



Vysoké učení technické v Brně

Výzkum v oblasti terapeutického zařízení

Vývojová zpráva

Číslo projektu: CZ.01.1.02/0.0/0.0/20_319/0023173

Název projektu: Výzkum v oblasti terapeutického zařízení

Řešitel:

Vysoké učení technické v Brně

FEKT, ústav Fyziky

Technická 10

Brno 61600

Řešitelský tým:

Ing. Robert Macků, Ph.D.

Ing. Tomáš Trčka, Ph.D.

Zadavatel:

RIFETECH s.r.o.

Brno, Zelný trh 292/11

Brno

V Brně dne 20. 12. 2020

602 00

1. výpočty a simulace plazmatu, šíření EMC

1.1. Definice plazmatu

„Plazma je kvazineutrální plyn nabitých a neutrálních částic, který vykazuje kolektivní chování.“ Jsou zde uvedeny dva důležité pojmy, prvním z nich je kvazineutrální. Znamená to, že v dostatečně velkém objemu je celkový náboj přibližně nulový. Kvazineutralita se dá pro plazma tvořené pouze elektrony a jednonásobnými kladnými ionty vyjádřit vztahem:

$$n_i \cong n_e \cong n \quad (1)$$

kde n_i je koncentrace iontů, n_e je koncentrace elektronů a n je koncentrace plazmatu. Důležitý význam má při stínění vnořeného potenciálu. Pro představu, můžeme udělat odvození podle (1), nejprve vezmeme Gaussův zákon v diferenciálním tvaru:

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (2)$$

kde \mathbf{E} je vektor elektrické intenzity, ρ je hustota náboje a ε_0 je permitivita vakua. Pro elektrickou intenzitu v případě elektrostatického pole platí $\mathbf{E} = -\operatorname{grad} \varphi$, kde φ je potenciál, hustotu náboje můžeme vyjádřit pomocí koncentrace jednotlivých složek $\rho = e(n_i - n_e)$, kde e je elementární náboj. Dostaneme Poissonovu rovnici:

$$\Delta \varphi = -\frac{e}{\varepsilon_0} (n_i - n_e) \quad (3)$$

Laplaceův operátoru můžeme aproximovat charakteristickým rozměrem l^2 a dále porovnáme poměr potenciální energie $|e\varphi|$ a tepelné energie částic, která je přibližně $k_b T_e$, kde k_b je Boltzmannova konstanta a T_e je teplota elektronů. Zde byl užít předpoklad, že $T_e \gg T_i$, kde T_i je teplota iontů. Tento poměr je tedy:

$$\left| \frac{e\varphi}{k_b T_e} \right| = l^2 \frac{e^2 (n_i - n_e)}{\varepsilon_0 k_b T_e} \quad (4)$$

Zajímá nás, pro jakou délku l jsou obě energie v rovnováze. Taková délka se nazývá Debyeova délka, značí se λ_D a je dána:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_b T_e}{e^2 n_e}} \quad (5)$$

Při dosazení zpět do rovnice (4) ji můžeme upravit do tvaru:

$$\left| \frac{e\varphi}{k_b T_e} \right| = \frac{l^2}{\lambda_D^2} \left(1 - \frac{n_i}{n_e} \right) \quad (6)$$

Tento vztah nám dává představu o stínění. Ve vzdálenosti, kde je potenciál odstíněn a tedy platí $\varphi = 0$, je závorka na pravé straně nulová, jelikož máme přibližně stejné koncentrace. V případě, že se nacházíme v menší vzdálenosti, budou se jednotlivé koncentrace lišit.

Zde se dostáváme také k první důležité podmínce pro plazma. Aby mohlo docházet ke stínění, je třeba, aby Debyeova délka a rozměry plazmatu L splňovaly:

$$\lambda_D \ll L \quad (7)$$

Nicméně je důležité, aby byl přítomný dostatečný počet částic, který stínění zprostředkuje, tím se dostáváme k druhé podmínce a to je podmínka pro počet částic v Debyeově sféře N_D :

$$N_D = n \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3 \gg 1 \quad (8)$$

Druhým důležitým pojmem v definici plazmatu je kolektivní chování, jehož význam je v pohybu jednotlivých částic, který je dán jak lokálním polem, tak je ovlivněn odlehlými oblastmi plazmatu. Aby tento požadavek mohl být splněn, tak zásadním vlivem na pohyb částic musí být coulombovské interakce s ostatními nabitými částicemi, které můžeme charakterizovat plazmovou frekvencí ω_P , a nesmí převládat vliv srážek s neutrálními částicemi, které můžeme popsat střední dobou mezi srážkami τ . Kombinací dostaneme třetí podmínku, kterou musí plazma splňovat

a to:

$$\omega_P \tau > 1 \quad (9)$$

Máme tedy popsány základní vlastnosti, které musí mít prostředí, jež je cílem našeho studia. Dále se zaměříme na popis pohybu částic plazmatu.

1.2. Popis plazmatu – Boltzmannova kinetická rovnice

Jelikož plazma obsahuje velmi mnoho částic, označme tento počet N , tak popsat takovýto systém pomocí pohybových rovnic pro jednotlivé částice je nemožné. Proto využijeme statistické fyziky a soubor i -této typu částic popíšeme jeho rozdělovací funkcí $f_i(\mathbf{r}, \mathbf{v}_i, t)$, ve které vystupuje polohový vektor \mathbf{r} , vektor rychlosti \mathbf{v}_i a čas t . Tato rozdělovací funkce je definována pravděpodobným počtem částic v objemovém elementu fázového prostoru a to následovně :

$$f_i(\mathbf{r}, \mathbf{v}_i, t) d\mathbf{r} d\mathbf{v}_i \quad (10)$$

kde $d\mathbf{r} d\mathbf{v}_i$ je zmíněný objemový element fázového prostoru. Pokud výraz (10)

integrujeme jak přes rychlostní, tak přes objemový prostor, dostaneme celkový počet částic N . Pokud integraci provedeme pouze přes rychlostní prostor, dostaneme rozložení koncentrace $n(\mathbf{r}, t)$:

$$N = \iint f_i(\mathbf{r}, \mathbf{v}_i, t) d\mathbf{r} d\mathbf{v}_i \quad (11)$$

$$n(\mathbf{r}, t) = \int f_i(\mathbf{r}, \mathbf{v}_i, t) d\mathbf{v}_i \quad (12)$$

Rozdělovací funkce se dá využít, pokud bychom například chtěli znát střední hodnotu \bar{g} nějaké funkce $g(\mathbf{r}, \mathbf{v}_i)$, nebo její lokální střední hodnotu $\overline{g(\mathbf{r}, t)}$:

$$\bar{g} = \frac{1}{N} \iint g(\mathbf{r}, \mathbf{v}_i) f_i(\mathbf{r}, \mathbf{v}_i, t) d\mathbf{r} d\mathbf{v}_i \quad (13)$$

$$\overline{g(\mathbf{r}, t)} = \frac{1}{n} \int g(\mathbf{r}, \mathbf{v}_i) f_i(\mathbf{r}, \mathbf{v}_i, t) d\mathbf{v}_i \quad (14)$$

Máme tedy, námi studovaný, soubor částic popsany rozdělovací funkcí, kterou využíváme pro výpočty středních hodnot různých veličin, jako například střední rychlosti částic. A přejdeme k odvození Boltzmannovy kinetické rovnice, které je uvedeno například ve i s předpoklady, za kterých je provedeno. Těmito předpoklady jsou:

- platnost Louvillova teorému
- pouze binární elastické srážky
- splnění molekulárního chaosu, tedy rychlosti srážejících se částic jsou na sobě nezávislé a nezávisí na poloze částice
- vnější síla F_i nesmí být závislá na rychlosti

Poté je možné vyjádřit celkovou časovou změnu rozdělovací funkce následovně:

$$\frac{df_i}{dt} = \frac{\partial f_i}{\partial t} + \mathbf{v}_i \frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{r}} + \frac{F_i}{m_i} \frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{v}_i} = 0 \quad (15)$$

kde m_i je hmotnost částice i -tého druhu. Vlivem srážek částic se mění rozdělovací funkce, a proto se na pravé straně objeví ještě srážkový člen a rovnice (2.15) přejde do tvaru:

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \mathbf{v}_i \frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{r}} + \frac{F_i}{m_i} \frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{v}_i} = \frac{\delta f_i}{\delta t} \quad (16)$$

Tato rovnice nese název Boltzmannova kinetická rovnice. Jejím zásadním problémem je srážkový člen na pravé straně, který je integrální. Máme tak integrodiferenciální rovnici a ty jsou velmi obtížně řešitelné, v některých případech až neřešitelné. Jedním z případů, kdy lze najít řešení, je pokud druhý a třetí člen v rovnici (16) jsou nulové. Konkrétně $\partial f_i / \partial \mathbf{r} = 0$ a nejsou přítomny vnější síly, tedy $F_i = 0$. Výsledkem je následující rozdělovací funkce:

$$f_i(v_i) = \left(\frac{2m_i}{\pi k_b T_i} \right)^{3/2} v_i^2 \exp\left(-\frac{m_i v_i^2}{2k_b T_i} \right) \quad (17)$$

Jde o Maxwellovo-Boltzmannovo rozdělení rychlostí. Vidíme, že v sobě obsahuje teplotu souboru i -tého druhu částic. Jde o důležitý parametr plazmatu, který rozebereme dále.

1.3. Diagnostika plazmatu

Pro studium chování plazmatu je nutné znát jeho parametry, tedy teplotu a koncentraci jednotlivých typů částic, chemické složení, potenciál plazmatu, atd.

Proto byla vyvinutá velký počet různých měřících metod a my zde uvedeme pouze jejich část ve stručném přehledu.

Nejprve stojí za zmínku měření proudu plazmatem, to se provádí pomocí cívek. Tyto cívky jsou umístěny vně nádoby a obepínají plochu, kterou teče námi měřený proud. Jejich princip je tedy založený na Faradayově zákonu indukce. K tomuto se využívá například Rogowského cívek. Dalšími metodami, kdy nedochází přímo ke kontaktu měřící aparatury s plazmatem, je vysokofrekvenční a optická diagnostika. Vysokofrekvenční metoda využívá vysílání mikrovln do plazmatu a sleduje, v jaké vzdálenosti dojde k odrazu. Platí totiž, že plazmatem se mohou šířit pouze vlny s takovou frekvencí ω , pro kterou platí $\omega > \omega_p$. Využívá se k mapování koncentrace, protože plazmová frekvence:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n}{\epsilon_0 m}} \quad (18)$$

U optických metod se jedná o využití absorpční a emisní spektroskopie. Pro nízkoteplotní plazma má význam spíše absorpční spektroskopie, protože emisní spektroskopie vyžaduje,

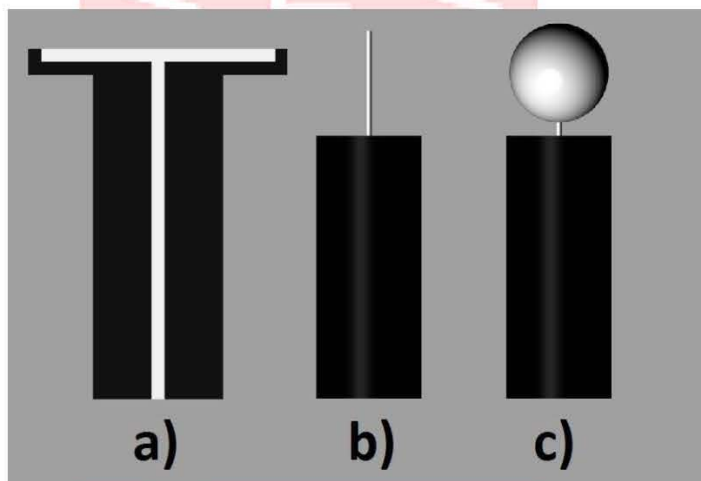
aby byly částice plazmatu excitované v dostatečném množství. Experimentální uspořádání vypadá zjednodušeně tak, že na jedné straně máme například laditelný laser, na druhé straně detektor a měříme absorpční spektrum. Ze spektra je možné vyhodnotit například rotační teploty, koncentrace atd.

K chemické analýze je možné využít i optických metod, v praxi se však spíše využívá korpuskulární diagnostika. Použití hmotového spektrometru je výhodné pro detekci iontů, které je problematické zaznamenat optickou diagnostikou.

Jednou z nejstarších diagnostických metod plazmatu jsou sondová měření. Spočívá to v zavedení měřicí sondy (elektrody) přímo do plazmatu a měření lokálních parametrů. Dochází tedy k přímé interakci sondy s plazmatem, proto jsou na sondy kladeny určité podmínky. Jde o to, že vnořená sonda musí co nejméně ovlivňovat okolní plazma, tedy měla by mít rozumnou velikost a měla by být z odolného materiálu, který se nebude ze sondy uvolňovat. Navíc by měla být dostatečně tepelně odolná, aby nedošlo ihned k jejímu vypaření. Z těchto důvodů se například v tokamacích používají sondy pouze v okrajové vrstvě, která má okolo 10^3 K a měří pouze po omezenou dobu, poté se zasunou do stěny tokamaku. Počátky sondových měření sahají do druhé poloviny 20. let, kdy Mott-Smith a Langmuir popsali teorii sond základních geometrických tvarů. V současné době existuje velké množství odlišných druhů sond pro konkrétní měření různých parametrů plazmatu, touto problematikou a snahou vytvořit ucelený přehled existujících sond jsem se zabýval ve své bakalářské práci [5]. Většina moderních sond má složitou geometrii a popsat jejich teorii je analyticky velmi obtížné, v některých případech dokonce nemožné, proto přichází na řadu počítačová fyzika a modelování. My si dále provedeme rozbor teorie pro zmíněné sondy s jednoduchou geometrií, které se nazývají Langmuirovy sondy.

Langmuirova sonda

Nazývají se takto elektrostatické sondy, které jsou buďto rovinné, válcové nebo sférické. Nákresy všech tří geometrických typů jsou pro představu uvedeny v obrázku 2.1, kde ovšem sondy nejsou v měřítku.



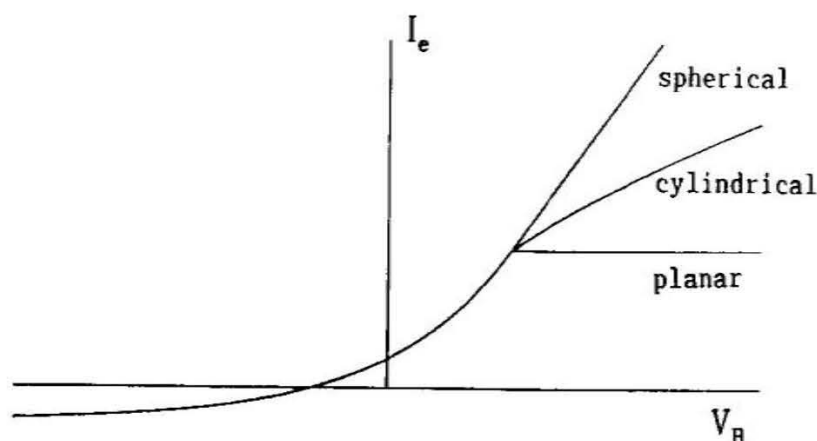
Obrázek 1: Langmuirova sonda a) rovinná b) válcová c) sférická

Označení Langmuirova sonda se v praxi nejčastěji používá pro válcové sondy, které jsou nejrozšířenější zejména kvůli své velmi jednoduché realizaci například platinovým nebo wolframovým drátem. Jejich využití je velmi rozmanité, měří se s nimi jak v nízkoteplotním, tak ve vysokoteplotním plazmatu, například v okrajové vrstvě v tokamaku. Z toho rovnou plyne, že

se používají, kromě elektrického pole, i v magnetickém poli. My se dále v této podkapitole budeme věnovat pouze měření

v nízkoteplotním plazmatu s elektrickým polem, jelikož další teorie jsou poměrně složitějšího charakteru.

Základním principem sondového měření je, jak jsme uvedli výše, vnoření sondy, jakožto pomocné elektrody, do plazmatu a její připojení přes vnější obvod k referenční elektrodě. Takovou referenční elektrodou může být anoda, katoda, nebo další sonda. Následně se změří volt-ampérová, dále budeme značit I-V, charakteristika a z ní se nakonec určí parametry plazmatu. Ideální I-V charakteristiky pro všechny tři geometrické konfigurace jsou uvedeny v obrázku 2.2.



Obrázek 2: Ideální I-V charakteristika sférické, válcové a rovinné sondy

Na obrázku 2 máme závislost proudu tekoucího na sondu I_e na předpětí na sondě V_B . Vlevo máme iontový saturační proud pro záporné předpětí na sondě, napětí s nulovým proudem se nazývá plovoucí potenciál a místo kde nastává ohyb pro válcovou a rovinnou sondu je plazmatickým potenciálem.

Nyní si rozebereme teorii válcové sondy. Nutnými předpoklady jsou:

- Zanedbatelný vliv sondy na plazma
- Debyeova délka λ_D je malá oproti střední volné dráze λ
- Nezávislost elektronového a iontového proudu
- Sonda neemituje

Pokud poté provedeme pro proud iontů I_i a proud elektronů I_e odvozením, dostaneme:

$$I_i = \frac{8\sqrt{2}}{9} \pi \epsilon_0 \sqrt{\frac{e}{m_i}} l \frac{U_s^{3/2}}{r_p \beta^2} \quad (19)$$

kde l je délka sondy, U_s je potenciál na sondě, r_p je aktivní poloměr sondy, β vyjadřuje poměr r_p/r_s a r_s je poloměr sondy. Pro elektronový proud, s předpokladem Maxwellova rozdělení elektronů, nám vyjde:

$$I_e = \frac{1}{4} en_e \bar{v}_e S \exp\left(-\frac{eU_s}{k_b T_e}\right) \quad (20)$$

kde \bar{v}_e je střední rychlost elektronů a S je plocha sondy. Dále si označíme chaotický proud elektronů I_0 a to tak, že ve vztahu 20 dosadíme $U_s = 0$.

Dostaneme tedy:

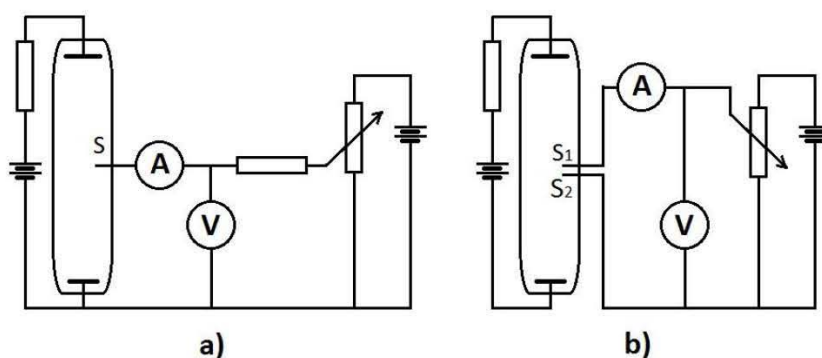
$$I_0 = \frac{1}{4} en_e \bar{v}_e S \quad (21)$$

Pokud dosadíme za \bar{v}_e můžeme tento výraz použít k určení koncentrace elektronů n_e . Zlogaritmováním výrazu 20 a následnou derivací podle U_s můžeme vyjádřit elektronovou teplotu:

$$T_e = -\frac{e}{k_b} \frac{1}{\frac{d}{dU_s}(\ln I_e)} \quad (22)$$

Jak jsme se výše zmínili, sondu je třeba mít vždy zapojenou vůči něčemu.

Zapojíme-li sondu vůči jedné z elektrod výbojky, jedná se o metodu jedné sondy. Její I-V charakteristika je podobná charakteristice na obrázku 2. Hlavním omezením této metody je nutná přítomnost elektrod, což je problém pro vysokofrekvenční výboj. Proto se využívá další možnosti měření, které se nazývá metoda dvou sond, a jde o zapojení vůči druhé sondě. V tomto případě jsou sondy blízko u sebe a mají vlastní elektrický okruh. Nastavuje se mezi nimi napětí a měří se protékající proud, který je oběma sondami shodný, ale s opačným znaménkem. Typická I-V charakteristika je středově souměrná. Na obrázku 3 můžeme vidět rozdíl v zapojení metody jedné sondy a metody dvou sond.



Obrázek 3: Schéma zapojení a) metoda jedné sondy S b) metoda dvou sond S_1 a S_2

Jelikož i sondy jsou pevnou látkou, musíme probrat také interakci plazmatu s vnořenou pevnou látkou.

1.4. Modelování plazmatu

Studovat chování plazmatu je velice náročné, proto se obracíme vedle teoretického a experimentálního přístupu na počítačovou fyziku, konkrétně na počítačové modelování. To nám umožňuje studovat vývoj velmi složitých systémů, skládající se například z velmi velkého množství částic. Jak jsme uvedli v kapitole 1,3, plazma popisujeme pomocí Boltzmannovy kinetické rovnice a její výsledné zákony zachování se navíc kvůli kvazineutralitě se doplňují o Poissonovu rovnici. Dá se tedy očekávat, že z této rovnice vycházejí různé modelovací přístupy. Jednou z možností by bylo řešit tuto rovnici přímo, nebo její modifikace. Jde například o Vlasovovu rovnici, to je označení Boltzmannovy rovnice bez přítomnosti srážkového členu, takže se používá pro bezsrážkové plazma a její tvar je dán rovnicí 15. Takto dostaneme jako řešení výslednou

rozdělovací funkci. V jiných případech nás může zajímat popis pomocí makroskopických veličin, tento přístup se nazývá spojitým modelováním. Druhým extrémem je, pokud nás zajímá detailní, tedy mikroskopický popis systému, uchylujeme se k částicovému modelům. Přejdem mezi těmito základními metodikami je hybridní modelování. Nejprve si popíšeme metodiku spojitého modelování.

