97	17,4	-2,49%
2	1,0	29,5	972,5	21,6	8,6	29,52	30,7	-3,85%
3	0,5	16,9	972,5	22,0	8,6	16,91	17,4	-2,81%
4	1,0	29,5	973,0	21,8	8,5	29,52	30,7	-3,83%
5	0,5	16,9	973,0	22,1	8,5	16,91	17,4	-2,80%
6	1,0	29,4	973,0	22,1	8,1	29,45	30,7	-4,09%
7	0,5	16,9	973,0	22,0	8,6	16,91	17,4	-2,82%

Tabulka 6.1: Zohlednění atmosférických podmínek pro jednotlivá měření

Z tabulky 6.1 je patrné, že skutečně naměřené hodnoty přeskovového napětí jsou po korekci na standardní atmosféru o 2,5–2,8 % nižší pro vzdálenost elektrod 0,5 cm, respektive o 3,8–4,1 % pro centimetrovou mezeru, než normované hodnoty. Odchyly jsou způsobeny korekčními vzorci, skutečně naměřené hodnoty jsou pro jednotlivé vzdálenosti elektrod téměř totožné.

Pro další vyhodnocení experimentu byly používané skutečně naměřené hodnoty přeskovového napětí, nikoliv hodnoty korigované na standardní atmosféru. Tato volba zajišťuje, že výsledky přesně odrážejí podmínky, ve kterých experiment probíhal. Tím se eliminují odchyly způsobené korekčními vzorci, které mohou zavádět dílčí nepřesnosti a ovlivňovat výsledky.

Pro experimenty byla klíčová relativní změna přeskovového napětí za různých podmínek, nikoliv absolutní hodnoty přeskovového napětí korigované na normální atmosférické podmínky.

6.1.1 Průměrný výkon laseru

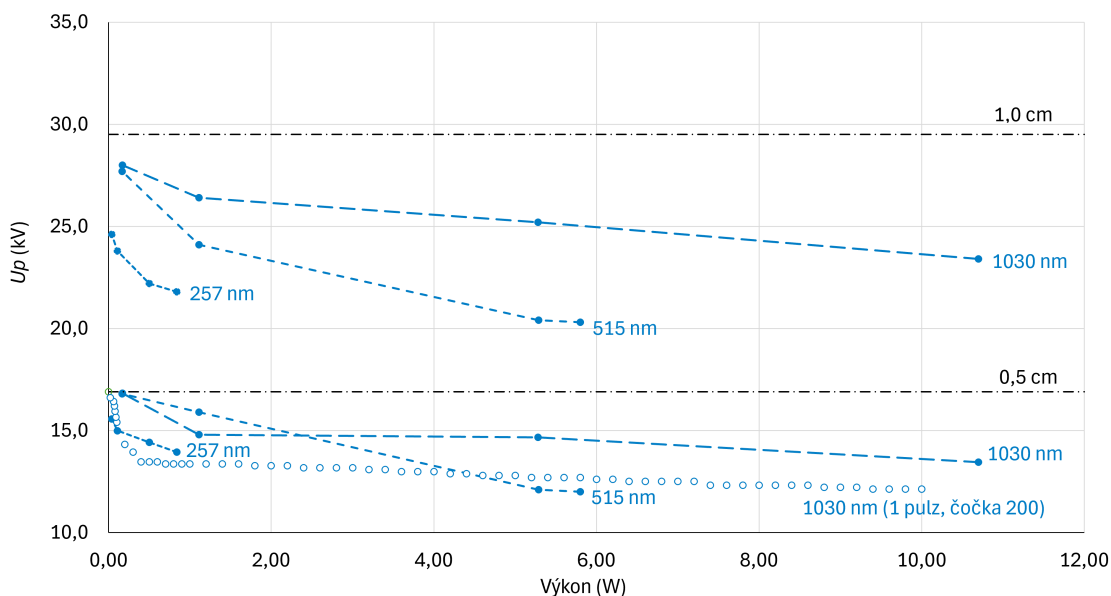
První sledovanou veličinou byl průměrný výkon laseru a jeho vliv na velikost přeskovového napětí. Ve všech sériích měření se potvrdil předpoklad, že při zvyšování průměrného výkonu laseru došlo ke zvyšování míry ionizace, a tím ke snižování hodnoty přeskovového napětí. Při zachování všech ostatních parametrů laseru dochází k zvyšování intenzity použitého záření, která je pro míru ionizace zásadní. U všech sérií pokusů byla křivka charakteristiky závislosti napětí na výkonu laseru obdobná. Po dosažení prahové hodnoty se přeskové napětí snižovalo výrazně, po dalším zvyšování výkonu však míra snižování přeskovového napětí začala klesat.

