



**MATEMATICKO-FYZIKÁLNÍ
FAKULTA**
Univerzita Karlova

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Zdeněk Turek

**Sondová diagnostika impulzně
generovaného plazmatu**

Katedra fyziky povrchů a plazmatu

Vedoucí bakalářské práce: prof. RNDr. Milan Tichý, DrSc.

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: Obecná fyzika

Praha 2018

Prohlašuji, že jsem tuto bakalářskou práci vypracoval(a) samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů, literatury a dalších odborných zdrojů.

Beru na vědomí, že se na moji práci vztahují práva a povinnosti vyplývající ze zákona č. 121/2000 Sb., autorského zákona v platném znění, zejména skutečnost, že Univerzita Karlova má právo na uzavření licenční smlouvy o užití této práce jako školního díla podle §60 odst. 1 autorského zákona.

V dne

Podpis autora

Zde bych chtěl poděkovat vedoucímu mé bakalářské práce prof. RNDr. Milanu Tichému, DrSc. za pomoc při přípravě měřicího systému a cenné konzultace. Mé poděkování patří také Mgr. Michalu Zanáškovi, který mě seznámil s aparaturou a velmi mi pomohl při přípravě měřicího systému. Dále bych chtěl poděkovat Doc. Mgr. Pavlu Kudrnovi, Dr. za rady a pomoc při přípravě měřicího systému.

Název práce: Sondová diagnostika impulzně generovaného plazmatu

Autor: Zdeněk Turek

Katedra: Katedra fyziky povrchů a plazmatu

Vedoucí bakalářské práce: prof. RNDr. Milan Tichý, DrSc., Katedra fyziky povrchů a plazmatu

Abstrakt: Předmětem bakalářské práce je diagnostika plazmatu v systému s magnetronem a s dutou katodou pracujícím v impulsním režimu, kdy je plazma generováno impulzy stejnosměrného napětí. Použitou diagnostickou metodou bude Langmuirova sonda. Cílem práce je konstrukce elektronického měřicího systému řízeného počítačem, a ověření jeho funkce při měření parametrů plazmatu argonového výboje v obou systémech s časovým rozlišením, tj. v závislosti na čase během jedné impulsní periody.

Klíčová slova: Langmuirova sonda, Magnetron, Dutá katoda, HiPIMS

Title: Probe diagnostics of the pulse-generated plasma

Author: Zdeněk Turek

Department: Department of surface & plasma science

Supervisor: prof. RNDr. Milan Tichý, DrSc., Department of surface & plasma science

Abstract: The subject of the bachelor thesis is the plasma diagnostics in the planar magnetron and in the hollow cathode system operating in the pulse mode, when the plasma is generated by DC pulses. The diagnostics method used will be the Langmuir probe. The aim of the thesis is the construction of the computer-controlled electronic measuring system and its assessment when measuring the parameters of argon discharge plasma in both systems with time resolution i.e. depending on time during one pulse period.

Keywords: Langmuir probe, Planar magnetron, Hollow cathode, HiPIMS

Obsah

Seznam použitých zkratk	2
Úvod	3
1 Teoretický úvod	4
1.1 PVD	4
1.1.1 HiPIMS	4
1.1.2 Plazmová tryska	5
1.2 Plazma	5
1.3 Langmuirova sonda	6
1.3.1 Idealizovaná teorie	6
1.3.2 Reálný případ	8
2 Technické provedení	11
2.1 Aparatura	11
2.1.1 Karta sběru dat DAQe 2010	11
2.1.2 Měřicí obvod	12
2.1.3 Vakuová aparatura	12
2.1.4 Pulzní zdroj	12
2.1.5 Generátor pulzů	13
2.2 Princip měření	13
2.3 Ovládací software	14
2.3.1 Požadavky	14
2.3.2 Vývoj softwaru	14
2.3.3 Ovládání programu	15
3 Kontrolní měření	21
3.1 Plazmová tryska	21
3.2 Planární magnetron	24
Závěr	27
Seznam použité literatury	28