1.4.1. Spojité modelování

Základem vytváření spojitých modelů, nejen plazmatu, je řešení parciálních diferenciálních rovnic, dále jen PDR. Využití spojitých modelů je, pokud nás zajímá pouze vývoj makroskopických veličin, jako koncentrací, středních rychlostí, tlaku a dalších, a nemusíme znát přímo rozdělovací funkci. Vývoj našich makroskopických veličin je pak dán momenty Boltzmannovy rovnice.

Nultý moment dostaneme dosazením Lorentzovy síly do rovnice 16 a následnou integrací přes rychlostní prostor:

$$\int \frac{\partial f}{\partial t} d\mathbf{v} + \int \mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial r} d\mathbf{v} + \int \frac{e}{m} [\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}] \frac{\partial f}{\partial v} d\mathbf{v} = \int \frac{\delta f}{\delta t} d\mathbf{v} \quad (23)$$

kde \mathbf{B} je vektor magnetické indukce. Výsledkem integrace dostaneme rovnici kontinuity, tedy zákon zachování hmoty:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla(n\mathbf{v}) = 0 \quad (24)$$

Analogicky, prvním moment dostaneme tak, že rovnici 16 nejprve vynásobíme rychlostí \mathbf{v} a až poté provedeme integraci. Výsledkem je pak zákon zachování hybnosti a vyřešením druhého momentu dostaneme zákon zachování energie. Tímto způsobem dostaneme soustavu PDR, které tvoří náš spojitý model, a přistoupíme k jejich řešení vhodnou metodou. Nejčastěji používanými metodami jsou:

- Metoda konečných prvků
- Metoda konečných objemů
- Metoda konečných diferencí

Metoda konečných prvků spočívá v diskretizaci studovaného prostoru, tedy aproximujeme spojitě prostředí síť a naše rovnice vyhodnocujeme v bodech této sítě. Velmi podobná je metoda konečných objemů, kdy se kolem bodu v síti, uvažuje okolo něj malý objem. A nakonec metoda konečných diferencí využívá aproximaci derivace diferencí.

Hlavními přednostmi spojitého modelování jsou řešení relativně malého množství rovnic, jde o časově nenáročné výpočty, a jednoduché porovnání s experimentálními daty, protože modelujeme makroskopické veličiny, které jdou ve většině případů změřit. Na druhou stranu, algoritmy pro řešení PDR, s různými počátečními a okrajovými podmínkami, jsou dosti složité a výsledky bývají zatíženy značnou nepřesností. A je důležité zmínit absenci detailnějšího popisu, který může být pro některé úlohy klíčový. Proto máme k dispozici částicový přístup.

1.4.2. Částicové modelování

Jako protíváhu makroskopickému popisu spojitým modelováním máme částicové modelování, kdy námi studovaný systém je reprezentován souborem částic. Tyto částice mohou mít velké množství vlastností od náboje po kvantovou strukturu. Dostává se nám tak daleko rozmanitějších výsledků, než ze spojitých modelů, jejichž makroskopické veličiny můžeme dostat z částicových modelů prostým středováním. Protože studujeme jednotlivé částice, kupříkladu jejich trajektorie získáváme řešením pohybových rovnic, obsahuje náš model ohromné množství rovnic, které je úměrné počtu částic 10^6 až 10^8 . Hlavním negativem, které z toho plyne, je, že tato technika je velice náročná na výpočetní čas. A ještě donedávna narážela na paměťové možnosti výpočetních strojů, což už naštěstí není s dalším rozvojem hardwaru aktuální.

Protože se v této práci zabýváme primárně částicovým modelováním, popíšeme si podrobněji různé metody a algoritmy, které se používají k modelování plazmatu. Základní dělení používaných metod je na deterministické, metoda molekulární dynamiky, a stochastické, metoda Monte Carlo.

Metoda molekulární dynamiky

Metoda molekulární dynamiky se používá pro řešení trajektorií částic. Zjednodušená představa o této metodě je následující. Nejprve si vytvoříme modelovou představu o studované problematice, poté vezmeme soubor N částic, pro které napíšeme vhodné pohybové rovnice s počátečními podmínkami a ty v námi požadovaném časovém intervalu vyřešíme. Nyní si podrobně rozebereme vše, co musíme uvážit při tvorbě částicového modelu plazmatu pomocí molekulární dynamiky.

Jako první je důležité si rozmyslet počet dimenzí, ve kterých budeme pracovat, a tvar pracovní oblasti s hraničními podmínkami. Obojí by mělo nějakým způsobem odpovídat geometrii studovaného problému a tomu se dále přizpůsobí hraniční podmínky, které mohou být otevřené, nebo ve vhodných případech cyklické. Velikost pracovní oblasti se volí s uvážením charakteristických rozměrů, které vystupují v modelu, například při modelování vnořené elektrody v plazmatu musíme brát v úvahu stínění a tedy podmínku 2.7. Vůči velikosti oblasti se poté volí počet částic N , ten musí být adekvátně zvolen. Pokud bude velmi malý, výsledky se ztratí v šumu, naopak neúměrně velké množství částic vede na nesmyslně dlouhou dobu výpočtu. Důležitá je také volba časového kroku, která se volí podle charakteristických časových škál, kterými mohou být například plazmová frekvence, rychlost částic. V případě, že simulujeme plazma s přítomností srážek, je důležité uvažovat i srážkovou frekvenci.

Řešení pohybových rovnic

Pro vyřešení trajektorií částic je nutné, abychom řešili pohybové rovnice, pro všechny částice v námi studovaném souboru. Máme tedy soustavu rovnic ve tvaru:

$$\mathbf{F}_i = m_i \mathbf{a}_i, \quad i = 0, \dots, N \quad (25)$$

kde \mathbf{a}_i je vektor zrychlení. Existuje velké množství algoritmů, jakými lze tuto soustavu vyřešit. Nejzákladnějším z nich je Eulerova metoda, jde o algoritmus prvního řádu přesnosti v časovém kroku $\Delta t = t_{k+1} - t_k$, kde k je číslo iterace. Jeho schéma vypadá následovně [10]:

$$\begin{aligned} \mathbf{r}_i^{k+1} &= \mathbf{r}_i^k + \mathbf{v}_i^k \Delta t + \frac{1}{2m_i} \mathbf{F}_i^k \Delta t^2 \\ \mathbf{v}_i^{k+1} &= \mathbf{v}_i^k + \frac{1}{m_i} \mathbf{F}_i^k \Delta t, \\ \mathbf{F}_i^{k+1} &= \dots \end{aligned} \quad i = 0, \dots, N \quad (26)$$

Samozřejmostí je zadání počátečních hodnot \mathbf{r}_i^0 , \mathbf{v}_i^0 a \mathbf{F}_i^0 . Pro výpočet síly neuvádíme konkrétní vzorec, jelikož se liší podle uvažovaných sil v konkrétním modelu. Výhodou Eulerovy metody je její univerzálnost, bohužel vzhledem k její malé přesnosti v časovém kroku je nutné volit malé Δt a tím dochází ke zpomalení výpočtu.

Další možností je sáhnout po přesnějším algoritmu, tím máme na mysli algoritmy druhého řádu v Δt . Jednou z možností je využít rychlostní Verletův algoritmus, který má stejné počáteční podmínky jako Eulerova metoda a jeho schéma vypadá následovně [10]:

$$\begin{aligned} \mathbf{r}_i^{k+1} &= \mathbf{r}_i^k + \mathbf{v}_i^k \Delta t + \frac{1}{2m_i} \mathbf{F}_i^k \Delta t^2 \\ \mathbf{F}_i^{k+1} &= \dots, \end{aligned} \quad i = 0, \dots, N \quad (27)$$

$$\mathbf{v}_i^{k+1} = \mathbf{v}_i^k + \frac{1}{2m_i} (\mathbf{F}_i^k + \mathbf{F}_i^{k+1}) \Delta t$$

Můžeme si povšimnout dvou zásadních rozdílů proti Eulerově metodě. Prvním je nutnost mít v paměti uloženou hodnotu síly pro dva časové okamžiky, což může v některých případech vést na obtížně splnitelné požadavky na velikost paměti. Druhým rozdílem je prohozené pořadí výpočtu nové síly a rychlosti. Ač se toto prohození může na první pohled zdát neškodné, výrazně omezuje použití Verletova algoritmu pro fyzikální modely. Smí se totiž použít pouze v případě, kdy $\mathbf{F}_i \neq \mathbf{F}_i(\mathbf{v}_i)$.

Toto omezení platí i pro další algoritmus, který se nazývá „Leap-frog“ metoda. Zde sice nepoužíváme dvě hodnoty síly, ale je zde jiná odlišnost oproti předchozím dvěma případům a to v počátečních podmínkách, které jsou shodné až na rychlost $\mathbf{v}_i^{1/2}$. Schéma „Leap-frog“ metody je [10]:

$$\begin{aligned} \mathbf{r}_i^{k+1} &= \mathbf{r}_i^k + \mathbf{v}_i^{k+1/2} \Delta t \\ \mathbf{F}_i^{k+1} &= \dots, & i &= 0, \dots, N \\ \mathbf{v}_i^{k+3/2} &= \mathbf{v}_i^{k+1/2} + \frac{1}{m_i} \mathbf{F}_i^{k+1} \Delta t \end{aligned} \quad (28)$$

Mohli bychom dále pokračovat ve výčtu přesnějších algoritmů vyššího řádu, jako jsou metody typu prediktor-korektor, nebo metody Rungeho-Kutty, ty se však v modelování plazmatu většinou nepoužívají pro svou vyšší časovou náročnost. Dále zbývá pouze otázka ohledně výpočtu síly, která mezi částicemi působí.

1.4.3. Metoda Monte Carlo

Nejde přímo o jednu konkrétní metodu, ale o soubor metod, nebo spíše o podobný přístup k řešení zadaného problému. Ten velmi zjednodušeně spočívá v provedení velmi mnoha náhodných pokusů k získání řešení. Praktická aplikace poté začíná stejně jako u metody molekulární dynamiky, nejprve je nutné si rozmyslet modelovanou situaci. Poté generujeme náhodnou, v počítači pseudonáhodnou, veličinu se známým rozdělením a vhodnou transformací převedeme na hledanou veličinu. Tento postup opakujeme tak dlouho, až máme k dispozici dostatečně velký vzorek dat, který statisticky vyhodnotíme.

Možnosti využití metody Monte Carlo je nepřehledné množství, jako příklad můžeme uvést řešení Laplaceovy rovnice algoritmem bloudění v síti, který je popsán v [10]. V této publikaci je i základní popis řešení transportního problému, který je jednou z dalších možností modelování plazmatu, ale čistě touto metodou. Nás ale bude zajímat využití pro generování Maxwelllova-Boltzmannova rozdělení, rovnice 2.17, a modelování náhodných srážkových procesů.

Maxwellovo-Boltzmannovo rozdělení lze generovat více způsoby, my zde zmíníme pouze ten nejrychlejší a to pomocí transformačního vzorce. Využijeme tedy generování náhodné veličiny s rovnoměrným rozdělením $\gamma \in (0, 1)$. A podle publikace můžeme normalizované Maxwelllovo-Boltzmannovo rozdělení:

$$N(v) = C v^2 \exp(-0,00002 v^2) \quad (29)$$

generovat pomocí vzorce:

$$v = \sqrt{-\ln \gamma_1 - \ln \gamma_2 \cos(2\pi \gamma_3)^2} \quad (30)$$

Následný převod na rozdělení požadovaného tvaru provedeme pouze vynásobením vhodnou konstantou. Dále se budeme věnovat modelování náhodných srážkových procesů.

1.4.4. Modelování srážkových procesů

Při modelování nízkoteplotního plazmatu musíme od určitého tlaku uvažovat srážky nabitých částic s přítomnými neutrálními částicemi. Neutrální částice se nemodelují přímo, neboť by takový model nebyl kvůli nízkému stupni ionizace nízkoteplotního plazmatu časově řešitelný. Jejich přítomnost je charakterizovaná jejich koncentrací n_n . Nastíníme si představu o srážkách s takovým prostředím. Vezmeme si svazek nalétávajících částic o intenzitě I_0 , který tímto prostředím prochází. Jeho intenzita se bude měnit vlivem srážek o dI na úseku délky dx následovně:

$$dI = -I_0 n_n \sigma dx \quad (31)$$

kde σ je účinný průřez srážky s neutrální částicí. Integrací této rovnice dostaneme průběh intenzity s exponenciálním poklesem:

$$I = I_0 \exp(-n_n \sigma x) \quad (32)$$

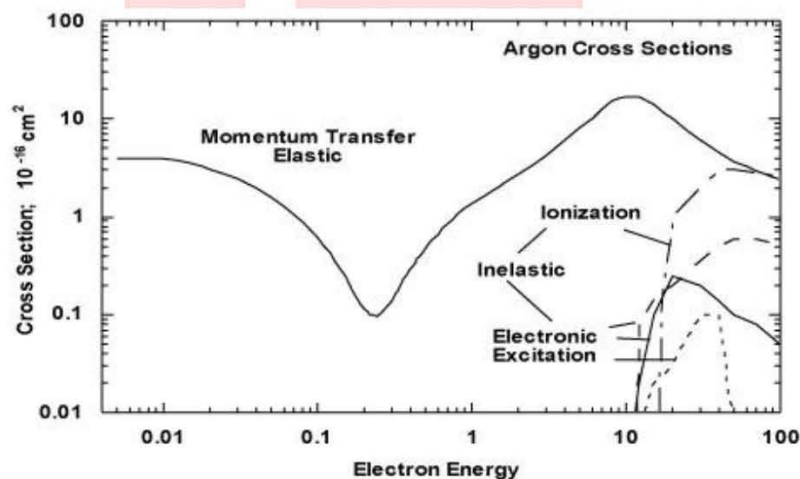
V této rovnici můžeme vidět charakteristický útlum, který označíme jako střední volnou dráhu λ :

$$\lambda = \frac{1}{n_n \sigma} \quad (33)$$

Teď již k tomu, jak nám rovnice 31 ve tvaru se střední volnou dráhou poslouží pro generování náhodné volné dráhy. Nejprve rovnici vydělíme I_0 . Dostaneme tak na pravé straně poměr I/I_0 , který nabývá hodnot v intervalu $\langle 0,1 \rangle$. Proto jej označíme γ a půjde o námi generované náhodné číslo. Náhodnou volnou dráhu si označíme ζ , dosadíme za x a prostou úpravou dostaneme:

$$\zeta = -\lambda \ln \gamma \quad (34)$$

Tento způsob generování náhodné volné dráhy má bohužel omezené použití podmínkou $\lambda = konst.$ Jenže jak vidíme, v rovnici 33 vystupuje účinný srážkový průřez, který je obvykle závislý na energii částice. Tuto skutečnost můžeme vidět na obrázku 4, kde jsou vyobrazeny účinné průřezy pro různé typy srážek e^- s atomem Ar.



Obrázek 4: Účinné průřezy srážky e^- s Ar

Řešení pro odstranění tohoto omezení se nazývá metoda nulové srážky, jde o umělý obrat v metodě Monte Carlo. Implementace je velmi jednoduchá, sečtou se účinné průřezy všech typů srážek v požadovaném intervalu energie a doplní se na konstantu, která se použije pro výpočet střední volné dráhy. Doplněk se označí jako účinný průřez nulové srážky a pokud dojde k nulové srážce, pro částici se pouze vygeneruje nová náhodná volná dráha a směr pohybu i energie se zachovají. Takto můžeme použít výraz 35 i v případě, kdy účinné průřezy mají průběh jako na obrázku 4. Existuje ovšem ještě jedno omezení pro použití tohoto výrazu a to, že částice se sráží s nehybným terčem. Pro elektrony je tato podmínka přibližně splněna, jelikož jejich pohyblivost je mnohonásobně vyšší než neutrálních částic. Problémem jsou zde ionty, které mají řádově stejnou tepelnou rychlost jako neutrální částice. Tento problém vyřešil ve své diplomové práci Roučka [14]. Modelování srážek částic jsme tedy obecně popsali a je třeba si uvést něco o její kombinaci s metodou molekulární dynamiky.

1.4.5. Částicový hybridní model

Spojením deterministického a stochastického částicového modelování vznikne částicový hybridní model, nejčastěji jde o variantu PIC/MC. Jde o označení modelu, který využívá pro pohyb nabitých částic čistě molekulární dynamiku s PIC, ale ve chvíli, kdy částice urazí svou náhodnou volnou dráhu, dojde ke srážce částic, která je simulovaná metodou Monte Carlo. Pokud se nespokojíme pouze s kombinováním různých přístupů na úrovni částicového modelování, můžeme vytvořit velký hybridní model.

1.5. Výsledky analýzy plazmatu

V této kapitole se budeme věnovat výstupu z našich modelů. Výpočty jsme prováděli na pracovní stanici s 2x CPU Intel Xeon E5-2687W@3.10 GHz a paměti 128 GB RAM, ve všech případech jsme při paralelizaci využívali alespoň 6 výpočetních vláken. Nejprve bychom si měli uvést shodné vstupní parametry, které využíváme v námi modelovaných případech a uvádíme je v tabulce 1. Detailní odlišnosti uvedeme později u jednotlivých výsledků.

Tlak	$p = 133 \text{ Pa}$
Externí el. pole	$E = 100 \text{ V/m}$
Koncentrace nenarušeného plazmatu	$n_0 = 1,59 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$
Teplota e^-	$T_e = 23600 \text{ K}$
Teplota Ar^+	$T_{\text{Ar}^+} = 300 \text{ K}$
Poloměr sondy	$r = 3,01 \times 10^{-4} \text{ m}$
Velikost buňky pro P-I-C	$h = 1 \times 10^{-4} \text{ m}$

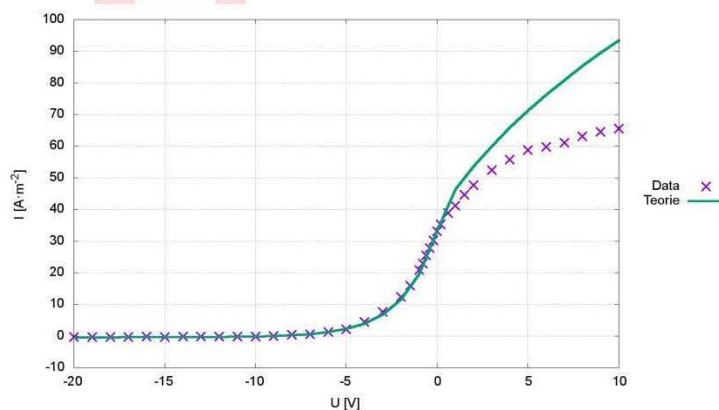
Tabulka 1: Společné vstupní parametry modelů

Z těchto společných vlastností je důležité zmínit, že pro tuto hodnotu tlaku je nutné modelovat srážky nabitých částic s neutrálními. Z této tabulky můžeme dosadit do vztahu 25 a dostaneme Debyeovu délku $\lambda_D \approx 0,26 \text{ mm}$ a dosazením do vztahu 28 máme počet částic v Debyeově sféře $N_D = 1,25 \times 10^5 \gg 1$. Tímto máme pro případ pracovní oblasti v řádu cm splněné podmínky pro plazma. Co se týče podmínky 2.9 pro srovnání $\omega_D \approx 2 \times 10^9$ se $\tau \approx 5 \times 10^{-9}$, ta je taktéž splněna.

Srovnáním λ_D a h vidíme, že jsme správně zvolili velikost buňky pro PIC, která musí být menší než λ_D . Vstupní parametry tedy máme nastaveny tak, aby náš model splňoval kritéria pro plazma. Otestování funkčnosti modelu jsme provedli na měření I-V charakteristiky metodou jedné sondy.

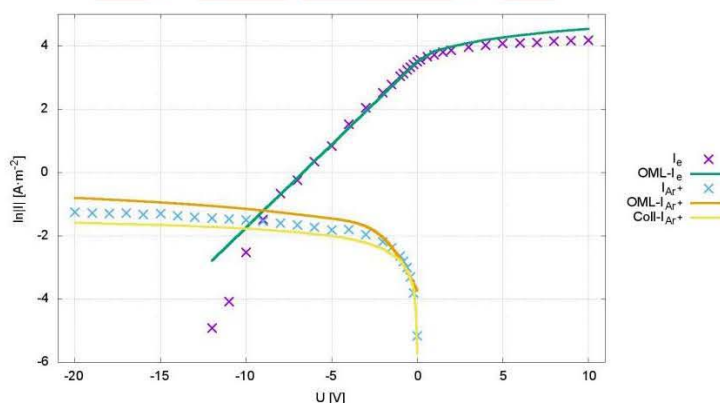
1.5.1. Jedna válcová sonda

Tento model obsahuje pouze jednu válcovou sondu, kterou nastavíme na určitý potenciál vůči lokálnímu potenciálu plazmatu a měříme proud, který na ni teče v ustáleném stavu. Dále budeme potenciál sondy vůči lokálnímu potenciálu plazmatu označovat jako napětí. Pro měření I-V charakteristiky jsme zvolili rozsah napětí od 20 V do 7 V. Je uvedeno, že velikost stínící vrstvy je více než $5\lambda_D$, to je v našem případě $\approx 1,3$ mm. Z toho důvodu jsme volili pro naši čtvercovou pracovní oblast velikost strany 3 cm a počet částic každého druhu 1×10^6 . V případě nízkých a vysokých napětí, kdy je stínící vrstva větší, jsme volili velikost strany 3 cm a počet částic jednoho druhu $1,2 \times 10^6$. V následujícím grafu již uvádíme výslednou naměřenou charakteristiku.



Graf 1: I-V charakteristika měření jedné sondy

Námi naměřená charakteristika tvarově odpovídá charakteristice na obrázku 2 pro válcovou sondu. Teoretickou křivku, kterou jsme zde použili, jsme vzali z bezsrážkové teorie a dosadili jsme do ní dále vypočtenou teplotu elektronů a jejich koncentraci. Pro zpracování měření jsme se drželi návodu pro metodu jedné sondy. Separovali jsme elektronovou a iontovou složku proudu a vynesli do grafu logaritmy těchto proudů.