Naměřené hodnoty rovněž vykazují očekávanou závislost prahového výkonu a průběhu charakteristiky na vlnové délce laseru, přičemž kratší vlnové délky

obecně vyžadují nižší průměrné výkony pro stejnou úroveň ionizace kvůli vyšší energii fotonů (v případě harmonických frekvencí se jedná o násobky základní frekvence).

Zároveň jsou bez ohledu na vlnovou délku patrné větší relativní změny napětí pro pokusy s širší mezerou mezi elektrodami. To může být obecně způsobeno delším vystavením intenzivnímu elektrickému poli jiskřiště, a tudíž delšímu vystavení následné lavinové ionizaci.

Obrázek 6.1 ukazuje graf závislosti přeskokového napětí na průměrném výkonu laseru pro jednotlivé vlnové délky paprsku.

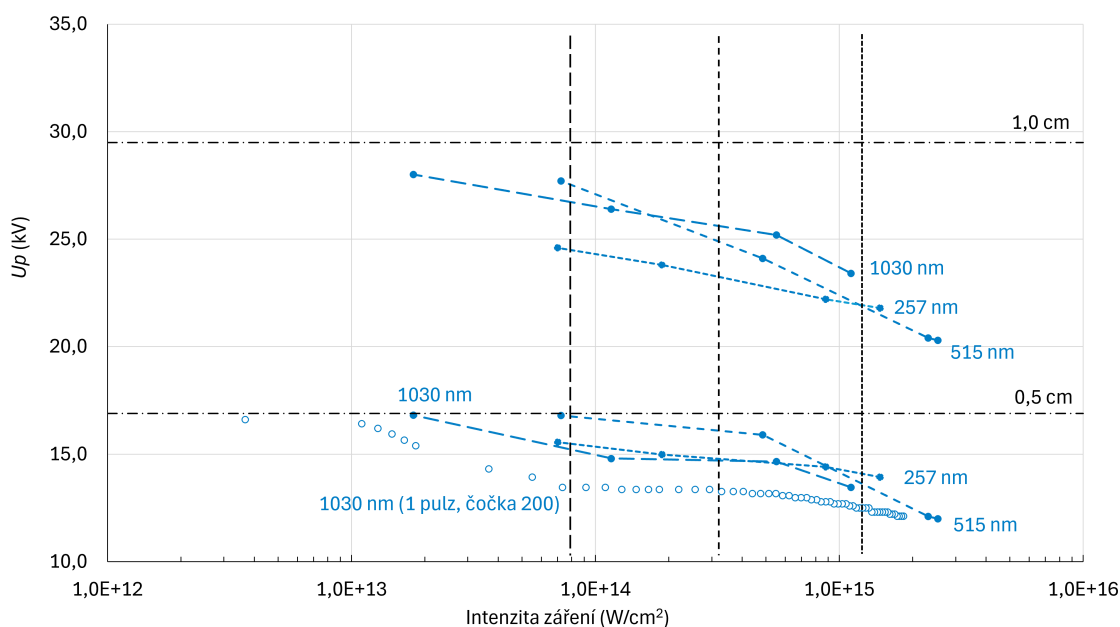


Obrázek 6.1: Závislost přeskokového napětí na ionizaci laserem

Zajímavé srovnání dvou sérií pokusů s paprskem 1030 nm při ionizaci jiskřiště s půlcentimetrovou mezerou je naznačeno na obrázku 6.1, kde čárkovaná čára reprezentuje pokus číslo 2, při němž byla použita čočka s ohniskovou vzdáleností $F=200$ mm, graf z malých kružnic, pak pokus číslo 7 s čočkou $F=100$ mm. Přestože tento pokus probíhal pouze s jedním pulzem, zaostření svazku bylo v prostoru mezi kulovými elektrodami větší, a tudíž jeho průměr byl menší (skoro poloviční), což výrazně zvýšilo vrcholovou intenzitu, která hraje při ionizaci zásadní roli. V konečném důsledku je pak vidět výrazný posun ve snížení přeskokového napětí.