Seznam použitých zkratek

DC	Steady-state current
HiPIMS	High Power Impulse Magnetron Sputtering
PVD	Physical Vapour Deposition
V-A	Volt-Ampere characteristic
n_e	Electron concentration
T_e	Electron temperature
V_p	Plasma potential
V_f	Floating potential
I_i	Ion current
I_{is}	Saturated ion current
e	Elementary charge
k_B	Boltzmann constant
V	Voltage on probe (probe potential)
T_i	Ion temperature
n_i	Ion concentration
m_i	Ion mass
A_p	Probe area
u_b	Bohm velocity
I_{es}	Saturated electron current
m_e	Electron mass
V_b	Voltage on probe relative to plasma potential
MS/s	Mega-samples per second (number of million samples per second)
A/D, D/A	Analog-to-digital (resp. digital-to-analog) converter
sccm	Standard cubic centimeter per minute (standard flow rate of gas) $1 \text{ sccm} = 1,69 \cdot 10^{-3} \text{ Pam}^3/\text{s}$
PCI	Peripheral Component Interconnect, PC bus for peripheral connection to the motherboard
PCI-Express	PC bus for peripheral connection, replacement of the original PCI bus

Úvod

Tato práce se zaměřuje na studium nízkoteplotního plazmatu ve vybraných systémech používaných k nanášení tenkých vrstev. Nanášení tenkých vrstev je dnes důležitou součástí průmyslové výroby, uplatňuje se např. při výrobě mikroelektronických součástek, v optických aplikacích, při tvorbě trvanlivých, tvrdých nebo ochranných povlaků apod., kde je nutné opakovaně dosahovat stejně kvalitních tenkých vrstev (Bunshah a Deshpandey, 1985), (Kelly a Arnell, 2000), (Yuan a kol., 2018). Kvalita je při tom značně ovlivněna použitou metodou a jejími parametry.

Zde se budeme zabývat metodami využívající nízkoteplotní plazma, jehož vlastnosti výrazně ovlivňují kvalitu a rychlost nanášení tenkých vrstev. Z tohoto důvodu je nutné mít k dispozici spolehlivou metodu pro diagnostiku parametrů plazmatu. Systémy pro magnetronové naprašování a systémy s dutou katodou, resp. plazmovou tryskou, jsou dnes dobře známy a používány v režimu stejnosměrného proudu (DC). V případě magnetronů se navíc používá tzv. *High Power Impulse Magnetron Sputtering* (HiPIMS), což je metoda využívající velmi krátkých výkonových pulsů. Otázka možného využití impulzního provozu v režimu HiPIMS i u systémů s dutou katodou je předmětem zkoumání (např. Zanáška a kol. (2017), Tichý a kol. (2008)) a je jí věnována i tato práce.

Jedna z nejpoužívanějších diagnostických metod plazmatu je měření pomocí tzv. Langmuirovy sondy, kterou vyvinul se svými spolupracovníky Irving Langmuir již ve 20. letech minulého století (Langmuir a Mott-Smith, 1923). Hlavními výhodami sondové diagnostiky je relativní technická jednoduchost, možnost určení různých parametrů plazmatu, např. potenciálu plazmatu, elektronové koncentrace nebo energetické rozdělovací funkce elektronů, s dobrým časovým i prostorovým rozlišením (Tichý a kol., 2008).