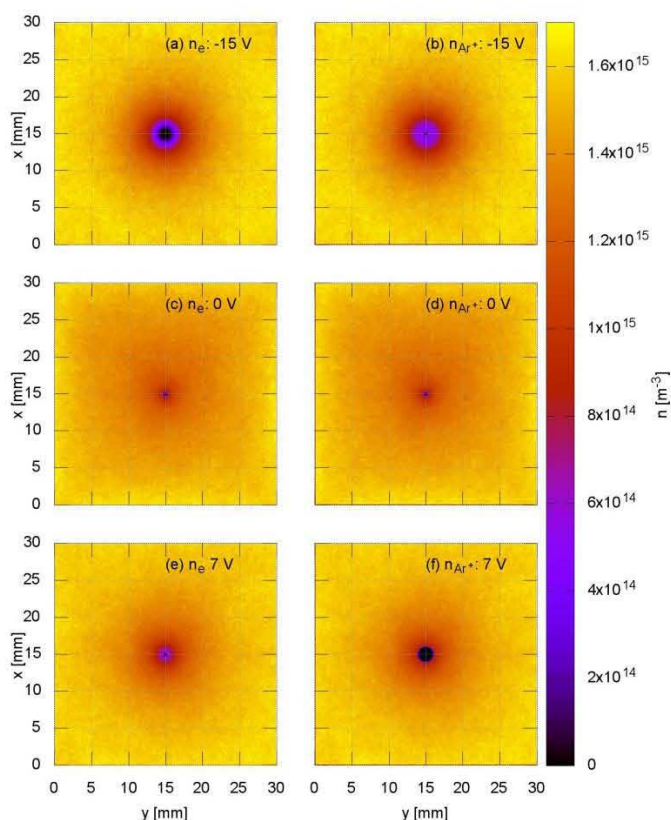
Graf 2: Logaritmus proudů jednotlivých složek

Ze směrnice elektronového proudu, v rozmezí napětí -5 až 0 V, jsme stanovili teplotu elektronů $T_e = (22137 \pm 421)$ K, kde uvedená chyba je chybou lineární regrese. Tuto teplotu jsme dále použili ke stanovení koncentrace elektronů $n_e = (8,95 \pm 0,54) \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$. Srovnáním s parametry nenarušeného plazmatu v tabulce 1 vidíme, že teplota je v modelu o něco nižší a stejně tak i koncentrace, jejíž určení je ale velmi závislé na správném určení teploty. V grafu 2 porovnáváme naměřený proud jak se zmíněnou bezsrážkovou teorií (ozn. OML z angl. „Orbital motion limited“) [22], tak se srážkovou teorií pro iontový proud (ozn. Coll z angl. „collision“).

Nejprve si rozebereme elektronovou větev. Z počátku jde vidět, že je pokles daleko strmější, než předvídá teorie. Ve skutečnosti by ale mělo dojít k opačnému jevu a navíc by proud elektronů v našem rozsahu napětí neměl zaniknout. Zde jde o přímý důsledek použití metody P-I-C, která nezapočítává bližší interakci částic než je velikost jedné buňky. Dochází tak k deformaci rozdělovací funkce v oblasti velmi rychlých elektronů, které mají zprostředkovávat proud na sondu při těchto napětích. V další oblasti již dochází ke shodě s teorií až do oblasti nasyceného proudu, kde je proud nižší vlivem srážek.

Pokud se podíváme na iontovou větev, vidíme, že námi měřená leží přesně mezi bezsrážkovou a srážkovou teorií. Vzhledem k tomu, že tlak v modelu odpovídá případu, kdy nelze zanedbat srážky, dá se předpokládat odlišnost od bezsrážkové teorie. Ovšem vidíme zde nesoulad měřeného proudu se srážkovou teorií, to si vysvětlujeme použitím normovaného iontového proudu na okraji stínící vrstvy uvedeného kap. 1.3, který byl empiricky určený pro přibližně třikrát větší podíl poloměru sondy k Debyeově délce.

Dále si rozebereme pro námi vybrané tři hodnoty napětí -15, 0 a 7 V na sondě jak vypadají průběhy koncentrací, celkové elektrické pole a také rozložení potenciálu v pracovní oblasti. Tyto hodnoty napětí jsme vybrali tak, abychom, pro dvou složkové plazma, obsáhli případy, kdy na sondu teče pouze iontový, nebo elektronový proud, ale i oba zároveň.

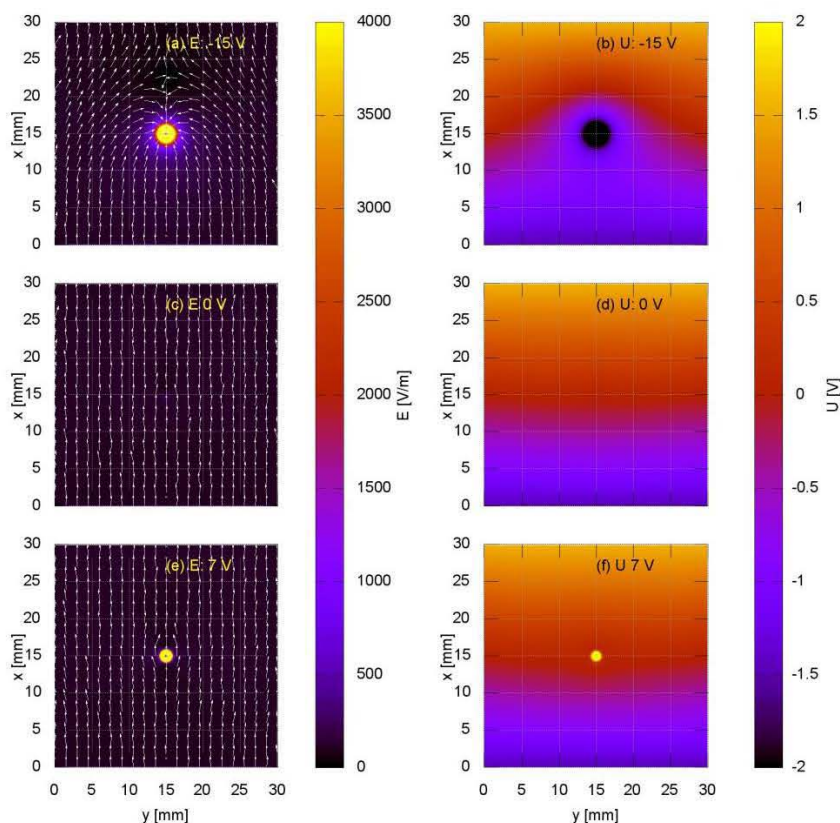


Obrázek 5: Rozložení koncentrace e^- pro U_s (a) -15 V, (c) 0 V, (e) 7 V vlevo a rozložení koncentrace Ar^+ iontů pro U_s (b) -15 V, (d) 0 V, (f) 7 V vpravo

Na obrázku 5 tedy máme uvedené rozložení koncentrace pro konkrétní napětí. Pro případ záporného napětí na sondě porovnáváme části (a) a (b), kladné ionty jsou přitahovány sondou a tvoří celkový proud uvedený v grafu 2. Oproti tomu elektrony jsou sondou odpuzovány, proto je

v blízkém okolí sondy nulová koncentrace elektronů. Dále máme sondu na potenciálu plazmatu, jde o části (c) a (d). Zde jsou si rozložení koncentrací velmi podobné, přítomností sondy dochází

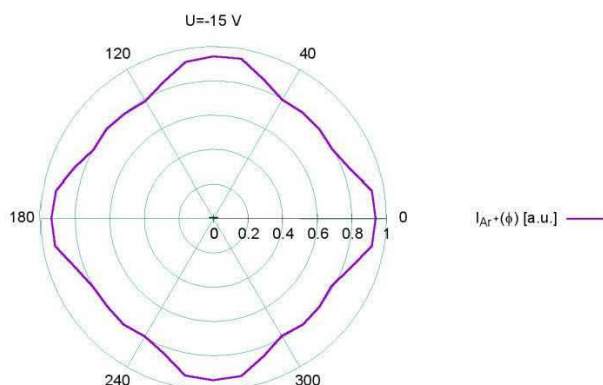
k odebírání částic z jejího okolí a vytváření lokálního prostorového náboje. Tato skutečnost se projevuje poklesem koncentrace v okolí sondy a nepatrně ovlivňuje také lokální elektrické pole. Posledními obrázky jsou (e) a (f) pro napětí 7 V. Zde je jasně vidět odpuzování kladných iontů a přitahování elektronů. Porovnáním s rozložením pro -15 V můžeme také pozorovat rozdíl ve velikosti stínící vrstvy, jež je způsoben rozdílnou pohyblivostí částic zprostředkovávajících stínění.



Obrázek 6: Intenzita elektrického pole pro U_s (a) -15 V, (c) 0 V, (e) 7 V vlevo a rozložení potenciálu pro U_s (b) -15 V, (d) 0 V, (f) 7 V vpravo

Navíc projevy rozdílného stínění lze pozorovat na obrázku 6 v rozložení potenciálu. Zde je také důležité uvést, že udáváme omezený rozsah potenciálu, aby se jednotlivé případy snáze porovnávaly. Můžeme si tedy povšimnout horšího stínění v případě, že je zprostředkovávají ionty (b), proti stínění elektrony (f). Obdobné výsledky pro potenciál a koncentraci byly zmíněny například v pracích [14] a [15].

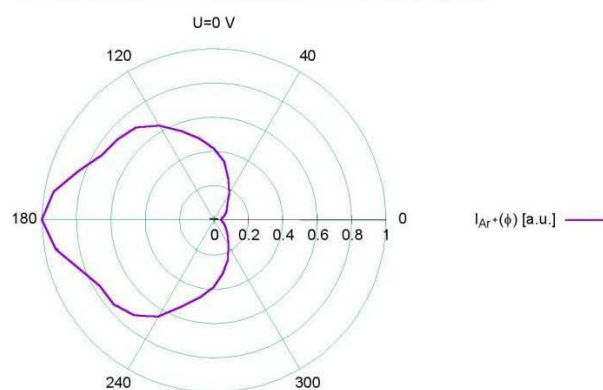
V poslední řadě bychom chtěli poukázat na rozdíl v tocích částic na sondu při vnějším elektrickém poli. Obrázek 6, konkrétně (a), (c) a (e) popisuje rozložení elektrického pole a je důležité zmínit zřejmou odlišnost siločar (a) od zbytku. V tomto případě se siločáry stáčí směrem k sondě, kladné ionty se pohybují ve směru siločar a jejich úhlově rozdělený proud poté vypadá následovně.



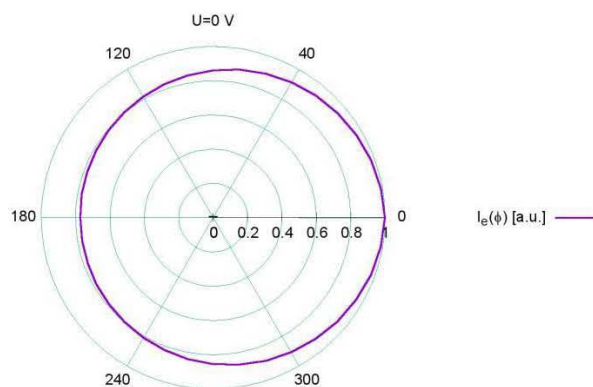
Obrázek 7: Úhlové rozdělení proudu Ar^+ na sondu s $U_s = -15 V$

Obrázky 7,8,9 a 10 mají po obvodu vyznačené úhly ve stupních a 0° je v kladném směru osy x , tedy oproti obrázkům 6 a 7 jsou otočeny o 90° . Dále zde uvádíme libovolnou jednotku, jelikož nás zajímá pouze tvar. Ten je v tomto případě vlastně izotropní pro hodnotu 0,8 a zvýšení proudu na vrcholech si vysvětlujeme nejspíše tvarem elektrického pole v okolí sondy. Jednou z teorií byl vliv tvaru a velikosti pracovní oblasti, který jsme ale po otestování větší oblasti zavrhlí. Nicméně by zde bylo vhodné detailnější zkoumání například v budoucí práci.

Dále pro elektrické pole na obrázku 6 (c) se dá očekávat větší tok iontů ve směru elektrického pole okolo sondy stejně tak jako větší tok elektronů proti směru siločar.

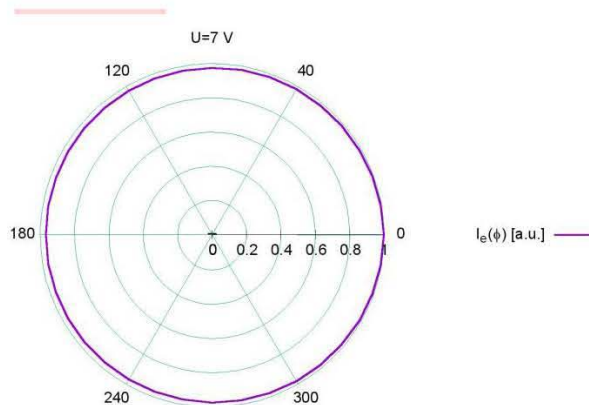


Obrázek 8: Úhlové rozdělení proudu Ar^+ na sondu s $U_s = 0 V$



Obrázek 9: Úhlové rozdělení proudu e^- na sondu s $U_s = 0$ V

Na první pohled potvrzují obrázky 6 a 7 naši hypotézu, avšak proud iontů je mírně deformovaný, což si vysvětlujeme tokem elektronů ze všech stran na sondu, s preferencí proti směru siločar, a tím vytváření lokálního prostorového náboje. Obdobnou charakteristiku má proud i pro elektrické pole na obrázku 6 (e), který je ale oproti obrázku 5 mnohem více izotropní.



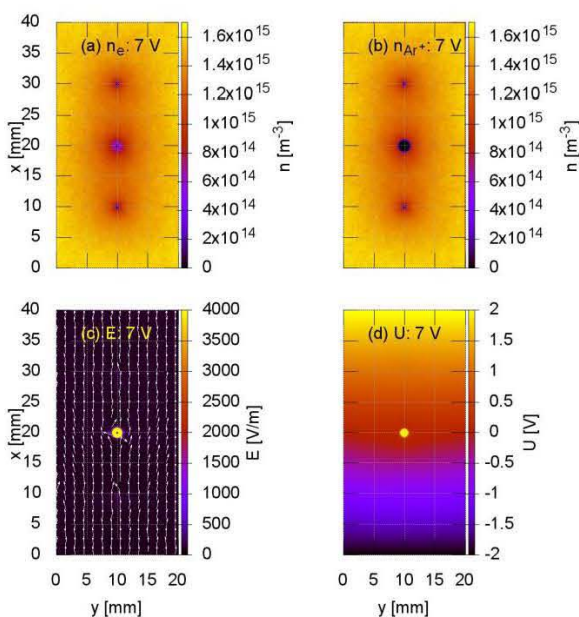
Obrázek 10: Úhlové rozdělení proudu e^- na sondu s $U_s = 7$ V

Dle našeho názoru je pro případ uvedený na obrázku 10 charakteristika elektronového proudu s velmi mírnou preferencí ze směru proti elektrickému poli jasným projevem nepřítomnosti iontů v okolí sondy a také je tento tvar ovlivněn teplotou elektronů, tedy jejich pohyblivostí. Tímto bychom zanechali verifikace modelu pomocí jedné válcové sondy pro elektro pozitivní plazma a studium toku na sondu v externím elektrickém poli. Dále přejdeme ke studiu dynamiky.

1.5.2. Soustava válcových sond – dynamika

Pro studium dynamických jevů jsme si vybrali konfiguraci tří válcových sond ležících na přímce ve směru elektrického pole. Aby nedocházelo k ovlivňování jednotlivých sond navzájem, zvolili jsme velikost pracovní oblasti 2×4 cm a sondy umístili tak, aby měly mezi sebou centimetrovou vzdálenost. Takto zvolené podmínky by měly být dostačující, jak jsme uvedli o podkapitole výše, mezi dvěma sondami by mělo být alespoň $10\lambda_D$, což jsme splnili. Avšak přítomností externího elektrického pole a naší konkrétní konfigurací je mírně ovlivněn proud jednotlivých složek plazmatu na jednotlivé sondy.

V tomto modelu jsme krajní sondy, pro sledování dynamických změn, nechali na lokálním potenciálu a zaměřili jsme se především na sondu umístěnou uprostřed. Nejprve jsme si namodelovali požadované ustálené stavy pro hodnoty napětí na střední sondě -15, 0 a 7 V, tedy jsme zachovali tyto hodnoty z předchozího případu. Pro demonstraci jsme si vybrali napětí 7 V na prostřední sondě a na následujícím obrázku je ustálený stav.



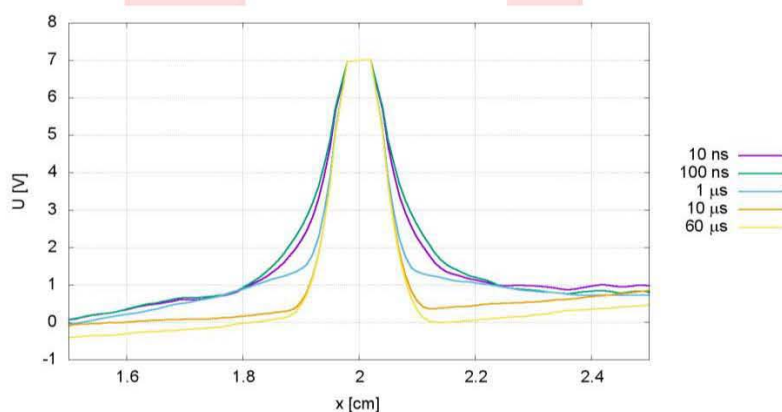
Obrázek 11: Rozložení koncentrace (a) e^- , (b) iontů Ar^+ , (c) $+$ elektrické intenzity a (d) potenciálu pro $U_s = 7 \text{ V}$

Opět uvádíme v obrázku 11 (d) omezený rozsah potenciálu. Jak se dalo očekávat, dostali jsme výsledek, který je ve shodě s jednotlivými výsledky podkapitoly 5. Výsledky pro $U_s = -15 \text{ V}$ a 0 V jsou taktéž ve shodě, ale nebudeme je zde uvádět, jelikož v nich není žádná informace navíc.

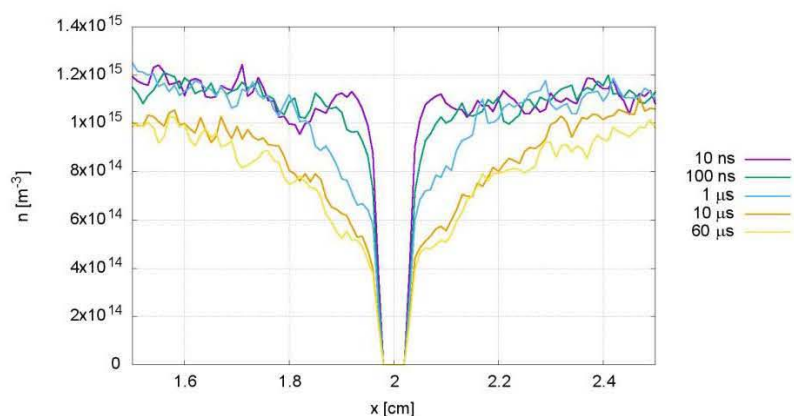
Ustálený stav jsme tedy dostali v adiabatickém přiblížení. Protože nás dále zajímal dynamický vývoj, nebylo možné využívat tohoto zjednodušení a museli jsme upravit časový krok iontů na shodný krok s elektrony. Následně jsme změnilí potenciál na prostřední sondě, sledovali vývoj ustalování potenciálu, koncentrací v okolí sondy a také vývoj jednotlivých složek proudů na jednotlivé sondy. Co se týče koncentrací a potenciálu, uvedeme zde pouze část řezu středem skrze sondy, ve kterém se zaměříme detailněji na okolí prostřední sondy. Důvod k tomu je prostý, podstatné změny se dějí právě v tomto výřezu a my je chceme zdůraznit.

1.5.3. Skok napětí na sondě z 0 V na 7 V

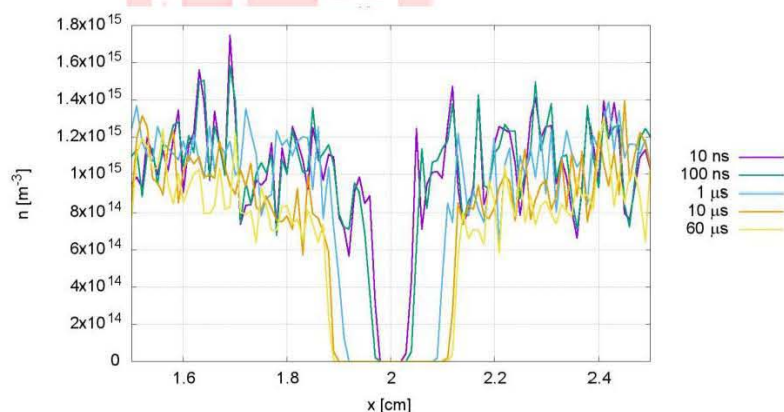
Nejprve jsme začali skokovou změnou napětí na střední sondě z 0 V na 7 V. A v následujících grafech uvádíme pro tento případ časové vývoje studovaných veličin. Časový rozsah studovaného ustalování jsme volili 60 μs , stejně jako u dalších případů.