6.1.2 Intenzita laserového paprsku

Na obrázku 6.2 je zobrazen graf závislosti přeskokového napětí na vrcholové intenzitě světla.



Obrázek 6.2: Závislost přeskokového napětí na vrcholové intenzitě laserového paprsku

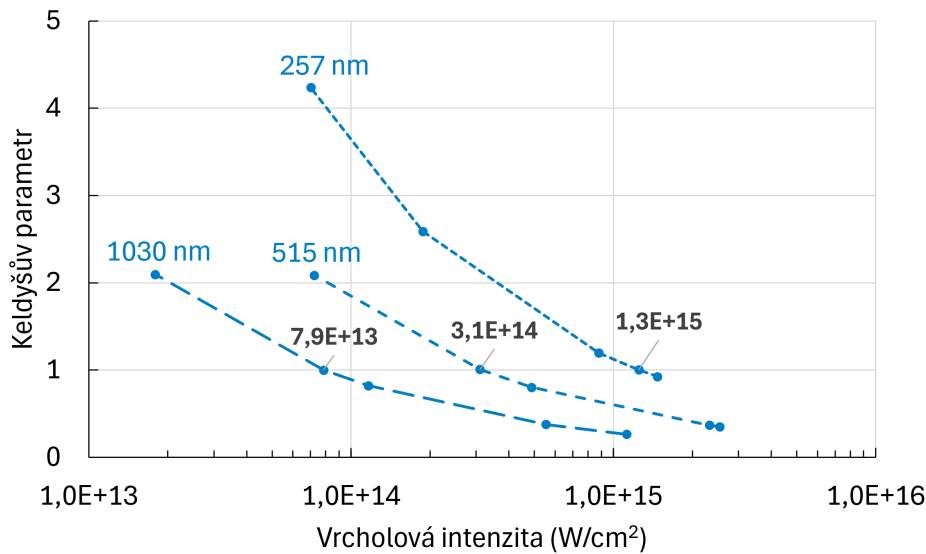
Současně je v grafu naznačen Keldyšův parametr hodnoty jedna, a to pro jednotlivé vlnové délky laserového paprsku, které jsme při experimentu používali. Pro intenzity nižší než tato hranice by měla probíhat primárně multifotonová ionizace, pro hodnoty vyšší pak ionizace tunelová a nad bariérou.

Přesné hodnoty Keldyšova parametru pro jednotlivá měření jsou zobrazeny v grafu na obrázku 6.3.

Naměřená hodnota je v souladu se studiemi [34] [31] [37], které udávají hodnoty vrcholové intenzity pro počátek multifotonové ionizace v řádech $10^{13} W/cm^2$.

Dalším zajímavým poznatkem byl fakt, že hodnota přeskokového napětí byla v podstatě totožná pro ionizaci laserem jedním pulzem s délkou 1,2 pikosekundy a spuštěným pulzním paprskem o frekvenci 1 kHz. Rozdíly přeskokového napětí byly v tomto případě v řádu jednotek procent.

V rámci měření a následné analýzy se nepodařilo ověřit jednoznačné závislosti přeskokového napětí na vlnové délce při jinak stejných vrcholových intenzitách laserového paprsku.



Obrázek 6.3: Závislost Keldyšova parametru na vrcholové intenzitě

6.2 Diskuze výsledků

Jedním z klíčových poznatků experimentu je prokazatelná závislost míry ionizace a změny přeskokového napětí na průměrném výkonu a vrcholové intenzitě laserového paprsku.

Při ověření závislosti ionizace na vlnové délce, byly výsledky experimentu méně jednoznačné. Je sice evidentní, že přeskokové napětí je závislé na vlnové délce při stejném průměrném výkonu laseru. Nepodařilo se však jednoznačně prokázat rozdíl hodnot přeskokového napětí při ionizaci paprskem různých vlnových délek se stejnou vrcholovou intenzitou.