1. Teoretický úvod

1.1 PVD

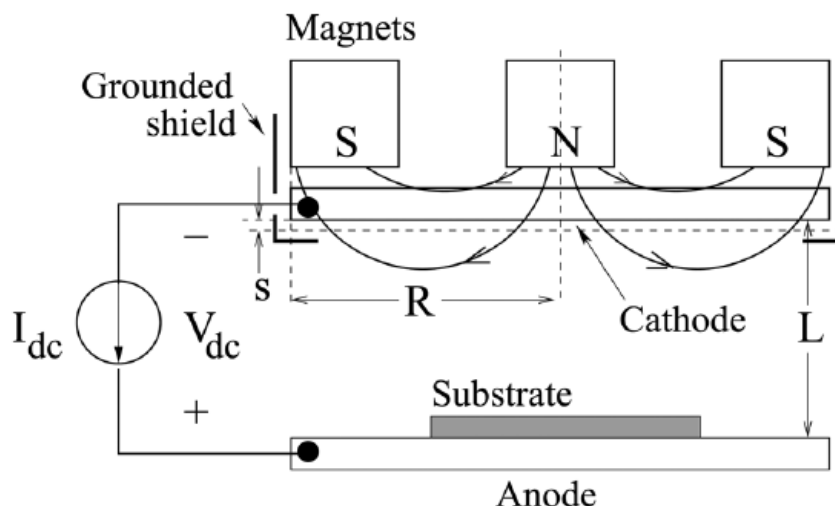
PVD (Physical Vapour Deposition) je souhrnné označení metod depozice tenkých vrstev, kdy dochází ke kondenzaci materiálu na substrát z plynné fáze. Všechny tyto metody probíhají za vysokého vakua, aby nedocházelo ke kontaminaci substrátu a vznikající tenké vrstvy. Rozdíly mezi těmito metodami jsou především ve způsobu generování požadovaného materiálu v plynné fázi a v možnostech použití. Většinu těchto metod můžeme rozdělit podle principu získání plynné fáze na dvě skupiny: napařování a naprašování. Při napařování získáváme plynnou fázi pomocí ohřevu vybraného materiálu, při naprašování necháme dopadat na výchozí materiál těžké částice, čímž se do prostoru uvolní částice naprašovaného materiálu. Zde se budeme zabývat pouze dvěma metodami využívajícími vlastnosti plazmatu a patřící do skupiny naprašování, a to HiPIMS a Plazmová tryska.

1.1.1 HiPIMS

HiPIMS, neboli High Power Impulse Magnetron Sputtering je metoda, kdy je na katodu magnetronu přiváděno napětí v pulzech s nízkým koeficientem plnění ($< 10\%$) o frekvenci nižší než 10 kHz (Sarakinis a kol., 2010). To v porovnání s použitím magnetronu v režimu stejnosměrného výboje umožňuje lepší kontrolu růstu tenkých vrstev díky kontrolování energií a směru deponovaných částic (Gudmundsson a kol., 2012).

Základní schéma planárního magnetronu je na obr. 1.1. Katoda (*target*) bývá obvykle kruhová nebo obdélníková deska z naprašovaného materiálu. Dále vidíme magnetické pole tvořené permanentními magnety, popř. elektromagnety. To ovlivňuje pohyb elektronů tak, že jejich trajektorie má tvar spirály. Tím se prodlouží jejich dráha v plazmatu a tedy i stupeň ionizace. Na druhou stranu kladné ionty jsou díky výrazně vyšší hmotnosti magnetickým polem ovlivněny minimálně. Hlavní výhodou magnetronového naprašování oproti jiným metodám naprašování je nižší tlak pracovního plynu a tedy prodloužení střední volné dráhy naprašovaných částic. Další výhodou planárního magnetronu je rovnoměrné naprašování na substrát.

Ukazuje se, že důležitým parametrem pro použití magnetronu je hustota plazmatu, jelikož ovlivňuje depoziční rychlost a kvalitu vznikající vrstvy. Hustotu plazmatu lze zvýšit pomocí výkonové hustoty procházející katodou. Limitujícím faktorem je fakt, že při určitém výkonovém toku může dojít k roztavení katody. Tento problém lze částečně odstranit pomocí metody HiPIMS, kde jsou použity velmi krátké pulzy stejnosměrného proudu s nízkou frekvencí opakování a velkou amplitudou. Díky tomu je možné v aktivní části periody dosáhnout výrazně vyšší výkonové hustoty při zachování středního výkonu v přijatelných mezích (Gudmundsson a kol., 2012).



Obrázek 1.1: Základní schéma planárního magnetronu v DC režimu. Převzato z (Gudmundsson a kol., 2012)

1.1.2 Plazmová tryska

Pro pochopení principu funkce plazmové trysky je nutné nejprve pochopit princip efektu duté katody, na němž je plazmová tryska založena. Tento efekt je znám již z experimentů provedených v 50. letech 20. století (Little a von Engel, 1954). Tyto experimenty využívaly systém dvou rovinných katod umístěných radiálně ve skleněné výbojce a rovinné anody umístěné v konci výbojky v její ose. Po přivedení napětí mezi anodu a katody bylo při dostatečně velké vzdálenosti katod možno pozorovat dva samostatné výboje. Při přiblížení katod na vzdálenost zhruba odpovídající pozici záporného světla výbojový proud začal narůstat a s dalším přiblížením katod strmě vzrůstal.