Graf 3: Řez ustalování potenciálu pro změnu $U_{s2} = 0 \text{ V}$ na $U_{s2} = 7 \text{ V}$

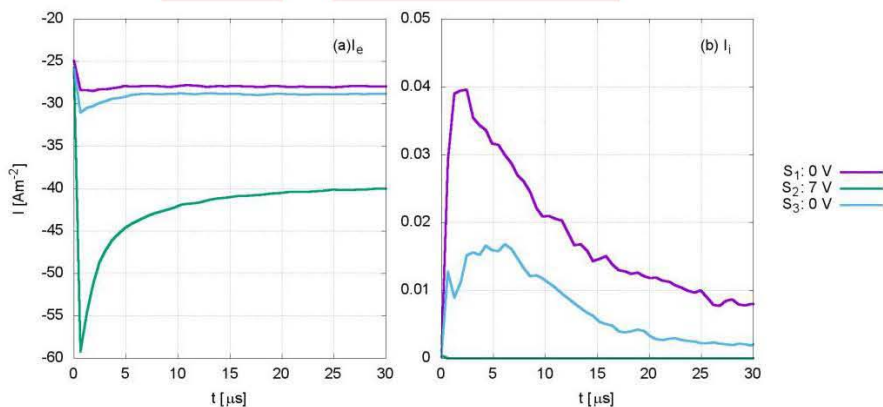


Graf 4: Řez ustalování n_e pro změnu $U_{s2} = 0 \text{ V}$ na $U_{s2} = 7 \text{ V}$



Graf 5: Řez ustalování n_{Ar^+} pro změnu $U_{s2} = 0 \text{ V}$ na $U_{s2} = 7 \text{ V}$

V grafech 4 a 5 můžeme pozorovat rozdílnou rychlost odpovědi jednotlivých na provedenou změnu. Zatímco elektrony vnímají změnu okamžitě a provádějí pozvolnou změnu, těžším iontům reakce trvá a poté provedou dosti rychlou změnu. Je nutné zde zmínit, že výsledky dynamických výpočtů jsou značně zašuměné, zvláště koncentrace, nicméně tato skutečnost nebrání správné interpretaci výsledků a je velmi obtížné, ne-li nemožné se jí zbavit. Jedním z řešení by bylo použít mnohem vyšší počet částic, což by již tak zdouhavý výpočet, přibližně 10 dní, neúnosně prodloužilo.



Graf 6: Časový vývoj proudu (a) e^- , (b) Ar^+ iontů

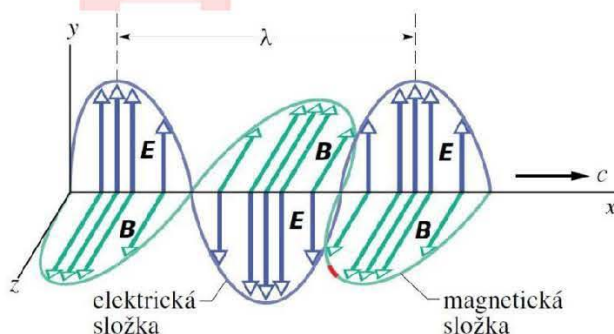
V grafu 6.6 uvádíme zkratkou S_i i-tou sondu a k ní její napětí po změně, která se udála v čase $t = 0$ s. Je zde nezbytné zmínit, že pořadí sond je uvedené ve směru externího elektrického pole. Ovlivňuje to velikost proudu na jednotlivých sondách, konkrétně první sonda bude mít vyšší iontový proud než poslední a naopak poslední bude mít vyšší elektronový proud než poslední. Ihned po změně napětí na sondě S_2 na ni přestanou dopadávat ionty, elektronový proud se zvýší a poté pomalu poklesne na ustálený stav. Zajímavější je reakce obou postranních sond, na které oba proudy narostou a postupně se ustalují. Vysvětlujeme si to odpuzováním iontů od střední sondy směrem ke krajním, u kterých se tak projeví nárůst iontového proudu a vyšší koncentrace iontů v okolí těchto sond také přitáhne více elektronů, což zvýší elektronový proud.



2. Šíření elektromagnetické vlny

2.1. ELEKTOMAGNETICKÁ VLNA

Elektromagnetická vlna je příčné vlnění tvořené elektrickým a magnetickým polem. Magnetické pole se skládá z vektorů magnetické indukce \mathbf{B} a elektrické pole z vektorů elektrické intenzity \mathbf{E} . Vektorový součin vektoru magnetické indukce a vektoru elektrické intenzity udává směr šíření této vlny. Vektory těchto dvou složek jsou navzájem kolmé a současně jsou kolmé na směr šíření. U rovinné postupné harmonické vlny mají tyto vektory stejnou frekvenci a jsou ve fázi, jak je zřejmé z obrázku 12.



Obrázek 12 - Elektromagnetická vlna

Můžeme zapsat obě pole jako sinusové funkce polohy x a času t :

$$E = E_m \sin(kx - \omega t), \quad (2.1)$$

$$B = B_m \sin(kx - \omega t), \quad (2.2)$$

kde E_m [$\text{V}\cdot\text{m}^{-1}$] a B_m [T] jsou amplitudy daných polí, k [$\text{rad}\cdot\text{m}^{-1}$] je vlnové číslo a ω [$\text{rad}\cdot\text{s}^{-1}$] je úhlový kmitočet vlny.

Rov. (2.1) popisuje elektrickou složku elektromagnetické vlny a rov. (2.2) její magnetickou složku. Poměr těchto okamžitých hodnot nám udává rychlost vlny. Všechny elektromagnetické vlny se šíří ve vakuu rychlostí světla c [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$], což je asi $3\cdot 10^8 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

$$\frac{E}{B} = c. \quad (2.3)$$

Nejkratší vzdálenost mezi místy se stejnou fází se nazývá vlnová délka a značí se λ [m]. Vypočítá se podle vztahu

$$\lambda = \frac{c}{f}, \quad (2.4)$$

kde c je rychlost světla a f [Hz] je kmitočet vlny.

2.2. Maxwellovy rovnice

Maxwellovy rovnice jsou základními rovnicemi makroskopické elektrodynamiky. Tyto rovnice popisují elektromagnetické pole v každém bodě prostoru.

První Maxwellova rovnice (obr. 13a) vychází z Ampérova zákona celkového proudu. Říká, že součet vodivého proudu indukovaného I_{ind} [A], vodivého proudu vyvolaném zdrojem I_{zdroj} a proudu posuvného $d\psi/dt$ [C], které procházejí v kladném směru plochou ohraničenou uzavřenou křivkou l [m], je roven cirkulaci vektoru intenzity magnetického pole \mathbf{H} [A·m⁻¹] po této křivce

$$\oint_l \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = I_{ind} + I_{zdroj} + \frac{d\psi}{dt}. \quad (2.5)$$

Druhá Maxwellova rovnice (obr. 13b) vyjadřuje Faradayův indukční zákon. Záporně vzatá časová změna magnetického indukčního toku $-d\phi/dt$ [Wb] plochou, která je ohraničena spojitou křivkou l , je rovna cirkulaci vektoru intenzity elektrického pole \mathbf{E} po této křivce

$$\oint_l \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\frac{d\phi}{dt}. \quad (2.6)$$

První dvě Maxwellovy rovnice nám ukazují, že elektrické a magnetické pole je pevně svázáno. První rovnice říká, že proudy jsou zdrojem magnetického pole a z druhé rovnice vidíme, že časová změna magnetického indukčního toku je zdrojem elektrického pole.

Třetí Maxwellova rovnice (obr. 13c) představuje Gaussovu větu elektrostatiky. Výtok vektoru elektrické indukce \mathbf{D} [C·m⁻²] ven z uzavřené plochy S [m²] je roven náboji Q [C] v prostoru ohraničeném S

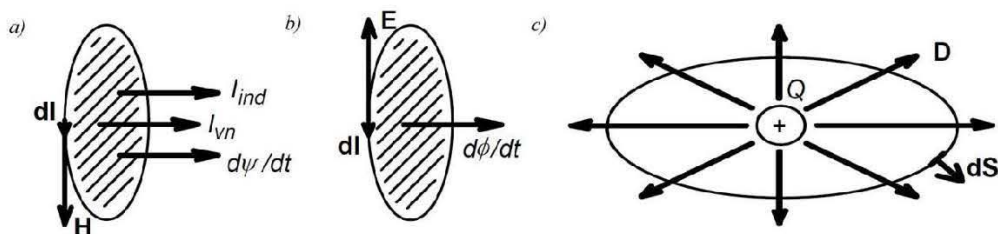
$$\oint_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = Q, \quad (2.7)$$

čili zdrojem zřídlové složky elektrického pole je prostorový náboj.

Čtvrtá Maxwellova rovnice je zákon spojitosti siločar magnetické indukce. Integrál vektoru magnetické indukce \mathbf{B} po uzavřené ploše S je roven nule

$$\oint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = 0, \quad (2.8)$$

čili zřídlové složky magnetického pole neexistují.



Obrázek 14 a) 1. Maxwellova rovnice b) 2. Maxwellova rovnice c) 3. Maxwellova rovnice

Vektory \mathbf{E} , \mathbf{H} , \mathbf{B} , \mathbf{D} a \mathbf{J} jsou vzájemně svázány materiálovými vztahy. V prostředí jehož parametry nezávisí na velikosti elektromagnetického pole a jsou stejné ve všech směrech, neboli lineárním izotropním, platí následující vztahy.

Vektor elektrické indukce \mathbf{D} je přímo úměrný vektoru elektrické intenzity \mathbf{E} , kde konstantou úměrnosti je permitivita prostředí ε [$\text{F}\cdot\text{m}^{-1}$]

$$\mathbf{D} = \varepsilon \cdot \mathbf{E}, \quad (2.9)$$

vektor magnetické indukce \mathbf{B} je přímo úměrný vektoru magnetické intenzity \mathbf{H} , přičemž konstantou úměrnosti je permeabilita prostředí μ [$\text{H}\cdot\text{m}^{-1}$]

$$\mathbf{B} = \mu \cdot \mathbf{H}, \quad (2.10)$$

vektor plošné hustoty vodivého proudu \mathbf{J} [$\text{A}\cdot\text{m}^{-2}$] je přímo úměrný vektoru elektrické intenzity \mathbf{E} , kde konstantou úměrnosti je měrná vodivost prostředí γ [$\text{S}\cdot\text{m}^{-1}$]

$$\mathbf{J} = \gamma \cdot \mathbf{E}. \quad (2.11)$$

Permitivita prostředí ε jde rozepsat jako součin permitivity vakua ε_0 a relativní permitivity prostředí ε_r (udává, kolikrát větší je permitivita daného prostředí než permitivita vakua). Permitivita je schopnost prostředí polarizovat se. Čím je větší permitivita prostředí, tím více je v něm zeslabována elektrická intenzita vnějšího pole.

Také permeabilita prostředí je součin permeability vakua μ_0 a relativní permeability μ_r . Permeabilita prostředí popisuje schopnost prostředí magnetizovat se. Čím je permeabilita větší, tím více je zesilována magnetická indukce vnějšího pole.

Převedením integrálního tvaru Maxwellových rovnic na rovnice v diferenciálním tvaru dostáváme

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{J}_{ind} + \mathbf{J}_{zdroj} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad (2.12)$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2.13)$$

$$\text{div } \mathbf{D} = \rho, \quad (2.14)$$

$$\text{div } \mathbf{B} = 0. \quad (2.15)$$

Složky vodivého proudu I_{zdroj} a I_{ind} jsou nahrazeny odpovídajícími proudovými hustotami \mathbf{J}_{zdroj} a \mathbf{J}_{ind} , náboj Q pak objemovou hustotou náboje ρ [$\text{C}\cdot\text{m}^{-3}$] [2]. Pro harmonická pole budou mít rovnice tvar

$$\text{rot } \tilde{\mathbf{H}} = \tilde{\mathbf{J}}_{ind} + \tilde{\mathbf{J}}_{zdroj} + j\omega\varepsilon\tilde{\mathbf{E}}, \quad (2.16-19)$$

$$\text{rot } \tilde{\mathbf{E}} = -j\omega\mu\tilde{\mathbf{H}},$$

$$\text{div } \tilde{\mathbf{D}} = \tilde{\rho},$$

$$\text{div } \tilde{\mathbf{B}} = 0,$$

kde vlnovka značí komplexní amplitudu, tedy fázor příslušné veličiny.

2.3. Šíření vln ve volném prostředí

Budeme předpokládat, že se pohybujeme v neomezeném lineárním homogenním izotropním prostředí s permitivitou ε , permeabilitou μ a měrnou vodivostí γ . Hustota náboje ρ a zdrojové složky proudové hustoty J_{zdroj} je nulová. Uvažovat budeme jen harmonické elektromagnetické pole o úhlovém kmitočtu ω . Vlny, které budeme zkoumat, jsou uniformní – tzn. amplituda elektrické a magnetické intenzity je na vlnoploše konstantní. Vlnoplocha je plocha, na které mají intenzita elektrického a magnetického pole konstantní fázi. Vzniklé elektromagnetické pole zaplňuje tento prostor postupně tj. šíří se v něm konečnou rychlostí, která závisí na vlastnostech prostředí.

Pro toto prostředí dostáváme tyto tvary Maxwellových rovnic

$$\text{rot } \mathbf{H} = j\omega\varepsilon\mathbf{E}, \quad (2.20-23)$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = -j\omega\mu\mathbf{H},$$

$$\text{div } \mathbf{D} = 0,$$

$$\text{div } \mathbf{B} = 0.$$

Vytvořením rotace obou stran rovnice (2-21) a dosazením za intenzitu \mathbf{H} z rovnice (2.20) dostaneme vztah

$$\text{rot rot } \mathbf{E} = -j\omega\mu \text{rot } \mathbf{H} = \omega^2\varepsilon\mu \mathbf{E}. \quad (2.24)$$

Levou stranu rovnice (2.24) lze zapsat jako

$$\text{rot rot } \mathbf{E} = \text{grad div } \mathbf{E} - \nabla^2\mathbf{E}, \quad (2.25)$$

kde symbol ∇ značí Laplaceův operátor.

V prostředí bez volných nábojů ($\rho = 0$) je podle (2.22) $\text{div } \mathbf{D} = \text{div } \mathbf{E} = 0$ a po dosazení (2.25) do (24) dostaneme vlnovou rovnici pro vektor elektrické intenzity \mathbf{E}

$$\nabla^2\mathbf{E} + k^2\mathbf{E} = 0. \quad (2.26)$$

Vektor intenzity pole \mathbf{H} je popsán vlnovou rovnicí

$$\nabla^2\mathbf{H} + k^2\mathbf{H} = 0. \quad (2.27)$$

Symbol k značí vlnové číslo

$$k^2 = -j\omega\mu(\gamma + j\omega\varepsilon) = -j\omega\mu(j\omega\varepsilon) = \omega^2\varepsilon\mu. \quad (2.28)$$

Vyřešením rovnic (2.26) a (2.27) získáme výrazy pro intenzity elektrického a magnetického pole vlny šířící se výše popsaným prostorem.

2.4. Šíření rovinné vlny

Rovinná vlna má rovnoběžné vlnoplochy, které jsou zároveň kolmé na směr šíření. Při řešení využijeme kartézskou souřadnou soustavu orientovanou tak, že směr šíření bude shodný se směrem osy z a vektor intenzity pole \mathbf{E} bude rovnoběžný s osou x . Vlnoplochami tedy budou rovina xy a roviny s ní rovnoběžné.

Nenulovou složkou elektrické intenzity bude složka E_x , jejíž amplituda se bude měnit pouze ve směru šíření, tedy osou z . Díky uniformitě vlny se amplituda na vlnoploše nebude měnit (derivace bude nulová). Proto vektorová rovnice (26) přejde v jedinou skalární rovnici.

$$\frac{d^2 E_x}{dz^2} + k^2 E_x = 0. \quad (2.29)$$

Obecné řešení diferenciální rovnice 2. řádu s konstantními koeficienty (2.29) má tvar

$$E_x = A \cdot e^{-jkz} + B \cdot e^{jkz}, \quad (2.30)$$

kde veličiny A a B jsou integračními konstantami.

Rovnice (2.30) popisuje dvě vlny šířící se opačným směrem. První člen vyjadřuje přímou vlnu v kladném směru osy z , druhý člen odraženou vlnu, která může vzniknout například odrazem od nehomogenity prostředí.

Díky nenulové vodivosti prostředí γ bude vlnové číslo komplexní veličinou, kterou můžeme zapsat

$$k = k' - jk''. \quad (2.31)$$

Po dosazení do prvního členu rovnice (2.30), popisující přímou vlnu dostáváme

$$E_{(z)} = A \cdot e^{-j(k' - jk'')z} = A \cdot e^{-k''z} \cdot e^{-jk'z}. \quad (2.32)$$

Člen $e^{-k''z}$ určuje pokles amplitudy vlny ve směru šíření z . Průchodem prostředím vlna toto prostředí ohřívá, a proto ztrácí svou energii. Složka vlnového čísla k'' je tzv. měrný útlum [m^{-1}].

Člen $e^{-jk'z}$ určuje zpoždění fáze vlny na dráze z ve směru šíření. Složka vlnového čísla k' je tzv. měrná fáze [$\text{rad} \cdot \text{m}^{-1}$].

2.5. Šíření vln na vedení

K přenosu elektromagnetické energie slouží různé vlnovodné struktury. Toto vedení realizuje vhodné okrajové podmínky a vlna se proto šíří požadovaným směrem. Vlnovodnou strukturou může být koaxiální kabel (15a), který vede signál z přijímací antény k danému zařízení, dvojlinka (15b), pomocí které se zařízení napájí ze sítě a vlnovod (15c), kterým se šíří vysokofrekvenční signál.



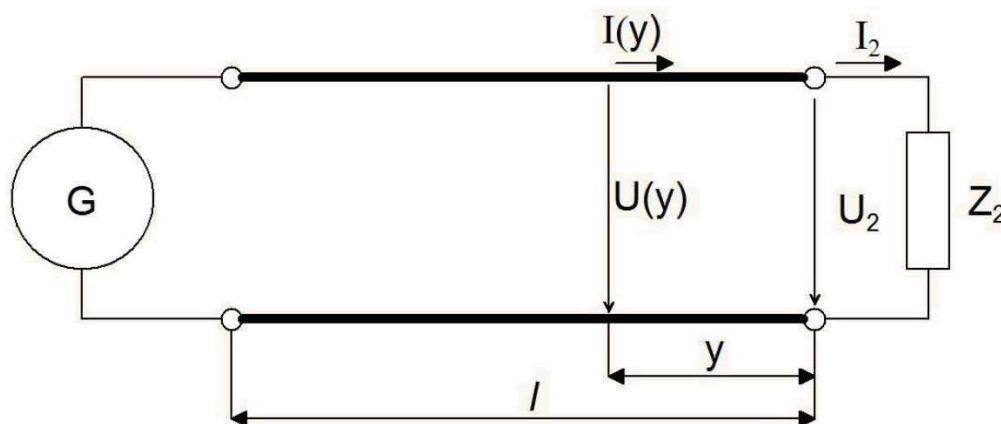
Obrázek 15 a) Koaxiální kabel. b) Dvojlinka. c) Obdélníkový vlnovod

Na vedení se může šířit více typů vln. Vlna TEM (transverzálně elektromagnetická), která nemá žádnou složku intenzity pole ve směru šíření vlny. Dále pak vlna TE (transverzálně elektrická), která má elektrickou intenzitu příčnou na směr šíření a magnetickou intenzitu rovnoběžnou se směrem šíření a vlna TM (transverzálně magnetická) se složkou elektrické intenzity ve směru šíření vlny.

Kritický kmitočet vedení nám udává nejnižší kmitočet vlny, při kterém se vlna může šířit vedením. Při nižším kmitočtu se vlna vedením nešíří (odráží se zpět).

2.6. Homogenní ztrátové vedení

Homogenní vedení má primární parametry konstantní po celé délce vedení. Primární parametry jsou měrný odpor R_0 [$\Omega \cdot m^{-1}$] (odpor obou vodičů vedení na jednotku délky), měrná příčná vodivost G_0 [$S \cdot m^{-1}$] (vodivost mezi oběma vodiči vedení na jednotku délky), měrná indukčnost L_0 [$H \cdot m^{-1}$] (indukčnost jednotkové délky vedení), měrná kapacita C_0 [$F \cdot m^{-1}$] (kapacita mezi vodiči vedení na jednotku délky).



Obrázek 16 Homogenní vedení

Pro vedení, napájeného z generátoru G a zatíženého impedancí Z_2 (obrázek 16), je odvozen vztah pro napětí ve vzdálenosti y od konce vedení

$$U(y) = U_2 \cosh(\gamma y) + Z_V I_2 \sinh(\gamma y), \quad (2.33)$$

kde U_2 je fázor napětí na konci vedení a I_2 je fázor proudu na konci vedení.

Konstanta šíření γ [m^{-1}] a vlnová impedance Z_V [Ω] jsou tzv. sekundární parametry vedení a jsou vyjádřeny vztahy

$$\gamma = \sqrt{(R_0 + j\omega L_0)(G_0 + j\omega C_0)} = \beta + j\alpha, \quad (2.34)$$

$$Z_V = \sqrt{\frac{R_0 + j\omega L_0}{G_0 + j\omega C_0}} = Z_V \cdot e^{j\varphi_V}. \quad (2.35)$$

kde $\omega = 2\pi f$ [s^{-1}] je úhlový kmitočet, β [m^{-1}] je měrný útlum a α [m^{-1}] je měrný posuv (fázová konstanta).

Úpravou a zavedením exponenciálních funkcí dostaneme z rovnice (2.33)

$$U(y) = \frac{U_2 + Z_V I_2}{2} e^{\gamma y} + \frac{U_2 - Z_V I_2}{2} e^{-\gamma y} = \quad (2.36)$$

$$= U_{p2} \cdot e^{\gamma y} + U_{z2} \cdot e^{-\gamma y},$$

kde U_{p2} je fázor napětí postupné vlny na konci vedení a U_{z2} je fázor zpětné vlny na konci vedení.

Ze vztahu (2.36) je zřejmé, že fázor výsledného napětí napěťové vlny je dán superpozicí postupné a odražené vlny. Amplituda vlny se exponenciálně zmenšuje vlivem měrného útlumu β a argument se mění v důsledku měrného posuvu α .