Je třeba zmínit, že v dostupné literatuře řada autorů uvádí, že prahové hodnoty pro vrcholovou intenzitu pro ionizaci vzduchu jsou závislé na vlnové délce, a to tak, že s klesající vlnovou délkou klesá i potřebná intenzita pro ionizaci ([39], [36], [32]). Tento fakt má souviset s vyšší energií fotonů kratších vlnových délek, a tím snadnější multifotonovou ionizací.

Nutno podotknout, že v jiných studiích je zmiňována závislost přesně opačná. Konkrétně autoři uvádí, že se s vyšší vlnovou délkou prahová intenzita záření snižuje ([38], [29]). Tento fakt zdůvodňují přítomností aerosolů ve vzduchu, které interagují s laserovým paprskem, což v konečném důsledku snižuje prahovou vrcholovou intenzitu nutnou k přeskoku výboje oproti čistým plynům.



Kapitola 7

Zhodnocení a shrnutí

V rámci této práce byla možnost experimentálně ověřit vliv parametrů laseru na míru ionizace vzduchu mezi elektrodami kulového jiskřiště. Byť jsme pracovali s lasery, u kterých energie fotonu nestačila na klasickou ionizaci vzduchu, byl svazek natolik intenzivní, že jsme dosáhli vrcholové intenzity záření, která umožňuje kvantovou ionizaci.

7.1 Zhodnocení výsledků experimentu

Na základě provedené experimentální analýzy lze konstatovat, že:

- Výkon a především pak vrcholová intenzita laseru, jsou klíčovými parametry ovlivňujícími míru ionizace vzduchu.
- Vrcholová intenzita v řádech 10^{13} W/cm² byla dostatečná pro všechny testované vlnové délky ke kvantové ionizaci vzduchu a významnému snížení přeskokového napětí v řádu desítek procent.
- Kvantová ionizace umožňuje efektivní spouštění vysokonapěťových jiskřišť při všech vlnových délkách.
- Pro vyvolání výboje stačí 1 pulz v řádu pikosekund, hodnota sníženého přeskokového napětí je v podstatě identická s hodnotou při ionizaci laserem s opakujícími se pulzy (rozdíl hodnot je v řádu jednotek procent).
- Nastavení optimálních parametrů laseru umožňuje regulaci přeskokového napětí mezi elektrodami, což je důležité pro aplikace vyžadující přesnou kontrolu ionizace.
- Laserové spouštění představuje bezpečnou metodu s minimálním rizikem elektromagnetické interference a mechanického poškození.

7.2 Východiska pro další výzkum

Experimentální zjištění poskytují nové informace pro další výzkum a aplikaci laserového spouštění u kulových jiskříšť.

7.2.1 Otevřené otázky

V rámci navazujícího výzkumu bude nezbytné se soustředit na následující otázky:

1. Optimalizace parametrů laseru:

- Jak detailně ovlivňují různé parametry laseru, jako je vlnová délka, výkon a vrcholová intenzita, proces ionizace vzduchu?
- Jaké je zpoždění přeskočení, případně jak je závislé na parametrech spouštěcího laseru?
- Je možné dále optimalizovat tyto parametry pro zvýšení účinnosti a spolehlivosti spouštěcího procesu?

2. Dynamika ionizace:

- Jaká je dynamika vzniku a šíření ionizační vlny před samotným přeskokem mezi elektrodami?
- Lze tento proces modelovat a predikovat s větší přesností?

3. Vliv prostředí:

- Jaké jsou efekty různých environmentálních podmínek, jako je teplota, tlak a vlhkost a případně aerosoly ve vzduchu na proces laserového spouštění?
- Může být systém optimalizován pro použití v extrémních podmínkách?

4. Bezpečnostní aspekty:

- Jaká další bezpečnostní opatření je třeba zavést při používání silných laserů pro ionizaci vzduchu?
- Jak minimalizovat rizika pro operátory a okolí při běžném používání systému?

5. Ekonomická a energetická efektivita:

- Jak lze snížit provozní náklady a energetickou náročnost celého systému?