Z řešení Poissonovy rovnice v duté katodě je zřejmé, že elektrony nacházející se v duté katodě jsou ve směru pohybu ke stěnám zpomalovány a ve směru k ose urychlovány. Za vhodných podmínek pak dochází ke kyvadlovému pohybu elektronů, čímž se prodlužuje jejich dráha v plazmatu. Důsledkem toho se zvyšuje stupeň ionizace plazmatu v duté katodě.

V plazmové trysce se běžně používají katody ve formě dutých válečků. Pracovní plyn je do systému obvykle přiváděn skrz katodu. To má za následek vznik tzv. plazmatického kanálu, kdy většina rozprašovaných částic vylétá ve směru osy trysky. Díky tomu je možné na substrát nanášet tenké vrstvy lokálně nebo na substráty komplikovaných tvarů.

1.2 Plazma

Tato práce se zabývá sondovou diagnostikou impulzního výbojového plazmatu v systému s magnetronem a v systému s plazmatickou tryskou. Určili jsme následující nejdůležitější parametry plazmatu:

- Koncentraci elektronů (n_e)
- Elektronovou teplotu (T_e)

- Potenciál plazmatu (V_p).

Tyto parametry jsme určili v závislosti na čase od zapnutí impulzu výboje v jeho aktivní fázi i ve fázi dohasínání.

1.3 Langmuirova sonda

1.3.1 Idealizovaná teorie

Nejjednodušší způsob sondové diagnostiky plazmatu je pomocí elektrostatické Langmuirovy sondy. Technicky se jedná o elektrodu malých rozměrů vnořenou do plazmatu, na kterou je možné přivést napětí vůči referenční elektrodě řádově větších rozměrů taktéž vnořené do plazmatu. V našem případě je referenční elektroda realizována uzemněnou stěnou vakuové aparatury. Změřením tzv. volt-ampérových charakteristik (dále jen V-A charakteristika), je následně možné vyhodnotit určité parametry plazmatu (T_e, n_e, \dots).

Pro idealizovanou teorii máme několik předpokladů (Schrittwieser):

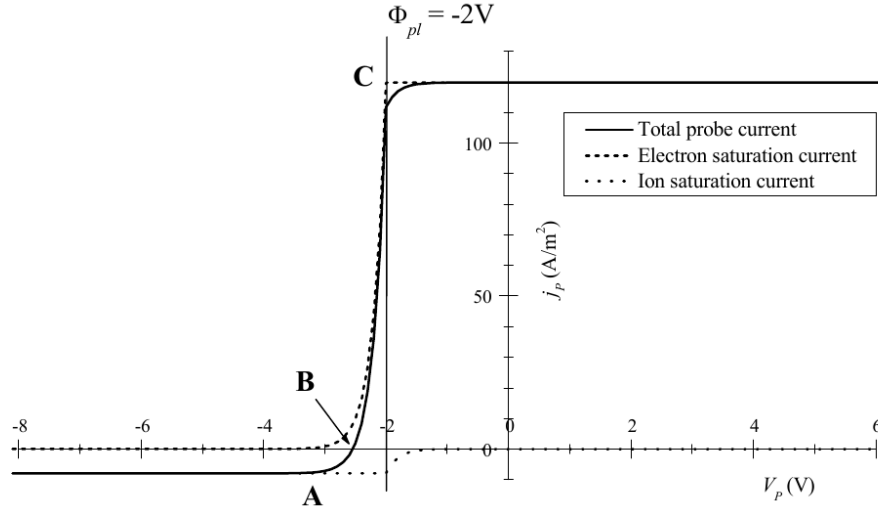
1. *Plazma je nekonečné, izotropní a kvazineutrální, tj. není nutné se zabývat dalšími okrajovými podmínkami, a je složeno pouze z neutrálních částic, elektronů a jednonásobně nabitých kladných iontů jednoho druhu.*
2. *Elektrony i ionty mají maxwellovské rychlostní rozdělení.*
3. *Střední volné dráhy všech částic jsou větší než ostatní charakteristické rozměry, především rozměry sondy.*
4. *Na povrchu sondy dochází pouze k přenosu náboje, nikoliv přenosu hybnosti a usazování částic.*
5. *Elektrická dvojvrstva zformovaná okolo sondy má ostré hranice a její tloušťka je malá v porovnání s rozměrem sondy.*
6. *Uvnitř dvojvrstvy neprobíhá ionizace ani rekombinace a nedochází ke srážkám elektronů s nabitými a neutrálními částicemi.*

Ideální sondová charakteristika je na obr. 1.2. V ní můžeme pozorovat tři hlavní oblasti.