Vyjádříme-li ve vztahu (2.36) proud pomocí zatěžovací impedance Z_2 ($I_2 = U_2 / Z_2$), vyplývá odtud, že při zakončení konce vedení vlnovou impedancí ($Z_2 = Z_V$) existuje na vedení pouze postupná vlna. To znamená, že nedochází k odrazu (výkon se přenáší pouze požadovaným směrem) a vedení se v tomto případě nazývá přizpůsobené.

V případě obecné zátěže Z_2 dochází k odrazu vlny od konce vedení. Míru tohoto odrazu nazýváme činitel odrazu

$$\rho_2 = \frac{Z_2 - Z_V}{Z_2 + Z_V} = \rho_2 \cdot e^{j\delta_2}, \quad (2.37)$$

kde ρ_2 je poměr amplitud zpětné a postupné vlny (U_z / U_p) a δ_2 je jejich fázový rozdíl.

Rychlost šíření přímé a odražené vlny se nazývá fázová rychlost v_f [$m \cdot s^{-1}$] a je vyjádřena vztahem

$$v_f = \frac{\omega}{\alpha}. \quad (2.38)$$

Tato rychlost závisí na parametrech vedení a je vždy menší než rychlost šíření elektromagnetické vlny ve vakuu c .

Činitel zkrácení k se vyjádří jako poměr délky vlny na vedení λ ku délce vlny ve vakuu λ_0 a běžná hodnota se pohybuje v rozsahu hodnot 0,4 – 0,9 [4].

2.7. Bezeztrátové vedení

Je takové vedení kde se primární parametry R_0 a G_0 rovnají nule, nebo jsou zanedbatelné (v praxi pro krátká vedení).

Díky tomu, že nedochází k útlumu má konstanta šíření nulovou reálnou složku

$$\gamma = \sqrt{(j\omega)^2 L_0 C_0} = j\alpha, \text{ kde} \quad (2.39)$$

$$\alpha = \omega \cdot \sqrt{L_0 C_0}. \quad (2.40)$$

Vlnová impedance je reálná a nazývá se vlnovým odporem R_V [Ω]

$$Z_V = R_V = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}}. \quad (2.41)$$

Fázová rychlost vlny na tomto vedení je vyjádřena vztahem

$$v_f = \frac{1}{\sqrt{L_0 \cdot C_0}} \quad (2.42)$$

V praxi se často používá její převrácená hodnota, která udává měrné časové zpoždění vlny na vedení τ [s·m⁻¹] [4]

$$\tau = \frac{1}{v_f} = \sqrt{L_0 \cdot C_0} \quad (2.43)$$

2.8. Odrazy na bezeztrátovém vedení

Je-li na vstup bezeztrátového vedení přiveden harmonický signál, postupuje vedením netlumená vlna napětí U a proudů I fázovou rychlostí v_f ve směru vedení. Pokud je vedení zakončené zátěží o obecné impedanci Z_2 , dojde k odrazu a část energie se začne vracet fázovou rychlostí na vstup vedení. K odrazu nedojde, když je vedení zakončené vlnovou impedancí Z_V .

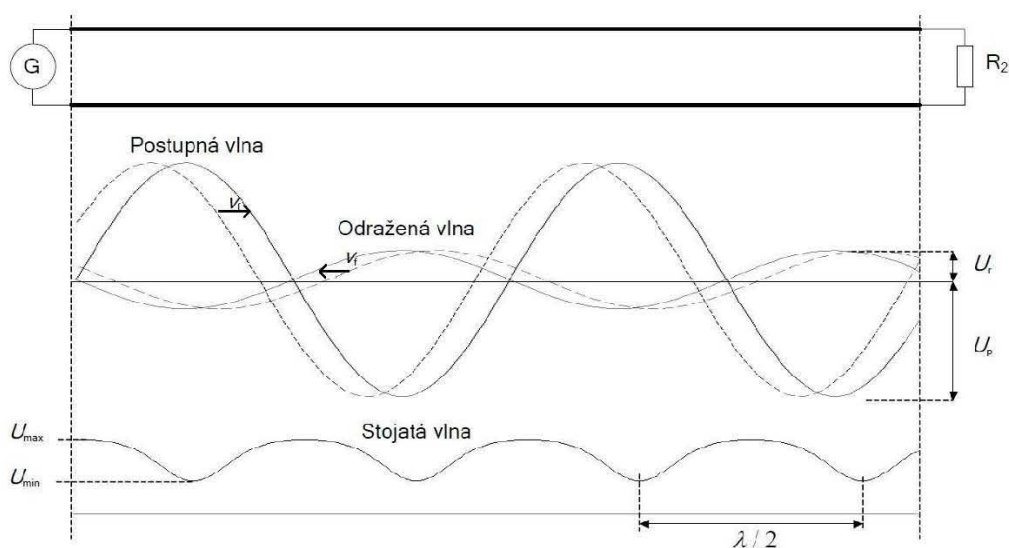
Superpozicí postupné a odražené vlny vzniká stojaté vlnění. V místě, kde se postupná a odražená vlna potkají se stejnou fází, se jejich amplitudy sčítají a vznikají kmitny (maxima). V místech, kde mají opačnou fázi, se jejich amplitudy odečítají a vznikají uzly (minima). Mezi kmitnami a uzly je vzdálenost $\lambda/2$, viz obrázek 17. V uzlech proudů se nacházejí kmitny napětí a naopak.

Při reálné zátěži R_2 je u bezeztrátového vedení činitel odrazu čistě reálný a je dán vztahem

$$\rho_2 = \frac{U_{rm}}{U_{pm}} = \frac{R_2 - R_V}{R_2 + R_V} \quad (2.44)$$

kde U_{rm} je amplituda zpětné vlny a U_{pm} je amplituda postupné vlny.

Při dokonalém přizpůsobení, což znamená, že R_2 se rovná R_V , je hodnota činitele odrazu nulová, kdy $U_r = 0$. Při zakončení vedení nakrátko ($R_2=0$) je činitel odrazu roven -1, při zakončení naprázdno ($R_2 \rightarrow \infty$) je činitel odrazu roven +1. V posledních dvou případech dochází k totálnímu odrazu, při kterém je amplituda postupné a zpětné vlny stejná ($U_{pm} = U_{rm}$).



Obrázek 17 Vznik stojatých vln na nepřizpůsobeném bezztrátovém vedení

Poměr maxima a minima stojatého vlnění se nazývá poměr stojatých vln (PSV), anglicky standing wave ratio (SWR) a vypočítá se dle vztahu

$$PSV = \frac{U_{max}}{U_{min}} = \frac{1 + |\rho_2|}{1 - |\rho_2|} \quad (2.45)$$

Chování vstupní impedance z hlediska změn zatěžovací impedance:

- Přizpůsobené vedení ($Z_2 = Z_V$)
- Vedení naprázdno ($Z_2 \rightarrow \infty$)
- Vedení nakrátko ($Z_2 \rightarrow 0$)

Při přizpůsobeném vedení je libovolně dlouhé vedení zakončeno vlnovou impedancí, kdy $\rho_2 = 0$. Pak je vstupní impedance rovna vlnové impedanci [4]

$$Z_1 = Z_V. \quad (2.46)$$

Při vedení naprázdno harmonická vlna vyvolá na konci vedení kmitnu napětí a uzel proudu. Dochází k totálnímu odrazu přímé vlny. Vlna proudu a napětí jsou vzájemně posunuty o 90° a vstupní impedance má čistě imaginární charakter a její velikost je závislá na délce vedení l

$$Z_{10} = -j \cdot Z_V \cdot \cot\left(2\pi \frac{l}{\lambda}\right). \quad (2.47)$$

Je-li vlnová délka vlny dostatečně větší než délka vedení $\lambda \gg l$ (krátké vedení), lze vstupní impedance vyjádřit

$$Z_{10} = -j \cdot Z_V \cdot \cot\left(\frac{2\pi \alpha l}{2\pi \lambda}\right) = -j \sqrt{\frac{L_0}{C_0}} \cdot \cot(\alpha l). \quad (2.48)$$

S využitím vztahu (2.40) a náhradou

$$\cot(x)|_{x \rightarrow 0} \doteq \frac{1}{x} \quad (2.49)$$

Platí pro vstupní impedanci vztah

$$\mathbf{Z}_{10} = -j \sqrt{\frac{L_0}{C_0}} \cdot \frac{1}{\omega \cdot l \cdot \sqrt{L_0 C_0}} = \frac{1}{j\omega \cdot l \cdot C_0} \quad (2.50)$$

Je zřejmé, že pro krátká vedení lze měřením vstupní impedance při výstupu naprázdno určit hodnotu primárního parametru C_0 .

Při vedení nakrátko vyvolá harmonická vlna na zkratovaném vedení kmitnu proudu a uzel napětí. Při tomto zakončení dochází k totálnímu odrazu přímé vlny. Vlna napětí a proudu jsou posunuty o -90° . Vstupní impedanci lze vyjádřit vztahem

$$\mathbf{Z}_{1k} = j \cdot \mathbf{Z}_V \cdot \tan\left(2\pi \frac{l}{\lambda}\right) \quad (2.51)$$

Jde-li o krátké vedení, lze opět odvodit

$$\mathbf{Z}_{1k} = j \cdot \mathbf{Z}_V \cdot \tan\left(\frac{2\pi\alpha l}{2\pi}\right) = j \sqrt{\frac{L_0}{C_0}} \cdot \tan(\alpha l) \quad (2.52)$$

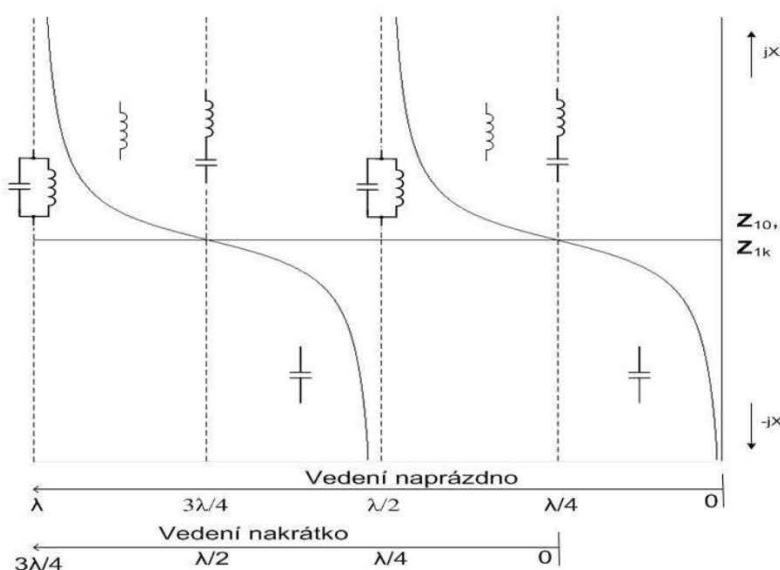
a s využitím vztahu (2.40) a náhradou

$$\tan(x)|_{x \rightarrow 0} \doteq x \quad (2.53)$$

je vstupní impedance

$$\mathbf{Z}_{1k} \doteq j \sqrt{\frac{L_0}{C_0}} \cdot \omega l \sqrt{L_0 C_0} = j\omega L_0 l \quad (2.54)$$

Je zřejmé, že pro krátká vedení lze měřením impedance při zakončení nakrátko určit hodnotu primárního parametru L_0 .



Obrázek 18 Závislost vstupní impedance vedení zatíženého naprázdno a nakrátko na jeho délce

Průběh vstupní impedance vedení naprázdno a nakrátko v závislosti na jeho délce je zobrazeno v grafu na obrázku 18.

Vstupní impedance Z_{10} bezztrátového vedení naprázdno je imaginární a závisí podle vztahu (2.47) na délce vedení l , viz tabulka 6.

Tabulka 6 Závislost vstupní impedance Z_{10} na délce vedení l

Délka vedení l	Vstupní impedance Z_{10}
$0 < l < \lambda/4$	kapacitní charakter
$l = \lambda/4$	nulová a chová se jako sériový rezonanční obvod
$\lambda/4 < l < \lambda/2$	induktivní charakter
$l = \lambda/2$	nekonečná a chová se jako paralelní rezonanční obvod

Vstupní impedance Z_{1k} bezztrátového vedení nakrátko je také imaginární a podle vztahu (2.51) závisí na délce vedení l , viz tabulka 7.

Tabulka 7 Závislost vstupní impedance Z_{1k} na délce vedení l

Délka vedení l	Vstupní impedance Z_{1k}
$0 < l < \lambda/4$	induktivní charakter
$l = \lambda/4$	nekonečná a chová se jako paralelní rezonanční obvod
$\lambda/4 < l < \lambda/2$	kapacitní charakter
$l = \lambda/2$	nulová a chová se jako sériový rezonanční obvod

Hodnota vstupní impedance se mění plynule se změnou délky vedení a opakuje se periodicky po $\lambda/2$ [4].

2.9. Návrh testovacího pracoviště

Laboratorní úloha je rozdělena na tři části. V první části se měří poměr stojatých vln (PSV) a následně se pomocí vztahu (2.45) dopočítá činitel odrazu ρ_2 pro různá zakončení měřeného vedení. Toto zakončení může být naprázdno, nakrátko, přizpůsobené měřenému vedení nebo mít hodnotu impedance 150Ω . Ve druhé části se měří rozložení napětí podél měřeného koaxiálního vedení pro zakončení nakrátko, naprázdno a přizpůsobené zakončení. Z měřeného napětí se potom dopočítá poměr stojatých vln pomocí vztahu (2.45). Ve třetí části se měří závislost vstupní impedance na kmitočtu při zakončení pahýlu nakrátko a naprázdno.

Při návrhu rozložení laboratorní úlohy je důležité, aby pracoviště bylo přehledné a názorné pro studenty a zároveň zabíralo co nejméně místa.



Obrázek 18 Návrh pracoviště

Na obrázku 18 je návrh rozložení celého pracoviště. Na horní polici se měří první část laboratorní úlohy a další dvě části se měří na dolním přípravku.

2.9.1. Poměr stojatých vln PSV

Měřením se zkoumá hodnota PSV měřeného vedení při čtyřech různých zakončeních zatěžovacích impedancí. Skládá se z generátoru (vysílač CB) a jeho zdroje, potom z digitálního PSV metru, měřeného vedení a přípravku se zatěžovacími impedancemi. Měřené vedení je tvořeno koaxiálním kabelem RG-58, které je zakončeno naprázdno, nakrátko, impedancí $R_{Z2} = 150 \Omega$ nebo je přizpůsobené, což je v tomto případě impedance $R_{Z1} = 50 \Omega$, viz obrázek 8.



Obrázek 19 - Blokové schéma pro měření PSV

Stiskem klíčovacího tlačítka na mikrofonu vysílače se aktivuje generátor a PSV metr ukazuje přímo hodnotu PSV. V původní úloze se měří PSV pomocí reflektometru HP 1000-S, na kterém se nejdříve musí pro každé měření nastavit referenční úroveň. Reflektometr se skládá ze dvou měřících přístrojů. Na jednom z nich se nastavuje referenční úroveň a na druhém se odečítá hodnota PSV. Proto je tento reflektometr nahrazen digitálním PSV metrem, který hodnotu PSV zobrazí přímo na displeji. To je pro studenty přehlednější a rychlejší. Přípravek pro zatěžovací impedance bude tvořen N-konektorem a jednotlivá zakončení se budou přepojovat.

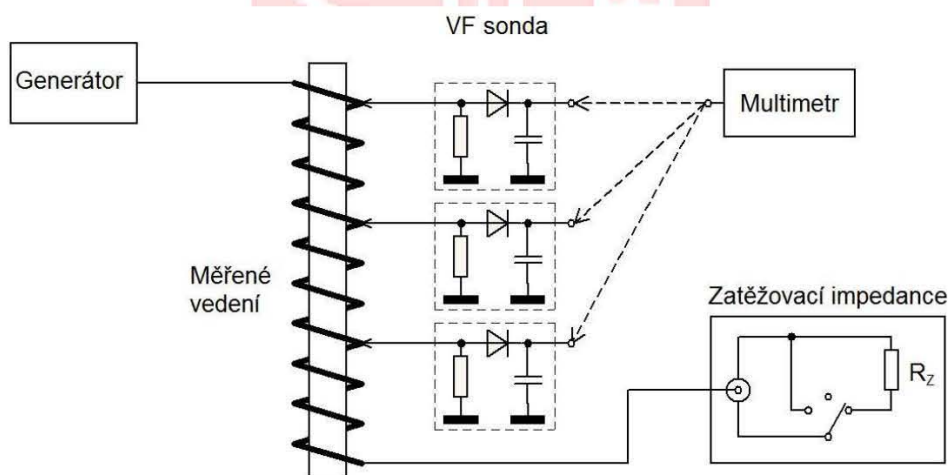
Pro měření bude použit digitální PSV metr RED DOT model 2016A (obr. 20), který může měřit frekvence od 1,6 MHz do 60 MHz. Je napájen ze tří AAA baterií a měří kromě poměru stojatých vln i efektivní a maximální hodnotu přenášeného výkonu.



Obrázek 20 Digitální PSV metr RED DOT

2.9.2. Rozložení napětí podél vedení

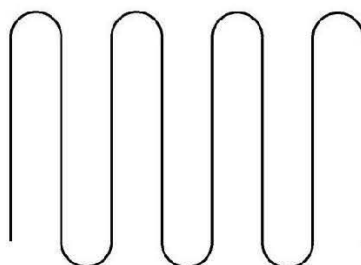
Pomocí vysokofrekvenčních sond připojených k multimetru se měří napětí v různých bodech měřeného vedení, které je zase tvořeno koaxiálním vedením RG-58. Multimetr se přepojuje postupně na další vysokofrekvenční sondy, které jsou po celé délce měřeného napětí. Měření se provádí pro tři různá zakončení tohoto vedení, viz obrázek 21.



Obrázek 21 Blokové schéma pro měření napětí podél vedení

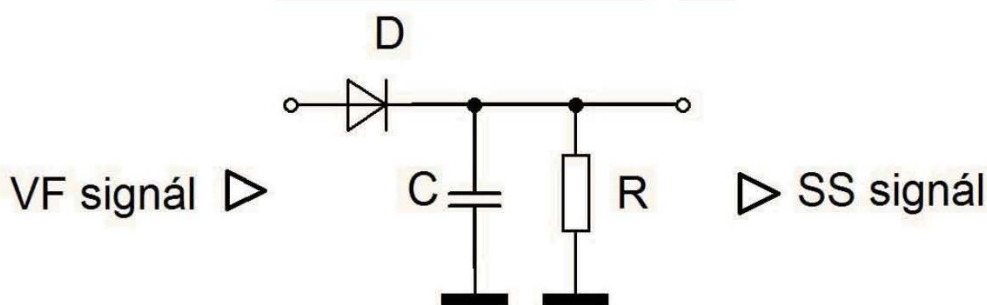
Z generátoru se přivádí signál na koaxiální kabel, který je zakončen zatěžovací impedancí. Ta je zhotovena z BNC konektoru. Oproti původní laboratorní úloze je kmitočet vstupního signálu zvýšen, díky tomu se zkrátí délka měřeného vedení. Pro větší úsporu místa je koaxiální kabel navinut na válci, kdežto původně je rozložen na desce, viz obrázek 22. Původní rozvržení měřeného vedení není moc mechanicky pevné a i při menším pohybu vznikají nepřesnosti v měření. Proto musí být celá konstrukce bytelnější. Podél vedení jsou rozloženy F-konektory ve tvaru písmene T a na každou odbočku je připojena vysokofrekvenční sonda, která převede vysokofrekvenční signál na stejnosměrný signál. Přes BNC konektor se na jednotlivé

vysokofrekvenční sondy připojuje multimetr, který zobrazuje úroveň signálu. V původní úloze se multimetr připojuje přes banánky do jednotlivých zdírek podél vedení, to však způsobovalo nepřesnost měření. Nové uspořádání zajistí, že laboratorní měření bude méně zatěžováno okolními vlivy a měření bude přesnější.



Obrázek 22 Rozložení původního koaxiálního vedení

Vysokofrekvenční sonda (obr. 23) je detektor maximální hodnoty napětí. Je tvořen vhodně polarizovanou diodou a RC členem. Jako nejvhodnější diody pro tuto sondu jsou Schottkyho diody nebo hrotové germaniové diody. Aby sonda určovala maximální hodnotu vysokofrekvenčního signálu, musí být vybíjecí časová konstanta $\tau_v = R \cdot C$ dostatečně velká, aby napětí na kondenzátoru nekleslo po dobu, která je potřeba pro měření napětí podél vedení [5].

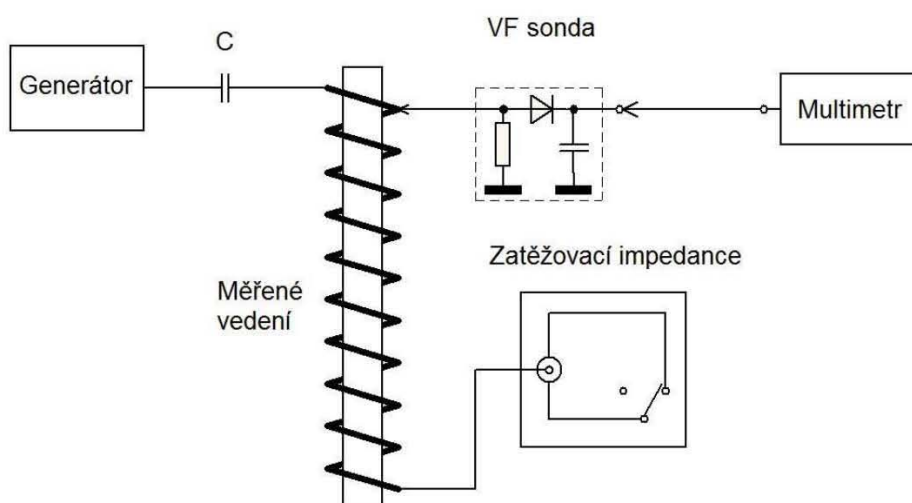


Obrázek 23 Vysokofrekvenční sonda

Jako vysokofrekvenční sonda bylo vyzkoušeno více možností zapojení, ale z měřených výsledků se nejlépe jevílo zapojení uvedeno na obrázku 23.