7.2.2 Budoucí výzkum

Následující oblasti výzkumu se jeví jako slibné pro další rozvoj technologie laserového spouštění jiskříšť:

1. Pokročilé modelování a simulace:

- Vývoj pokročilých modelů pro simulaci ionizačních procesů a přeskokového napětí. Tato modelování by mohla pomoci předpovědět chování systému v různých podmínkách a optimalizovat jeho výkon.

2. Detailnější experimenty s různými typy laserů a jiskříšť:

- Testování v oblasti prahové intenzity s důrazem na měření hodnot při různých parametrech jiskříště a laseru.
- Testování jiskříšť se vzdálenějšími elektrodami a tudíž vyšší hodnotou přeskokového napětí.
- Testování jiskříšť při aplikaci různých průběhů napětí.
- Měření časového průběhu veličin, proudu a napětí, v průběhu ionizace laserem.

3. Interdisciplinární přístup:

- Spolupráce s odborníky z dalších oborů, především pak s experty z oblasti laserových technologií.



Závěr

Teoretická část předložené diplomové práce analyzuje problematiku elektrických výbojů v plynech. Charakterizuje procesy, které probíhají v plynech při vystavení vnějšímu elektrickému poli. Bylo ověřeno, jakým způsobem dochází k ionizaci a jak ionizaci jednotlivé teorie vysvětlují. Oblast kvantové ionizace ze začala intenzivně aplikovat pro ionizaci v posledním desetiletí s nástupem výkonných laserů. Byla prostudována technika zvyšování výkonu laserů a objasněny základní charakteristiky laseru, které definují jejich výkon a mají tak přímý vliv na jejich schopnost ionizovat plyn.

Následně byly analyzovány možné techniky aktivního spouštění jiskříšť s důrazem na metodu spouštění pomocí laserů. Na základě výsledků řešení byly definovány požadavky kladené na laser, který by měl ionizovat vzduch a spouštět aktivně VN jiskříště. Pro experimenty s ohledem na co největší variabilitu nastavených parametrů laseru byli osloveni zástupci vědeckého centra HiLASE s prosbou o možnost provedení pokusu s jejich vybavením a jejich expertní podporou. HiLASE poskytlo potřebné zázemí a přístup k pokročilým laserovým technologiím, což umožnilo provést detailní experimentální měření.

V podstatné části této práce byla v laboratoři měřena změna přeskokového napětí vyvolaná laserem špičkových parametrů, a to s možností variabilního nastavení výkonu, zaostření paprsku, počtu pulzů a především tří rozdílných vlnových délek (1030 nm, 515 nm a 257,5 nm). Uvedená variabilita umožnila analyzovat data a potvrdit a upřesnit teoreticky definované parametry požadovaného laseru.

Výsledkem pokusů s laserem bylo vypracování bezpečné metody aktivního spouštění jiskříště s minimálním rizikem elektromagnetické interference a mechanického poškození. Optimální nastavení parametrů laseru umožní regulaci přeskokového napětí mezi elektrodami, což bude důležité pro aplikace vyžadující přesnou kontrolu ionizace.

Předpokladem je navazující měření s jiskřišti se vzdálenějšími elektrodami a vyššími přeskokovými napětími s budoucím využitím ve specializovaných laboratořích na FEL ČVUT v Praze. Výsledky této práce budou užitečné nejen pro teoretický výzkum, ale i pro praktické aplikace v průmyslu a vědeckém výzkumu, kde je přesná kontrola ionizace klíčová.

Tato práce představuje významný krok směrem k lepšímu porozumění a efektivnějšímu využití laserových technologií pro řízenou ionizaci v různých aplikacích.



Literatura

Elektrický proud v plynech

- [1] ČSN EN 60052. *Měření napětí pomocí normalizovaných vzduchových jiskříšť*. Praha: Český normalizační institut, 2003.
- [2] ČSN EN 60060. *Technika zkoušek vysokým napětím*. Praha: Český normalizační institut, 2010.
- [3] Abderrahmane BEROUAL a Issouf FOFANA. *Discharge in long air gaps. modelling and applications*. Bristol: IOP Publishing, 2016. ISBN: 978-0750312370.
- [4] Vladimír BLAŽEK. *Vysoké napětí a elektrické přístroje*. Ed. FEKT VUT Brno. FEKT VUT Brno.
- [5] Michael DE PODESTA. *Understanding the properties of matter*. 2. vyd. CRC Press, 2002.
- [6] Wolfgang HAUSCHILD. *High-voltage test and measuring techniques*. Heidelberg: Springer, 2013. ISBN: 9783642453519.
- [7] Loucas G. CHRISTOPHOROU a Isidor SAUERS. *Gaseous Dielectrics VI*. NYC: Springer, 2012. ISBN: 978-0-306-43894-3.
- [8] Pavel KUBEŠ. *Impulsní silnoproudé výboje a jejich diagnostika. Studijní texty pro doktorské studium*. Praha: FEL ČVUT, 2004.
- [9] E. KUFFEL, Walter ZAENGL a J. KUFFEL. *High voltage engineering. fundamentals*. 2. vyd. Oxford: Newnes, 2000. ISBN: 0-7506-3634-3.
- [10] Petr KULHÁNEK. *Úvod do teorie plazmatu*. Praha: AGA, 2011. ISBN: 978-80904582-2-2.

- [11] James Clerk MAXWELL. *A dynamical theory of the electromagnetic field*. London: The Royal Society, 1865. DOI: 10.5479/si1.423156.39088007130693. (Cit. 17.03.2024).
- [12] Dominik PEKÁREK. „Způsoby zapalování jiskřišť [online]“. SUPERVISOR: Diplomová práce. Vysoké učení technické v BrněBrno, 2015. URL: <https://theses.cz/id/18pbq4/>.
- [13] Martin RŮŽIČKA. „Elektrická pevnost vzduchového dielektrika v závislosti na tlaku a stupni nehomogenity pole“. Dipl. pr. Západočeská univerzita v Plzni, 2016.
- [14] Bedřich SEDLÁK a Ivan ŠTOLL. *Elektrina a magnetismus*. 3. vyd. Praha: Karolinum, 2012. ISBN: 978-80-246-2198-2.
- [15] Antonín VEVERKA. *Technika vysokých napětí. vysokoškolská učebnice pro elektrotechnické fakulty*. 2. vyd. Praha: Státní nakladatelství technické literatury, 1978.

■ Laser

- [16] ČSN EN 207. *Osobní ochrana očí: filtry a prostředky na ochranu očí proti laserovému záření (ochranné brýle proti laseru)*. Praha: Český normalizační institut, 2017.
- [17] ČSN EN 208. *Osobní prostředky na ochranu očí: prostředky na ochranu očí pro seřizovací práce na laserech a laserových soustavách (ochranné brýle pro seřizování laserů)*. Praha: Český normalizační institut, 2010.
- [18] ČSN EN 60825. *Bezpečnost záření laserových zařízení, klasifikace zařízení, požadavky a návod k používání*. Praha: Český normalizační institut, 2015.
- [19] Paul GIBBON. *Short Pulse Laser Interactions with Matter: An Introduction*. Zář. 2005. DOI: 10.1142/P116.
- [20] Tomáš MOCEK. *Laser: supernástroj člověka 21. století*. Czech. Vydání první. Sv. III. Praha: Academia, 2017. ISBN: 978-80-200-2691-0.
- [21] ROTTKE et al. „Multiphoton ionization of atomic hydrogen in intense subpicosecond laser pulses.“ In: *Physical review letters* 64 4 (1990), s. 404–407. DOI: 10.1103/PHYSREVLETT.64.404.
- [22] *WikiSkripta - typy laserů*. 2024. URL: https://www.wikiskripta.eu/w/Typy_laser%5C%C5%5C%AF.