2.9.3. Frekvenční závislost vstupního napětí

Měření frekvenční závislosti se měří na stejném přípravku jako předchozí měření. Multimetr se ovšem připojí jen na první vysokofrekvenční sondu a tím se tedy měří vstupní napětí zkoumaného koaxiálního vedení. Zbytek koaxiálního vedení se chová jako paralelně připojený pahýl, který je zakončen naprázdno nebo nakrátko, viz obrázek 24.



Obrázek 24 Blokové schéma pro měření frekvenční závislosti vstupního napětí

Rozmítání frekvence vstupního signálu způsobuje změnu vlnové délky λ a proto paralelně připojený pahýl mění hodnotu vstupní impedance a tedy i vstupního napětí. Přípravek se zatěžovacími impedancemi je stejný jako v předchozích měřeních, ale tentokrát zkoumáme vedení jen v případech zakončení naprázdno nebo nakrátko.

2.10. Výsledky měření

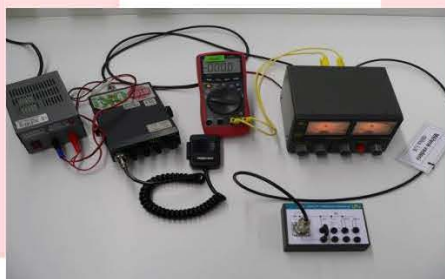
Měření poměru stojatých vln se provádí tak, že po zapojení požadované zatěžovací impedance se zmáčkne klíčovací tlačítko na mikrofonu vysílače a na displeji PSV metru se ukáže hodnota PSV.

Změna oproti návrhu spočívá v tom, že měřené vedení je umístěno před PSV metru a ten je tak blíže k zakončení. Dále se využil napájecí zdroj, který je u této části laboratorní úlohy, a pomocí DC/DC měniče je napájen i digitální PSV metr, který byl na baterie.

Na vysílači se nastaví kanál číslo 5, což odpovídá frekvenci 27,015 MHz. PSV metr po zapnutí tlačítka ihned měří procházející výkon, špičkový výkon a poměr stojatých vln. Na displeji se střídají tyto tři hodnoty pořád dokola " + XXX P " (procházející výkon), " : XXX P " (špičkový výkon) a " XXX Γ " (poměr stojatých vln). Při dalším zmáčknutí tlačítka bude PSV metr ukazovat jen měřenou veličinu, která je aktuálně na displeji.

2.10.1. Původní rozložení

Původní rozložení lze vidět na obrázku 25. To se skládá z vysílače a jeho zdroje, reflektometru, měřeného vedení, přípravku se zatěžovacími impedancemi a multimetru.



Obrázek 25 Původní rozložení pro měření PSV

Hodnoty naměřené na tomto zapojení laboratorní úlohy jsou uvedeny v tabulce 8.
Tabulka 8 Naměřené hodnoty na původním zapojení

$R_2 [\Omega]$		0	∞	150	50
Naměřeno	PSV	20	∞	3	1,45
	ρ_2	0,905	1	0,5	0,18
Teoreticky	PSV	∞	∞	3	1
	ρ_2	-1	1	0,5	0

2.10.2. Nové rozložení

Realizace nového rozložení první části laboratorní úlohy je vidět na vrchní polici (obr. 26).



Obrázek 26 Nové rozložení laboratorní úlohy

Hodnoty naměřené na nové realizaci měření poměru stojatých vln jsou v tabulce 9.

Tabulka 9 Naměřené hodnoty na novém zapojení

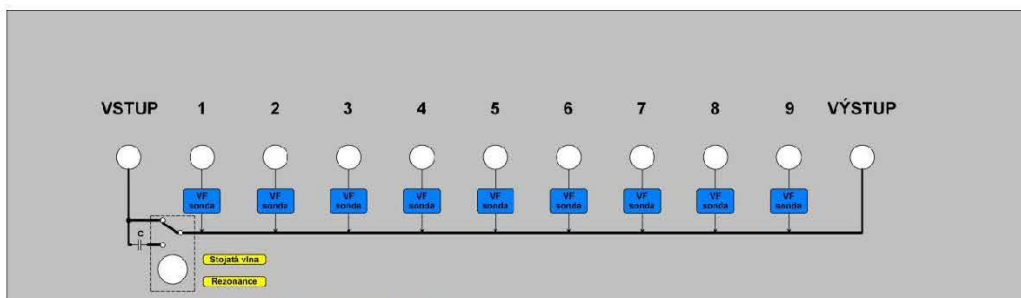
$R_2 [\Omega]$		0	∞	150	50
Naměřeno	PSV	19,9	∞	2,8	1,02
	ρ_2	0,904	1	0,474	0,010
Teoreticky	PSV	∞	∞	3	1
	ρ_2	-1	1	0,5	0

Digitální PSV metr RED DOT měří poměr stojatých vln od 1 do 19,9. Vzhledem k tomu, že zakončení se zkratem není dokonalé a má nepatrný odpor, ukazuje přístroj hodnotu právě hodnotu 19,9, zatímco teoretická hodnota PSV je nekonečno.

2.10.3. Měření napětí podél vedení

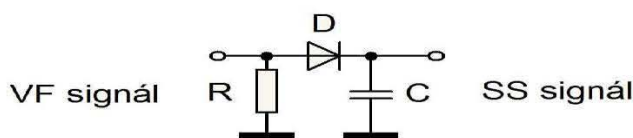
Toto měření se provádí nastavením generátoru na hodnotu 19 MHz a přeprnutí spínače na panelu přípravku do polohy "Stojatá vlna". Poté se pro různá zakončení postupně připojuje multimetr na všechny sondy, které jsou vyvedeny na panel. Zakončení tohoto vedení je také na tomto panelu, viz obr. 20 spodní police.

Výraznou změnou oproti návrhu je panel z průhledného plexiskla, který je před přípravkem měřeného vedení. Na tomto panelu jsou pomocí BNC konektorů vyvedeny vysokofrekvenční sondy, vstup a výstup vedení. Také je zde přepínač, který připojuje kondenzátor potřebný ve třetí části této laboratorní úlohy. Počet bodů, ve kterých se měří napětí je snížen z jedenácti na devět kvůli nedostatku místa, ale na výsledný průběh napětí to má zanedbatelný vliv díky zvýšení frekvence. Na panelu je zároveň názorně schematicky zobrazeno zapojení měřeného koaxiálního vedení (obr. 27).



Obrázek 27 Schéma na panelu z plexiskla

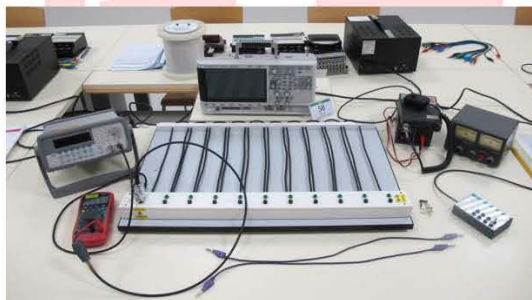
Vysokofrekvenční sonda je nově tvořena vhodně polarizovanou spínací diodou 1N4148 a za ní je paralelně připojen keramický kondenzátor o kapacitě 1 nF, který je nabíjen usměrněným napětím z diody. Sondu dále tvoří rezistor o odporu 100 k Ω , který je paralelně připojen před diodu (obr. 28). Tento rezistor má využití ve třetí části úlohy při měření frekvenční závislosti.



Obrázek 28 Nově navržená VF sonda

2.10.3.1. Původní rozložení

Na obrázku 23 je vidět původní zapojení měření napětí podél vedení. Měřené vedení je rozloženo na desce a VF sonda je připojována přes banánky. Vedení je pod bílou lištou odizolováno a banánkové kontakty jsou k vedení připájeny. Dále je zde osciloskop, na kterém je zobrazen časový průběh vstupního signálu.

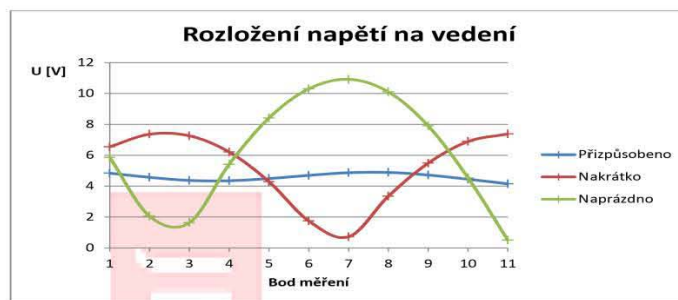


Obrázek 29 Původní zapojení laboratorní úlohy

Hodnoty naměřené na původním přípravku jsou v tabulce 5. Tyto hodnoty jsou naměřeny při frekvenci vstupního signálu 15 MHz. Průběh tohoto napětí je na obrázku 29.

Tabulka 10 Naměřené hodnoty napětí na původním přípravku

R_z [Ω]	bod	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	PSV
	U	6,55	7,36	7,26	6,21	4,29	1,75	0,72	3,35	5,49	6,89	7,38	10,25
0	[V]	5,86	2,06	1,63	5,41	8,41	10,3	10,92	10,1	7,9	4,54	0,5	21,84
50		4,84	4,57	4,37	4,35	4,49	4,7	4,87	4,89	4,72	4,45	4,15	1,18



Obrázek 30 Rozložení napětí na vedení na původním přípravku

2.10.3.2. Nové rozložení

Na obrázku 30 je nově realizované měření rozložení napětí podél vedení. Přípravek s vedením je navinut na válci a sondy jsou vyvedeny do panelu (obr. 31).



Obrázek 31 Nové rozložení měření napětí podél vedení



Obrázek 32 Nový přípravek měřeného vedení

Hodnoty naměřené na novém přípravku jsou v tabulce 11. Tyto hodnoty jsou naměřené při frekvenci vstupního signálu 19 MHz. Průběh tohoto napětí je na obrázku 33.

Tabulka 11 Naměřené hodnoty napětí na novém přípravku

R_2 [Ω]	bod	1	2	3	4	5	6	7	8	9	PSV
∞	U [V]	4	7,42	8,93	8,07	5,05	0,85	3,15	6,84	8,81	10,51
0		7,07	4,36	0,79	3,07	6,4	7,97	7,4	4,89	1,16	10,09
50		4,65	4,62	4,42	4,28	4,2	4,25	4,32	4,24	4,1	1,13



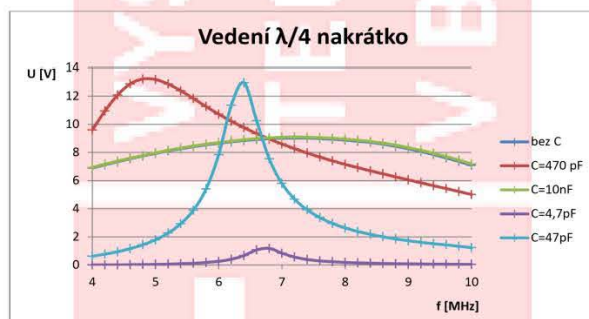
Obrázek 33 Rozložení napětí na vedení na novém přípravku

Měření rozložení napětí podél vedení se provádělo pro více frekvencí vstupního signálu, viz příloha B. Pro nízké frekvence by muselo být použito delší měřené vedení, naopak pro vysoké frekvence vznikaly ve vedení nechtěné odrazy, které deformovaly průběh zkoumaného signálu.

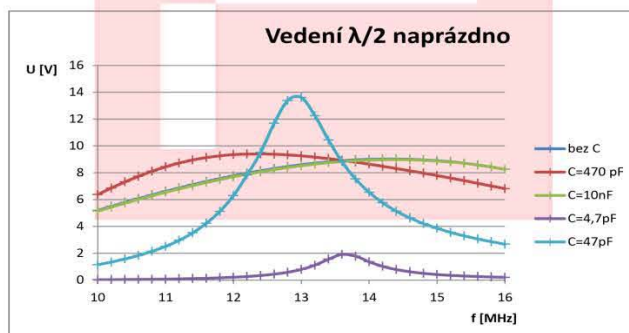
2.10.4. Měření frekvenční závislosti vstupního napětí

Měření se provádí na stejném přípravku jako druhá část laboratorní úlohy (obr. 36). Přepínač na panelu se přepne do polohy "Rezonance", tím se před vedení sériově připojí oddělovací kondenzátor. Multimetr se připojí k první VF sondě a měří se napětí při rozmitání frekvence vstupního signálu a daném zakončení vedení.

Kondenzátor se do obvodu připojuje proto, že zvyšuje činitel jakosti rezonančního obvodu. Mění i rezonanční kmitočet, protože mění časovou konstantu RC. Díky kondenzátoru je snadnější najít rezonanční kmitočet ve výsledném průběhu. Vliv kondenzátoru na průběh napětí rezonančním obvodem lze vidět na obrázku 34 a obrázku 35.



Obrázek 34 Průběh napětí s různými kondenzátory při zakončení nakrátko



Obrázek 35 Průběh napětí s různými kondenzátory při zakončení naprázdno

Průběhy napětí pro zapojení s kondenzátorem 10 nF a zapojení bez kondenzátoru jsou stejné. Dále musí být ve vysokofrekvenční sondě připojen již výše zmíněný rezistor o hodnotě 100 k Ω (obr. 35). Ten se uplatní při měření vedení $\lambda/2$ naprázdno.

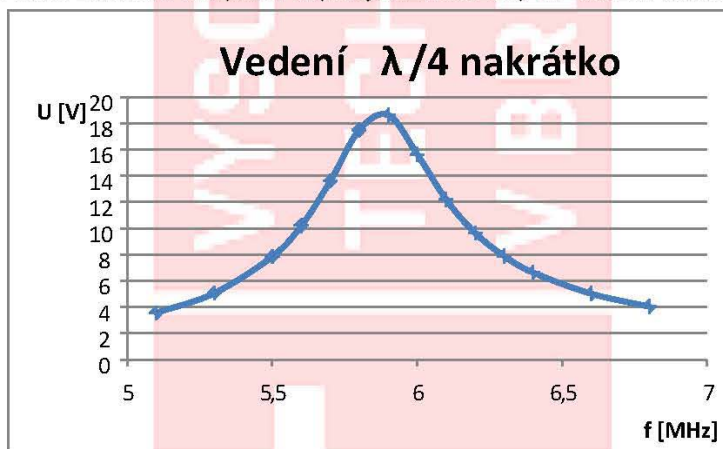
2.10.4.1. Původní rozložení

Zapojení je stejné jako na obrázku 28. Při měření se také připojoval přepínačem kondenzátor a sonda byla připojena na první měřící uzel. Naměřené hodnoty původního zapojení jsou v tabulce 12.

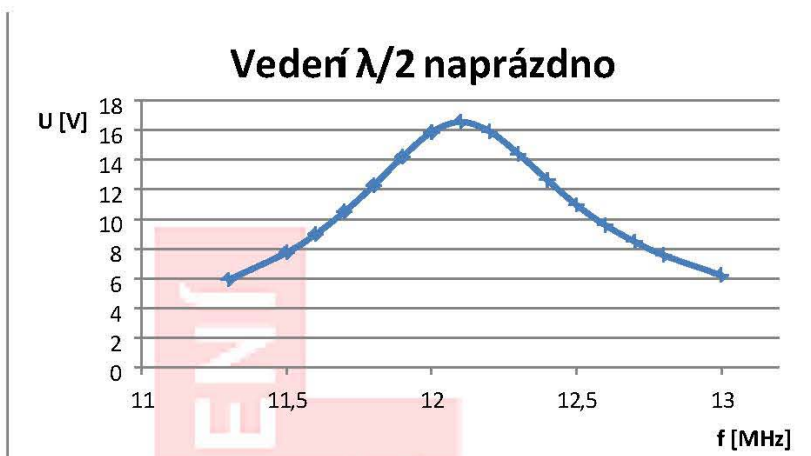
Tabulka 12 Naměřené hodnoty frekvenční závislosti vstupního napětí na původním přípravku

I = $\lambda/4$ nakrátka	f [MHz]	5,1	5,3	5,5	5,6	5,7	5,8	5,9	6	6,1	6,2
	U [V]	3,56	5,06	7,85	10,2	13,59	17,48	18,62	15,63	12,18	9,64
	f [MHz]	6,3	6,4	6,6	6,8						
	U [V]	7,88	6,63	5,02	4,04						
I = $\lambda/2$ naprázdno	f [MHz]	11,3	11,5	11,6	11,7	11,8	11,9	12,0	12,1	12,2	12,3
	U [V]	5,92	7,75	8,98	10,51	12,27	14,2	15,86	16,55	15,91	14,39
	f [MHz]	12,4	12,5	12,6	12,7	12,8	13,0				
	U [V]	12,64	10,96	9,59	8,5	7,58	6,22				

Průběhy frekvenční závislosti vstupního napětí jsou zobrazeny na obrázku 30 a obrázku 31.



Obrázek 36 Frekvenční závislost vstupního napětí vedení $\lambda/4$ nakrátka na původním přípravku



Obrázek 37 Frekvenční závislost vstupního napětí vedení $\lambda/2$ naprázdno na původním přípravku

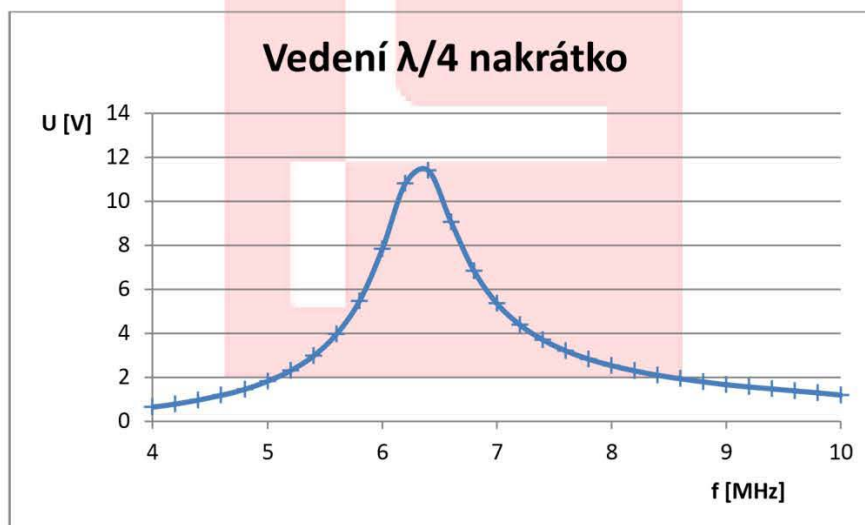
2.10.4.2. Nové rozložení

Měření se provádí na stejném přípravku jako měření rozložení napětí podél vedení (obr. 36). Hodnoty naměřené na tomto novém přípravku jsou uvedeny v tabulce 13.

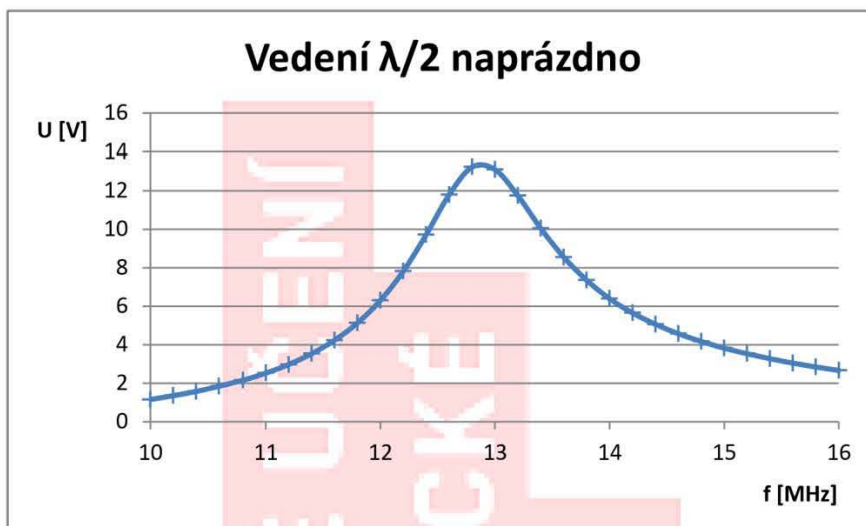
Tabulka 13 Naměřené hodnoty frekvenční závislosti vstupního napětí na novém přípravku

I = $\pi/4$ nakrátko	f [MHz]	5	5,2	5,4	5,6	5,8	6	6,2	6,4	6,6	6,8
	U [V]	1,82	2,3	2,97	3,96	5,46	7,83	10,8	11,4	9,05	6,83
	f [MHz]	7	7,2	7,4	7,6	7,8	8	8,2	8,4	8,6	8,8
	U [V]	5,35	4,38	3,7	3,2	2,82	2,53	2,29	2,09	1,93	1,79
I = $\pi/2$ naprázdno	f [MHz]	11	11,2	11,4	11,6	11,8	12	12,2	12,4	12,6	12,8
	U [V]	2,52	2,97	3,53	4,23	5,13	6,3	7,82	9,72	11,79	13,23
	f [MHz]	13	13,2	13,4	13,6	13,8	14	14,2	14,4	14,6	14,8
	U [V]	13,1	11,74	10,04	8,55	7,35	6,39	5,65	5,06	4,57	4,17

Průběhy frekvenční závislosti vstupního napětí jsou zobrazeny na obrázku 38 a obrázku 39.



Obrázek 38 Frekvenční závislost vstupního napětí vedení $\lambda/4$ nakrátko na novém přípravku



Obrázek 39 Frekvenční závislost vstupního napětí vedení $\lambda/2$ naprázdno na novém přípravku

Oba rezonanční kmitočty měřené na novém přípravku se oproti původnímu přípravku zvýšily. U vedení $\lambda/4$ nakrátko o 0,5 MHz a u vedení $\lambda/2$ naprázdno 0,8 MHz.