■ Analýza metod spouštění

- [23] Nebojsa ARSIC et al. „Reliability of three-electrode spark gaps for synthetic test circuits“. In: čvn. 2007, s. 1543–1546. ISBN: 978-1-4244-0913-6. DOI: 10.1109/PPPS.2007.4652481.
- [24] Arthur H. GUENTHER a Jerry R. BETTIS. „Laser Triggered Switching“. In: *Laser Interaction and Related Plasma Phenomena*. Ed. Helmut J. Schwarz a Heinrich Hora. Boston, MA: Springer US, 1971, s. 131–172. ISBN: 978-1-4684-0901-7.
- [25] Peer HOFSTRA. *Triggered Spark Gap Design*. <https://hofstragroup.com/triggered-spark-gap-design.html>.
- [26] Winston K. PENDLETON a Arthur H. GUENTHER. „Investigation of a Laser Triggered Spark Gap“. In: *Review of Scientific Instruments* 36.11 (lis. 1965), s. 1546–1550. ISSN: 0034-6748. DOI: 10.1063/1.1719388.
- [27] Michal ZUBER. „Měření doskokové vzdálenosti kulového jiskřiště“. Bakalářská práce. Ostrava: Vysoká škola báňská - Technická univerzita Ostrava, 2016. URL: <http://hdl.handle.net/10084/116220> (cit. 09. 04. 2024).

■ Rešerše vhodných komponent

- [28] A. LARSSON et al. „Laser Triggering of Spark Gap Switches“. In: *IEEE Transactions on Plasma Science* 42 (2013), s. 2943–2947. DOI: 10.1109/PPC.2013.6627479.
- [29] Sean SIMPSON a et al. JOHNS. *Triggering of a High Pressure Air-filled High Voltage Spark Gap Switch Using Fiber-Delivered Laser Induced Plasmas Resulting in Sub-nanosecond Jitter at Low Percentages of Self-Break*. Tech. zpr. <https://www.osti.gov/servlets/purl/1455391>. OSTI.GOV, čvn. 2017.

■ Návrh experimentálního zařízení

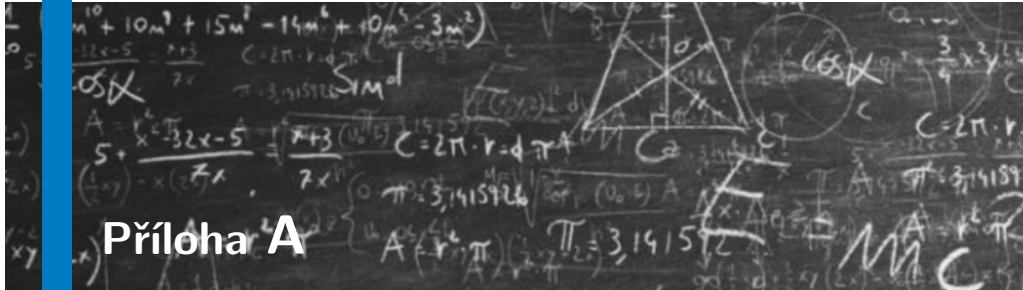
- [30] Martin SMRŽ et al. „Advances in High-Power, Ultrashort Pulse DPSSL Technologies at HiLASE“. In: *Applied Sciences* 7.10 (2017). ISSN: 2076-3417. URL: <https://www.mdpi.com/2076-3417/7/10/1016>.

Experimentální analýza

- [31] Anna BOGATSKAYA et al. „An Experimental Study of Multiphoton Ionization in Fused Silica at IR and Visible Wavelengths“. In: *Photonics* 10.5 (2023). ISSN: 2304-6732. DOI: 10.3390/photonics10050515. URL: <https://www.mdpi.com/2304-6732/10/5/515>.
- [32] Kholoud A. HAMAM, Laila H. GAABOUR a Yosr E. E. D. GAMAL. „Numerical modeling for investigating the optical breakdown threshold of laser-induced air plasmas at different laser characteristics“. In: *Physics of Plasmas* 24.7 (čvc. 2017), s. 073515. ISSN: 1070-664X. DOI: 10.1063/1.4993062. eprint: https://pubs.aip.org/aip/pop/article-pdf/doi/10.1063/1.4993062/16004694/073515_1_online.pdf. URL: <https://doi.org/10.1063/1.4993062>.
- [33] M Kübel et al. „Phase- and intensity-resolved measurements of above threshold ionization by few-cycle pulses“. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 51.13 (čvn. 2018), s. 134007. DOI: 10.1088/1361-6455/aac584. URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1361-6455/aac584>.
- [34] Min LI et al. „Selective enhancement of resonant multiphoton ionization with strong laser fields“. In: *Physical Review A* 92.6 (pros. 2015). ISSN: 1094-1622. DOI: 10.1103/physreva.92.063404. URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.92.063404>.
- [35] Norbert Linz et al. „Wavelength dependence of femtosecond laser-induced breakdown in water and implications for laser surgery“. In: *Phys. Rev. B* 94 (2 čvc. 2016), s. 024113. DOI: 10.1103/PhysRevB.94.024113. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.94.024113>.
- [36] Xun Liu et al. „Triggering of high voltage discharge by femtosecond laser filaments on different wavelengths“. In: *Optics Communications* 284 (2011), s. 5372–5375. URL: <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:123004062>.
- [37] R. Paschotta. *Laser-induced Breakdown*. RP Photonics Encyclopedia. Available online at https://www.rp-photonics.com/laser_induced_breakdown.html. DOI: 10.61835/91g. URL: https://www.rp-photonics.com/laser_induced_breakdown.html (cit. 23.03.2024).
- [38] David C. SMITH. „Laser Radiation-Induced Air Breakdown And Plasma Shielding“. In: *Optical Engineering* 20.6 (pros. 1981), s. 962. DOI: 10.1117/12.7972843.
- [39] Gao STAR, Lixuan HAN a Jing LI. „Investigation of laser induced air breakdown thresholds at 1064, 532, 355, 266 and 248nm“. In: čvc. 2019, s. 19. DOI: 10.1117/12.2539007.



Přílohy



Příloha A

Rejstřík

A

aniont, 7

B

Bohrův model atomu, 10

E

elektrická pevnost, 5

elektrický

výboj, 12

elektronová afinita, 7

I

ionizace, 6

klasická, 10

kvantová, 10

lavinová, 8

ionizační

energie, 7

koeficient, 16

proces, 17

činidlo, 12

J

jiskřiště, 52

K

kationt, 7

Keldyšův parametr, 12

M

mechanismus

kanálový, 15

Townsendův, 15

N

napětí

zápalné, 12

P

Paschenovy křivky, 13

Paschenův zákon, 13

plazma, 6

potenciál

Coulombův, 10

proud

saturační, 15

Q

Q

factor, 33

switching, 33

R

rekombinace, 7

Relace

Planckova-Einsteinova, 9

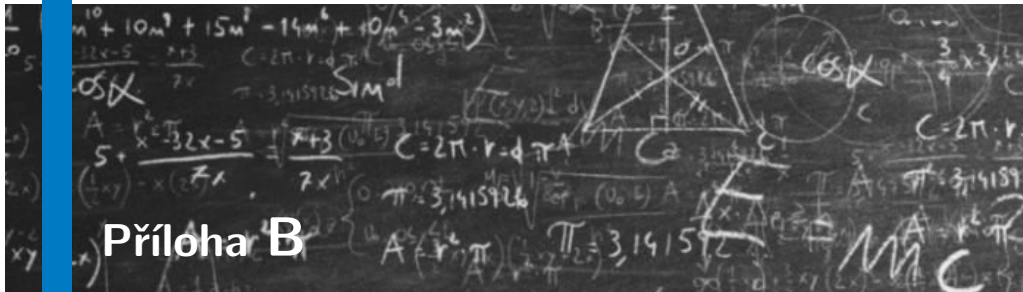
■ S

srážky nepružné, 8

■ V

výboj

temný, 14



Příloha B

Seznam zkratk a symbolů

Zkratka Význam

BBO	Beta bárium borát
CPA	Chirped Pulse Amplification
CLBO	Cesium lithium borát
LBO	Lithium triborát
LIDT	Laser-Induced Damage Treshold
NLO	nelineární optické krystaly
VN	vysoké napětí (vysokonapěťový)
VP	vysoký proud (vysokoproudý)

Zkratka Význam

c	rychlost světla
d	délka
E_p	elektrická pevnost
\hbar	Planckova konstanta
I_{peak}	Vrcholová intenzita záření
P_{avg}	Výkon průměrný
U	napětí
Δ	relativní změna
λ	vlnová délka záření