3. Návrh vysokonapěťového zdroje pro sonoplasmatické zařízení

Aby mohlo být provedeno testování celého systému, je nezbytné mít zdroj napětí. Potřebné výstupní napětí závisí na druhu testovaných signálů. V tomto případě se jedná o zdroj nastavitelného výstupního napětí v rozsahu 50 V až 2 kV sinusového průběhu o frekvenci 50 Hz. Zdroj by měl být odolný vůči zkratu (ochránění zdroje pro případ průrazu testovaného vzorku izolantu) a maximální proud by měl být omezen na takovou úroveň, aby nedošlo k úrazu elektrickým proudem, ale kapacita testovaného vzorku by zároveň neměla způsobit limitaci proudu. Tuto hodnotu zatím nelze přesně určit, závisí totiž na velikosti přiložených elektrod, permitivitě a jeho tloušťce. Budeme pracovat s hodnotou 15 mA. Nastavení zdroje se bude provádět pomocí osobního počítače po sběrnici USB. Do tohoto řídicího počítače se bude odesílat informace o skutečné (změřené) hodnotě proudu a napětí. Výstupní napětí musí být z bezpečnostních důvodů galvanicky odděleno od síťového napětí.

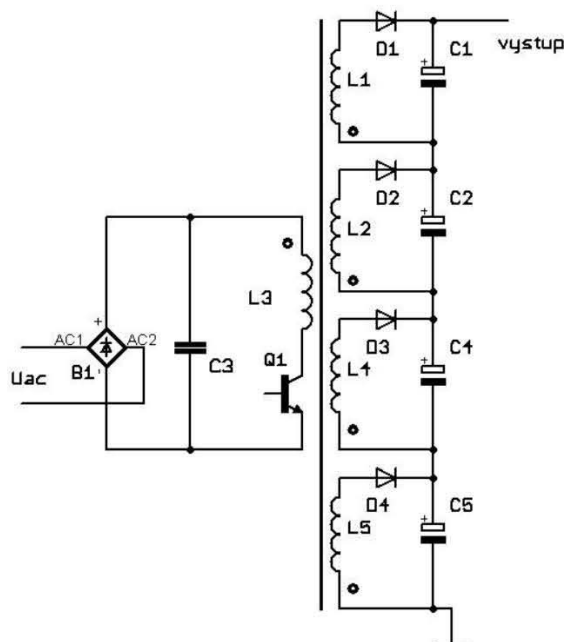
3.1. Zdroj vysokého napětí

Na základě předchozích úvah se ukázalo, že vhodnou topologií měniče pro vysokonapěťový zdroj je topologie blokujícího typu. Vyznačuje se jednoduchou konstrukcí primární strany a transformátoru, je pro ni dostupná široká škála řídicích obvodů, umožňuje široký rozsah vstupního napětí, jednoduché měření proudu na primární straně a pro požadovaný výkon je zcela dostačující.

Nevýhodou jsou větší rozměry transformátoru a rozptylová indukčnost mezi primárním a sekundárním vinutím. Je třeba zvolit vhodný postup pro výrobu transformátoru, aby se dosáhlo co nejmenší rozptylové indukčnosti.

Prvním krokem při návrhu transformátoru je stanovení převodového poměru. Převodový poměr určuje velikost napětí (součet výstupního napětí a transformovaného napětí), jakému budou vystaveny diody na sekundární straně v době sepnutí primárního tranzistoru, a současně i velikost napětí (reflektované napětí plus usměrněné napětí sítě), kterému bude vystaven tranzistor na primární straně v okamžiku, kdy je vstupní tranzistor rozepnut. Tyto dva požadavky jdou proti sobě. Vezmeme-li v úvahu snižující měnič, pak nevhodně zvolený převodový poměr ($N_{\text{prim}} \gg N_{\text{sek}}$) zajistí, že je možno použít na sekundární straně diody s nízkým závěrným napětím, ale na primární straně bude velké reflektované napětí a spínací tranzistor bude muset toto velké napětí vydržet. Pokud je zvolena opačná situace ($N_{\text{prim}} \ll N_{\text{sek}}$), pak je tranzistor na primární straně při vypnutém stavu vystaven malému napětí, ale při sepnutém stavu musí diody na sekundární straně vydržet velké závěrné napětí. Je potřeba zvolit vhodný kompromis. Jak bylo řečeno, zdroj vysokého napětí musí dodávat napětí 2x3000 V. Pokud spínací tranzistor na primární straně bude schopen vydržet napětí 800 V, bude možno ho používat při napětí až 700 V. Je přitom vhodné ponechat malou rezervu mezi pracovním a maximálním dovoleným napětím.

Ze výpočtů vyplývá, že sekundární dioda bude namáhána napětím 6136 V. Diodu s tak velkým závěrným napětím by bylo možné koupit, ale jako problematická se jeví filtrace usměrněného napětí. Kondenzátory konstruované na takové napětí a s potřebnou kapacitou se běžně nevyskytují. Z tohoto důvodu bude výhodnější rozdělit sekundární napětí 3000 V na 4 části, každou po 750 V (obr. 40). Rozdělení umožní zapojení diod s nižším závěrným napětím a jako filtrační kapacitu lze použít kombinaci dvou elektrolytických kondenzátorů zapojených do série.



obr. 40 - rozdělení vysokého sekundárního napětí na více vinutí

Při konstrukci měniče z rovnice vyplývá, že vyšší dovolené primární napětí znamená vyšší sekundární napětí, což dovoluje použít menší počet závitů na sekundární straně. Z tohoto důvodu bude na primární straně použit tranzistor IGBT, který dovoluje kolektorové napětí až 1200 V. Volbou tohoto tranzistoru je, dle rovnice, k dispozici napětí 842 V. Spínací tranzistor ale nelze provozovat na jeho maximální hodnotě, protože případné zákmity by znamenaly překročení maximálních hodnot dovolených výrobcem a snížení jeho spolehlivosti. Maximální napětí na primární straně transformátoru stanovíme na 600 V. Rovněž je nezbytné vzít v úvahu rozptylovou indukčnost transformátoru, jež má za následek vznik vysokonapěťových špiček na kolektoru spínacího tranzistoru. Aby se zabránilo poškození tranzistoru vzniklými špičkami, je potřeba zvolit vhodný omezovač napětí. Omezovač může být sestaven pomocí diody, kondenzátoru a rezistoru, nebo může být využit transil. V tomto případě budou zapojeny 3 kusy transilů na napětí 200 V v sérii.

Celkové napětí omezovacího obvodu je pak 600 V. Aby nedocházelo k nechtěné aktivaci transilů a snížila se tak výkonová ztráta na těchto součástkách, bude pro výpočet převodu transformátoru použito primární napětí 500 V.

Převod transformátoru: $M_{\text{transf}} = 0,6656$

Převedené vstupní napětí na sekundární stranu: $U_{\text{sectransf}} = 538 \text{ V}$

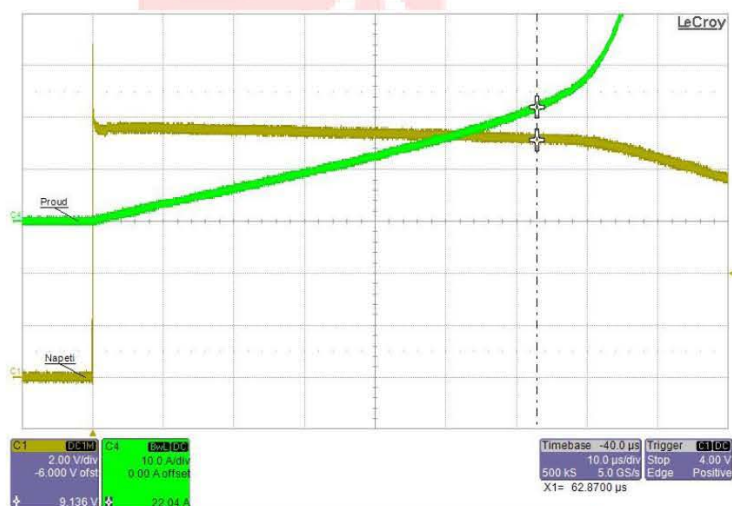
Potřebné závěrné napětí sekundární diody: $U_{\text{rsdiody}} = 1075 \text{ V}$

Protože hodnota závěrného napětí sekundární diody je stále dost vysoká, bude v této aplikaci použito dvou diod zapojených v sérii se závěrným napětím 1000 V, které jsou běžně dostupné.

Dalším krokem v návrhu blokujícího měniče je výpočet střídy spínání primárního tranzistoru (Duty Cycle - DC). Před samotným výpočtem je nutné znát poměr doby sepnutí primárního tranzistoru a doby, po kterou dochází k demagnetizaci jádra ze sekundárního vinutí (čas sepnutí sekundární diody). Vyjdeme z indukčního zákona:

Následujícím krokem v návrhu zdroje je výběr vhodného jádra. V tuto chvíli je známo, že kromě jednoho primárního vinutí bude navinuto osm sekundárních vinutí, jedno vinutí pro napájení primární strany a jedno vinutí pro napájení sekundární strany. Celkem bude na kostřičce navinuto 11 vinutí a mezi nimi musí být izolace s izolační pevností větší než 3 kV. Bylo by možné použít jádro typu E, ale vzhledem k počtu vinutí by muselo být větších rozměrů. Z uvedeného důvodu bylo vybráno jádro typu C, které se běžně používalo ve zdroji vysokého napětí pro CRT obrazovky. Pro tento zdroj 2x3 kV se nepředpokládá sériová výroba, a proto je použité jádro vymontováno právě z takového VN transformátoru. VN zdroj pro CRT obrazovku je rovněž blokujícího typu. V magnetickém obvodu jádra je již zařazena mezerka 2 x 0,25 mm.

Na použitém jádře nejsou uvedeny žádné informace o typu jádra a chybí i typové označení. Nejdříve je nutné zjistit velikost magnetické indukce B, kterou je možné v jádru vyvolat, aby nedošlo k saturaci. To lze provést tak, že se na jádro navine známý počet závitů, na ně se přiloží známé napětí a pomocí osciloskopu se měří proud procházející cívkou, viz obr. 3-5. V uvedeném případě bylo na jádře navinuto 9 závitů a na cívku bylo připojeno napětí 9 V. Proud cívkou lineárně narůstal přibližně 63 μ s, dosáhl hodnoty 22 A a poté se začal prudce zvyšovat. Právě v tomto okamžiku dosáhla velikost magnetické indukce svého maxima a došlo k saturaci magnetického materiálu.

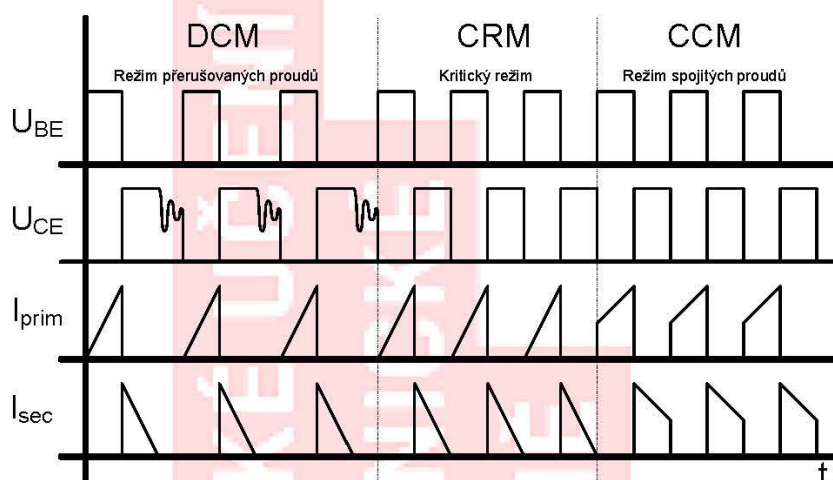


obr. 41 napětí a proud cívkou s jádrem neznámého původu

Pro výpočet číselné hodnoty velikosti magnetické indukce použijeme opět indukční zákon:

Naměřený průřez jádra je 170 mm². Tato hodnota v sobě nezahrnuje závislost dovolené magnetické indukce na teplotě, takzvaný Currieho bod, a proto je vhodné ji snížit. Ve zmíněném případě se bude uvažovat o hodnotě dvou třetin maximální hodnoty magnetické indukce vypočtené v rovnici, tedy o hodnotě 0,24 T. Z naměřených údajů lze dále vypočítat indukčnost cívky použité při měření parametrů magnetika: Hodnota indukčnosti vypočtená z rovnice je platná pro provoz v kritickém režimu (Critical Mode, CRM), což znamená, že při něm dojde k sepnutí primárního tranzistoru právě v okamžiku, kdy sekundární proud dosáhne nulové hodnoty (dojde k demagnetizaci jádra). Ve výpočtech nebylo uvažováno o rozptylové indukčnosti, jež bude vzhledem ke konstrukci transformátoru poměrně vysoká. V praxi by mohlo dojít k situaci, kdy tranzistor na primární straně bude sepnut dříve, než dojde k demagnetizaci jádra, tedy k zaniknutí proudu sekundárními diodami (režim spojitého proudu, Continuous Conduction Mode, CCM). To by způsobilo opačný proud sekundárními diodami až do doby jejich zotavení a nárůst energie uložené v magnetickém poli parazitních indukčností, tedy by došlo k nárůstu rušení. Z důvodu značného rušení v CCM režimu by zdroj do tohoto módu neměl vstoupit. Bude proto zachován počet primárních závitů vypočtených ve vzorci (3-21), ale indukčnost bude změnou

mezery nastavena na 5,5 mH. Střední hodnota primárního proudu se měnit nemůže, protože výkon přenášený na sekundární stranu se změnou indukčnosti nezmění. Nezmění se ani poměr doby sepnutí primárního tranzistoru a doby vodivosti sekundární diody (střídů), protože se nemění poměr mezi primárním a sekundárním vinutím N_{transf} (viz rovnice (3-9)). Do cyklu se zařadí nová perioda, po kterou ani jeden z prvků nebude aktivní, změní se tedy frekvence a špičková hodnota primárního proudu. Měníč bude pracovat v režimu přerušovaných proudů (Discontinuous Conduction Mode, DCM), viz obr. 42.



obr. 42 Provozní režimy měniče typu Flyback

Ze vzorce a pozdější úpravy známe potřebný převodový poměr mezi primárním a sekundárním počtem závitů $M_{transf} = 0,6656$, proto můžeme dopočítat počet sekundárních závitů:

$$N_{sec} = \frac{N_{prim}}{M_{transf}} = \frac{118}{0,6656} = 176 \text{ z}$$

Sekundární část transformátoru je rozdělena na 8 galvanicky oddělených vinutí, takže celkový počet sekundárních závitů je $N_{sec_celkovy} = 176 \cdot 8 = 1408 \text{ z}$.

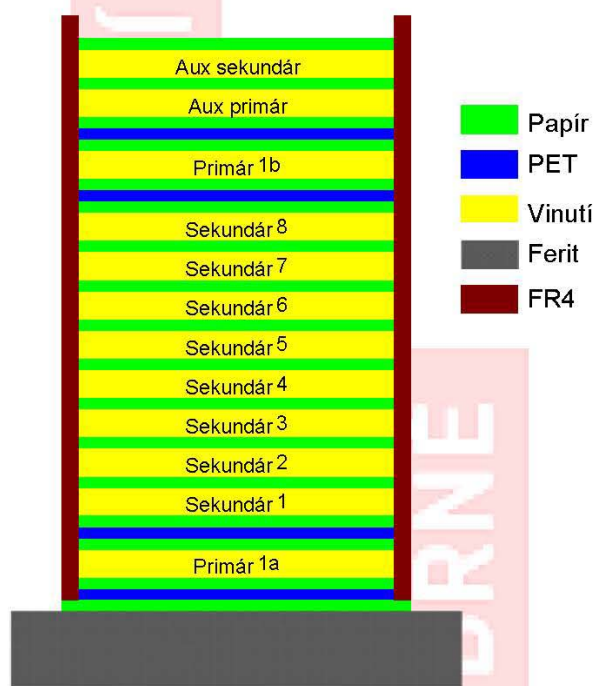
V tomto okamžiku je znám počet primárních i sekundárních závitů, ale zatím nebyl vypočten průměr vodiče, který má být na vinutí použit. Zdroj má pracovat při frekvenci 35 kHz. Pokud vodičem prochází proud o jakékoli frekvenci, uplatňuje se jev nazývaný Skin efekt, což je proces, při kterém střídavý proud prochází pouze pláštěm vodiče, zatímco směrem ke středu jádra se jeho hustota snižuje. Zavádí se pojem Hloubka vniku. Tato hodnota říká, že proud v uvedené hloubce pod povrchem má hodnotu $1/e \approx 0,37$ násobku hodnoty na povrchu. Hloubka vniku závisí na frekvenci, vodivosti materiálu a na jeho permeabilitě. Výpočet hloubky vniku pro měděný.

Dále byla vypočtena hloubka vniku proudu do vodiče 0,356 mm. V tomto případě je vypočtený průměr vodiče 0,4 mm (poloměr vodiče = 0,2 mm), proto na této frekvenci není ještě vliv skin efektu výrazný a je možno použít jednoduchý vodič.

Sekundární vinutí je zatíženo maximálním proudem 15 mA, je zvoleno stejné zatížení vodiče jako pro primární stranu 2 A/mm^2 , průřez sekundárního vodiče je:

Nyní je možné přistoupit k navíjení transformátoru. Problémem u měniče blokujícího typu je rozptylová indukčnost mezi primárním a sekundárním vinutím, která způsobí, že po rozepnutí

primárního tranzistoru je nejdříve na omezovači tvořeném transily vyzářena energie uložená v rozptylové indukčnosti a teprve poté dochází k demagnetizaci jádra do sekundární zátěže. Je vhodné, aby tato indukčnost byla co nejmenší. Ideální by bylo vinout všechna vinutí dohromady. Takový postup ale není možný z důvodu velkého napětí mezi vinutími a z důvodu bezpečného oddělení živé primární části od sekundární. Aby se dosáhlo snížení rozptylové indukčnosti, bude primární vinutí rozděleno na dvě části (každá bude mít 59 závitů), mezi které bude uloženo 8 sekundárních vinutí, viz obr. 42. Vinutí Sekundár 1 je připojeno na svorku -3000 V, vinutí Sekundár 8 na svorku +3000 V. Mezi jednotlivými vinutími je napětí maximálně 750 V.



obr. 43 Sestava vinutí VN transformátoru

Následujícím krokem v návrhu je výpočet hodnot dalších součástek měniče. Nejdříve je potřeba zvolit vhodnou součástku pro řízení měniče. Existuje celá řada obvodů určených pro blokující měniče, jedním z nejznámějších a velmi oblíbeným je UC384x. Tento obvod firmy Unitrode (později Texas Instruments) byl hojně používán v zařízeních jako TV, Video rekordéry, CD, DVD a dalších. Jeho výhodou je jednoduchá konstrukce zdroje. Pro tuto aplikaci bude použita modernější součástka, která je ověřena v jiných konstrukcích a pracuje spolehlivě. Jedná se o řídicí obvod vyráběný firmou ON Semiconductor NCP1351. Na rozdíl od UC384x nepracuje NCP1351 na pevném kmitočtu, ale kmitočet se mění podle zatížení. Doba sepnutí tranzistoru je dána primární indukčností a signálem ze zpětné vazby, doba rozepnutí je stanovena hodnotou kondenzátoru a taktéž signálem zpětné vazby. Další výhodou zmíněného obvodu je možnost nastavení doby, po kterou není obvod v regulaci, tedy většinou během startu nebo přetížení. Po uplynutí této doby, nastavitelné externím kondenzátorem, přechází obvod do zablokovaného stavu a zůstává v něm až do přerušení napájení. Další užitečnou funkcí je blokovací vstup (Latch vstup), což znamená, že při překročení napěťové úrovně na tomto vstupu přejde obvod do zablokovaného stavu. Tento vstup může být použit jako ochrana před přetížením nebo příliš velkým výstupním napětím. Více informací o NCP1351 lze nalézt v katalogovém listu.

Návrh dalších součástek potřebných pro správnou funkci NCP1351 bude vycházet právě z popisu v již uvedeném katalogovém listu.

Podle rovnice je maximální špičkový proud primárním vinutím 764 mA. V doporučeném zapojení je hodnota snímacích rezistorů R39 a R40 stanovena na 1 Ω . Zmíněnou hodnotu ponecháme i v této aplikaci.

Hodnota 1414 Ω není v řadě R24, proto bude použita hodnota 1,5 k Ω .

Jak bylo uvedeno výše, sekundární strana je složena z více vinutí. Jednotlivá napětí těchto vinutí jsou usměrněna a poté spojena do série. Pro zjednodušení je popsán pouze jeden blok. Napětí z transformátoru je usměrněno dvojicí diod zapojených do série D13, D14. Rezistory R1-R4 tvoří dělič, který rozděluje usměrněné napětí rovnoměrně mezi oba filtrační kondenzátory C1, C2. Bez nich by byl kondenzátor s větším vnitřním svodem nabíjen na menší napětí a napětí na druhém by mohlo překročit maximální povolenou hodnotu.

Z rovnice je známa doba, po kterou je sepnutý primární tranzistor (18,93 μ s). Po tento čas bude energie dodávána pouze z filtračních kondenzátorů. Nyní musíme stanovit hodnotu povoleného zvlnění výstupního napětí. Pro 3 kV má být 250 mV. Tato hodnota je teoretická, v praxi se na zvlnění bude podílet i ESR (Equivalent Serial Resistance – náhradní sériový odpor kondenzátoru), který je v konstrukci pro jednoduchost zanedbán. Povolené zvlnění se rovnoměrně rozdělí mezi všechny čtyři větve, a tudíž bude zvlnění na jedné větvi čtvrtinové, tedy 62,5 mV.

Hodnota kondenzátoru by měla být 4,6 μ F a je platná pro kondenzátor připojený na napětí 750 V. Tento typ kondenzátoru není běžně dostupný, a proto je nahrazen dvěma menšími na napětí 450 V zapojených v sérii.

Protože kondenzátory s vypočítanou kapacitou nejsou k dispozici, bude použit kondenzátor s hodnotou 10 μ F.

Jak bylo uvedeno výše, výstupní napětí zdroje je 2x3 kV. Po zapnutí zdroje je potřeba výstupní kondenzátory nabít na nominální napětí. Výpočet doby potřebné k nabití výstupních kondenzátorů je komplikovaný, protože do tohoto procesu vstupuje několik vlivů. Napětí součástek nejsou po zapnutí zdroje stabilizována, referenční napětí na sekundární straně není dostupné a regulace proto nepracuje správně, není známa přesná účinnost zdroje (byla stanovena odhadem na 70 %) a další. Z tohoto důvodu bude výpočet doby nabíjení výstupních kondenzátorů pouze přibližný.

Z rovnice je znám výstupní výkon zdroje, tedy množství energie, které dokáže zdroj dodat na sekundární stranu ($E_{Hvsec} = 45 \text{ W} = 45 \text{ W}\cdot\text{s}$). K výpočtu bude použit vztah:

Z rovnice výše vyplývá, že rozměr jednotky Coulomb je Ampér za sekundu, aby bylo možno

Vypočtená hodnota pro kondenzátor není ve standardizované řadě hodnot. Pro C21 je stanovena hodnota nejbližší hodnotě vypočtené, tedy 1,2 μ F. Další nutnou součástí obvodu pro správnou funkci zdroje je regulátor výstupního napětí. Nejjednodušším řešením je použití regulátor TL431 nebo typu podobného. Jedná se o 3 pinový paralelní stabilizátor s referenčním napětím 2,5 V, viz [9]. V takovém případě by bylo výstupní napětí regulováno pouze na jedinou úroveň. V této aplikaci by se mělo výstupní sinusové napětí nastavovat v rozsahu 50 V – 2000 V. Pokud bude výstupní sinusové napětí nastaveno na minimální úroveň 50 V, není nutné, aby VN zdroj reguloval na 3 kV. Pro zajištění regulace VN zdroje pro různé úrovně byl vybrán jiný typ regulátoru, NCS1002, který obsahuje zdroj referenčního napětí a dva operační zesilovače. Obvod je původně určen pro regulátory konstantního napětí / konstantního proudu (CV/CC), viz [10]. V této aplikaci je jeden operační zesilovač použit pro porovnávání podíleného výstupního napětí s referenčním napětím 2,5 V a druhý operační zesilovač porovnává podílené výstupní napětí s napětím z mikroprocesoru. Výstupní napětí proto může být regulováno od 0 V až do 3 kV. Pokud

by z nějakého důvodu mikroprocesor požadoval vyšší napětí než 3 kV, bude výstupní napětí porovnáváno s vnitřním referenčním zdrojem 2,5 V a výstupní napětí nikdy nepřekročí 3 kV.

Jak bylo uvedeno výše, referenční napětí regulátoru je 2,5 V, a proto je potřeba navrhnout odporový dělič, který bude dělit napětí 3 kV na referenční úroveň 2,5 V. Nevýhodou je, že pro tak vysoká napětí nejsou odpory běžné a skládat jeho hodnotu má za následek větší nepřesnost děliče. Po prostudování stránek dodavatele součástek [2] byl vybrán rezistor s hodnotou 10 MΩ na napětí 10 kV.

V regulačním obvodu je paralelní napěťová reference (na pinu) a pro správnou funkci je nezbytné, aby touto referencí protékal proud určený rezistorem R48, který s kondenzátorem C30 tvoří filtr pro potlačení šumu a zvýšení stability napěťové reference. Součástky jsou zvoleny v souladu s katalogovým listem [10]. Kondenzátor C26 filtruje usměrněné napětí z pomocného sekundárního vinutí. Toto napětí je použito pro napájení obvodů potřebných k regulaci. Jelikož se může výstupní napětí měnit od 0 V po 3 kV, může dosahovat i napětí z pomocného vinutí hodnoty 0 V. V takovém případě by došlo ke ztrátě regulace, a tak je přes diodu D12 možno připojit externí napětí ze zdroje servisních napětí (+15 V, +5 V, -5 V), které zajistí napájení regulátoru v případech, kdy napětí z pomocného vinutí není dostatečné.

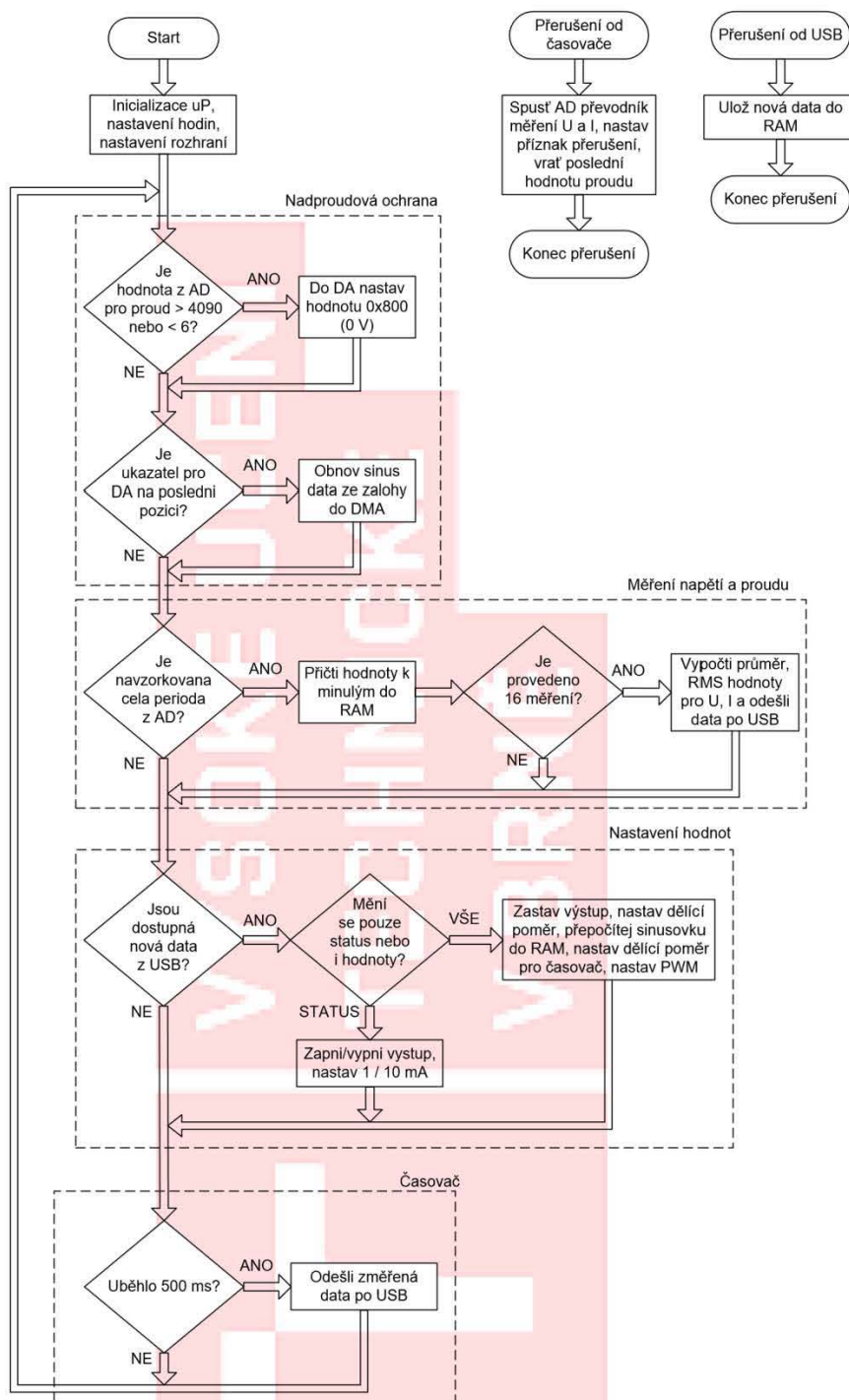
Vstupní část zdroje tvoří EMI filtr složený z L1 a CX2. Napětí je usměrněno a filtrováno na C5 a bude použito i pro zdroj provozních napětí (viz dále). Po připojení zdroje do sítě je přes rezistory R21 a R22 nabíjen kondenzátor C23. Jakmile dosáhne hodnoty pro start obvodu NCP1351, začne tento obvod generovat pulsy pro Q1 a zároveň se začne indukovat napětí v pomocném primárním vinutí. Toto napětí je usměrněno D5 a filtrováno C12 a přes D6 přivedeno na VCC pin. Jestliže je výstupní napětí na maximální úrovni 3 kV, je indukované napětí v pomocném vinutí dostatečně velké, aby zajistilo napájení NCP1351. Pokud je napětí nižší, napětí na C23 poklesne pod UVLO (Under Voltage Lock Out – ochrana proti nízkému napájecímu napětí) úroveň a řídicí obvod se vypne. Z tohoto důvodu je přidána dioda D13, přes kterou je možno připojit napájení z jiného zdroje a zajistit tak napájení NCP1351 během provozu na nižších napětích.

3.2. Programové vybavení

Správná funkce zařízení vyžaduje dva programy, jeden je umístěn v mikrokontroléru a přímo ovládá zařízení (nastavení napětí, generování sinusového signálu atd.). Druhý program je v PC a pomocí sběrnice USB ovládá MCU a zpracovává přijatá data. Tyto programy jsou popsány samostatně.

3.2.1. Programové vybavení v mikrokontroléru

Již v kapitole 3.7 je stručný popis vlastností mikrokontroléru (MCU) použitého ve zdroji vysokého napětí a zmíněn i důvod této volby. Podrobný popis vlastností MCU je popsán v katalogovém listu. Program pro MCU je vytvořen v jazyce C v prostředí CooCox, které je volně dostupné na www.mcu.cz. Toto prostředí obsahuje několik příkladů nastavení použitého MCU. Na stránkách serveru www.mcu.cz je uveřejněn seriál, který se věnuje této rodině MCU a je zde popsán způsob práce a některá nastavení periférií. Další informace týkající se programování zvoleného MCU lze najít přímo na stránkách výrobce.



obr. 44 Vývojový diagram programu v MCU

Program pro MCU je přiložen k této práci v elektronické podobě. Je opatřen dostatečným množstvím komentářů, a proto není potřeba jej dopodrobna rozebírat na tomto místě. Z tohoto důvodu bude popsán pouze vývojový diagram zobrazený na obr. 44.

Po připojení napájecího napětí dojde k inicializaci procesoru, nastavení časovačů, převodníků AD a DA, nastavení DMA, USB a nastavení vstupů a výstupů. Po inicializaci vstupuje program do hlavní smyčky, která se provádí pořád dokola a skládá se z několika podmíněných událostí.

Nadproudová ochrana: Tento blok byl přidán na základě testů, kdy se ukázalo, že nadproudová ochrana sestavená z diskretních součástek nepracuje správně. Jelikož připojením střídavého napětí na kapacitor dojde k fázovému posunu napětí a proudu tak, že proud předbíhá napětí o 90°, dojde k tomu, že hodnota maximálního proudu kapacitorem je maximální právě v okamžiku, kdy sinusové napětí je nulové. Těto zákonitosti je použito pro sestavení nadproudové ochrany.

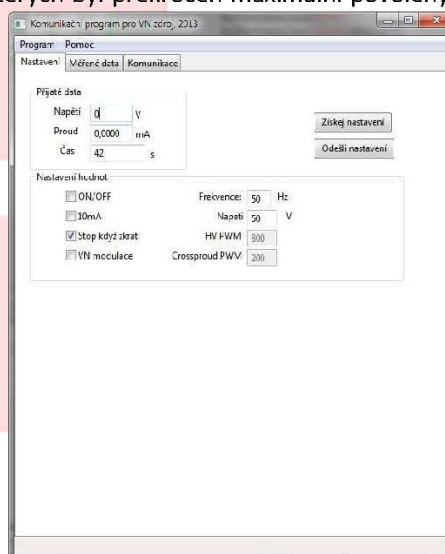
Po informaci od přerušení, že byl znovu spuštěn převod, je vyčtena z paměti poslední platná hodnota proudu a porovnána s konstantou. Pokud je údaj z AD převodníku mimo povolené meze, je údaj z převodníku vyhodnocen jako nadproud a do oblasti v paměti (ve které jsou uloženy hodnoty pro DA převodník pro generování sinusového signálu) zapíše hodnotu 800h, která odpovídá výstupnímu napětí 0 V. Tato hodnota je generována až do konce původní periody. Jakmile dojde k zápisu poslední hodnoty přepsané sinusovky z DMA do AD, dojde k obnově původního signálu z RAM do DMA. To způsobí, že nová perioda sinusového signálu začíná vždy kladnou půlvlnou periody.

3.2.2. Programové vybavení v PC

Ovládací program pro PC je důležitou součástí projektu. Je to jediný prostředek umožňující nastavení zařízení a sběr dat. Lze použít celou škálu programů, v nichž je možno vytvořit (napsat) program pro komunikaci se zařízením. Vzhledem k obsáhlosti projektu není popis a tvorba programu jeho součástí. Existuje nepřeberné množství možných řešení, která se mohou vyznačovat různou úrovní nastavení, ovládáním atd., a je nemožné vytvořit program, který by všem uživatelům vyhovoval.

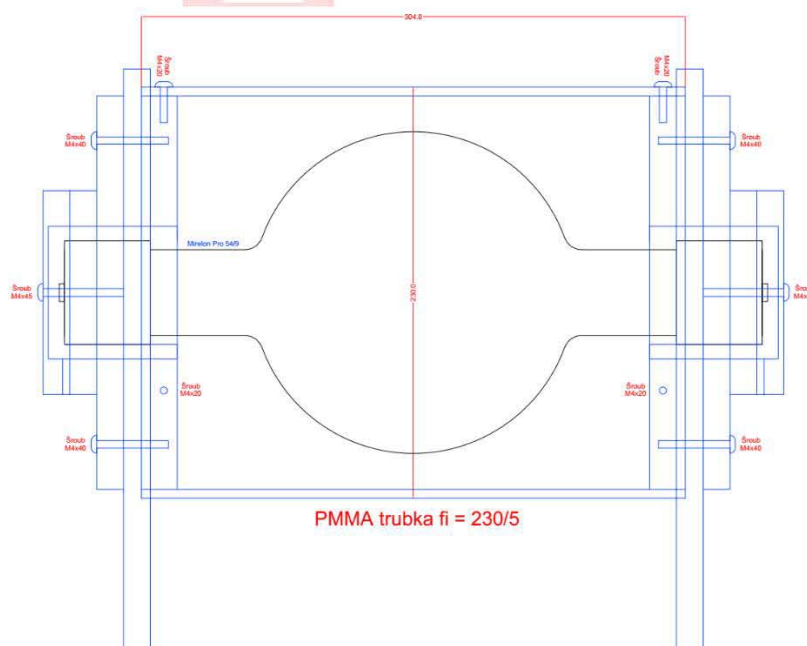
V příložených dokumentech je pouze základní nástroj na ovládání a vyčítání dat ze zařízení a uložení do PC. Program je vytvořen v jazyce C++ ve volně šiřitelném prostředí Code::Blocks viz [28]. Program využívá grafických prvků sady knihoven WxWidgets a přeložen byl pomocí překladače Mingw32 4.7.1. Příložený program lze upravovat a rozšiřovat dle potřeb.

Titulní stránka ovládacího programu je na obr. 44. V oblasti „Přijátá data“ jsou hodnoty napětí a proudu z VN zdroje a „Čas“ ukazuje dobu připojení (pokud se ukazatel času zastaví, není komunikace mezi MCU a PC aktivní). V oblasti „Nastavení hodnot“ jsou zaškrťovací políčka pro zapnutí a vypnutí výstupu, přepínání rozsahu 1 mA (nezaškrtnuto) a 10 mA (zaškrtnuto). Zaškrťovací políčko „Stop, když zkrat“ je přednastaveno do aktivního stavu. Pokud zůstane aktivní a dojde k detekci deseti po sobě jdoucích čtení, ve kterých byl překročen maximální povolený rozsah proudu, bude výstupní napětí na testovaném vzorku materiálu nastaveno na 0 V, měření se zastaví a zobrazí se varovná hláška, která na tuto událost upozorní. Pokud se tato funkce zakáže, dojde k zaznamenání události do .csv souboru, ale zdroj bude stále zkoušet připojit napětí na testovaný vzorek. Zaškrtnutím „VN modulace“ dojde ke snížení napětí VN zdroje v závislosti na nastaveném výstupním napětí sinusového signálu. Napětí VN zdroje je vždy o 1000 V vyšší než je špičková hodnota výstupního sinusového napětí, maximálně však 3,12 kV (viz dále). Tato volba umožní zvýšení účinnosti zařízení (snížení výkonové ztráty na AB zesilovači snížením vstupního napětí). V této oblasti jsou dále dvě políčka pro nastavení požadovaného výstupního napětí a frekvence, které budou odeslány do MCU kliknutím na „Odešli nastavení“.



4. Plazmatická výbojka

V rámci projektu byl řešena nová plazmatická výbojka s cílem zajištění nového a výkonnějšího zdroje záření. U této výbojky je přípustný větší emisní proud bez toho, aby docházelo k opalování a degradaci elektrod. Současně je ale použito jiné plynné aktivní prostředí a tak je udrženo srovnatelné zápalné napětí s předchozími modely. Zmiňovaná výbojka byla zakázkově připravena ve sklárnách a byl k ní navrhnout plastový pracovní držák, který mimo jiné zajistí bezpečnost při práci s vysokým napětím. Návrhu a realizaci, která je naznačena níže, předcházelo modelování ionizovaného plynu a elektrické pevnosti.



obr.45: Projektovaná sestava výbojky a držáku



obr.46: Praktická realizace sestavy výbojky a držáku

Dále byla realizována elektronika zajišťující buzení výbojky. Jde o verzi přímo napájenou z rozvodné sítě. K získání vysokého napětí je použit kaskádní násobič, který postupně vyprodukuje napětí + 900 V a -300 V vůči střednímu vodiči. Toto napětí je dostatečné k zapálení elektrického oblouku (používán je signál + 1200 V mezi oběma výstupy). Aby byl elektrický oblouk stabilní a současně nedocházelo k opalování elektrod, je výstupní impedance takto připraveného zdroje uměle zvýšena na cca 1,5 MOhm. Toto řešení je ekonomické, ale jeho nevýhodou je přímé spojení se sítí. Dochází jednak k šíření EMC rušení a pak je nutné zajistit sled konstantní sled vodičů fáze/nulový vodič. K tomuto účelu je použito relé s přepínacími kontakty a detektor průchodu nulou s klopným obvodem. Problém s rušením řeší soufázový filtr integrovaný na desce a druhý filtr osazený v přívodním konektoru. Bylo prováděno laboratorní měření na umělé síti a oba filtry byly navrženy, aby celkově zařízení vyhovělo požadavkům národní legislativy na elektromagnetickou kompatibilitu.

V předchozím odstavci byla popsána technika zapálení elektrického oblouku. Tento výboj je však z principu stacionární. Dle požadavků příjemce projektu je však nutné, aby elektrický oblouk svojí intenzitou periodicky cykloval kolem střední hodnoty v intervalu kmitočtů 1 Hz – 1 MHz. K tomu je vytvořen obvod s vysokonapěťovým MOS tranzistorem, který je schopen redukovat pracovní napětí o 300 V a zajistí tak modulaci elektrického oblouku. Současně však nedojde k jeho zhašení a opětovnému zapalování. Takto jsme schopni zajistit modulaci i o kmitočtu 1 MHz. V laboratorních podmínkách byla měřena intenzita vyzařování přiloženou anténou v blízkém poli a byla zjištěna kmitočtově-intenzitní odezva celého systému. Dle očekávání je silně nelineární a klesá se vzrůstajícím modulačním kmitočtem. Ke kompenzaci tohoto jevu byl vytvořen obvod s procesorem, který měří vstupní modulační signál a podle aktuálního kmitočtu podloží modulátor o -300 V. Rozkmit modulace je tedy podle aktuálního stavu 0 V / - 300V anebo + 300 V/- 300 V. Pracovní charakteristika je tak dle možností kompenzována.

Dále je v konstrukci obsažena část generátoru, zajišťující modulační signál. Jde o obvod přímé digitální syntézy kmitočtu řízené z vnějšího počítače. Zpřístupněna je sběrnice USB a je použit mikrokontrolér zajišťující převod USB protokolu na sériové rozhraní syntetizátoru kmitočtu. Generovaný signál je odvozen od krystalového oscilátoru, což zajistí vysokou dlouhodobou kmitočtovou stabilitu. Tento oscilátor je navíc napájen z napěťové reference, která má výbornou teplotní stabilitu a zajistí stabilní pracovní bod. Oba tyto obvody jsou pak v tepelně izolačním krytu, aby při proudění vzduchu v přístrojové skříni nebyla zhoršena krátkodobá kmitočtová stabilita.

Časový průběh generovaného signálu je z pohledu obsluhy modulátoru vhodný obdélníkový. Navíc byl zadavateli práce vznesen požadavek na možnost změny střídly. To ovšem nelze realizovat kmitočtovým syntezátorem a tak byl zvolen přístup, kdy je produkován pilovitý průběh. Ten je přiveden na vstup komparátoru s proměnnou referencí. Ta je pak nastavitelná programovým slovem přes USB a potažmo je měněna i střída.

V celé konstrukci je věnována značná péče na řešení izolačních bariér. Vzhledem k tomu, že maximální pracovní napětí je 1200 V, je uživateli zpřístupněn pouze USB konektor a pro oddělování digitálních signálů jsou použity optočleny s pevností do 4 kV. Výstupní konektory pro výbojky jsou pak zapuštěné, aby nemohlo dojít k nahodilému dotyku. Na obrázku níže je schéma navržené elektroniky a deska plošných spojů.