1. Oblast nasyceného iontového proudu
V rozsahu od $-\infty$ do bodu A je sonda na výrazně záporném potenciálu vůči plazmatu, tudíž na sondu dopadají převážně kladné ionty. Z velikosti proudu je následně možné určit iontovou koncentraci.
2. Přejícná oblast
Mezi body A a C již dochází k dopadu elektronů na sondu, přestože je potenciál sondy záporný vůči potenciálu plazmatu. V této oblasti se nachází bod B, který též nazýváme plovoucí potenciál (V_f). Z průběhu V-A charakteristiky v této oblasti je možné určit rychlostní rozdělení elektronů. Bod C odpovídá potenciálu plazmatu (V_p).

3. Oblast nasyceného elektronového proudu

Jakmile potenciál sondy je vyšší než potenciál plazmatu, elektrony jsou urychlovány směrem k sondě zatímco ionty jsou brzděny. Ionty jsou zastaveny zpravidla již při malém kladném napětí sondy vůči potenciálu plazmatu.



Obrázek 1.2: Ideální sondová charakteristika. Převzato z (Schrittwieser)

Pro matematický popis průběhu V-A charakteristiky a získání vztahů pro určení parametrů plazmatu rozebereme každou složku, tj. proud kladných iontů a elektronový proud, zvlášť.

Iontový proud

Jak již bylo zmíněno výše, pokud je potenciál sondy nižší, než potenciál plazmatu, pak sondou prochází saturační iontový proud. Jakmile potenciál sondy překročí potenciál plazmatu, pak jsou ionty s nejnižší energií odpuzovány a při dalším zvyšování napětí iontový proud prakticky vymizí. Pro Maxwellovské energetické rozdělení iontů můžeme tuto závislost popsat vztahem:

$$I_i(V) = \begin{cases} -I_{is} \exp[e(V_p - V)/k_B T_i] & V \geq V_p \\ -I_{is} & V < V_p \end{cases} \quad (1.1)$$

kde I_i je iontový proud měřený sondou, I_{is} je saturační iontový proud, e je elementární náboj, k_B je Boltzmannova konstanta, V_p je potenciál plazmatu, V je potenciál sondy a T_i je teplota iontů.

Za předpokladu, že elektronová teplota je srovnatelná s iontovou teplotou, můžeme saturační proud určit pomocí:

$$I_{is} = \frac{1}{4} e n_i v_i A_p \quad (1.2)$$

kde n_i je koncentrace iontů, $v_i = \sqrt{8k_B T_i / \pi m_i}$ je střední rychlost iontů a A_p je povrch sondy. Zde využijeme předpoklad, že tloušťka el. dvojvrstvy je malá, a proto všechny ionty, které dopadnou na hranici vrstvy, dopadnou i na sondu.

Předpoklad srovnatelných teplot ovšem nelze použít na výbojové plazma. To je případ výboje v magnetronu i v plazmové trysce, kde je elektronová teplota výrazně vyšší než teplota iontů. Z analýzy pohybu elektronů a kladných iontů ve vrstvě obdržíme vztah:

$$I_{is} = 0,6n_i e \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}} A_p \quad (1.3)$$

kde T_e je elektronová teplota a m_i je hmotnost iontů. Důvodem pro to, aby iontový proud závisel na teplotě elektronů je existence tzv. předvrstvy, ve které jsou kladné ionty urychleny na tzv. Bohmovu rychlost $u_b = \sqrt{k_B T_e / m_i}$ (Merlino, 2007). Na sondu proto dopadá větší iontový proud v porovnání s 1.2.

Elektronový proud

Pro elektrony platí analogická úvaha. Pokud je potenciál sondy vyšší než potenciál plazmatu, pak sondou prochází saturační elektronový proud. Pokud je potenciál sondy nižší než potenciál plazmatu, pak jsou elektrony odpuzovány a elektronový proud klesá pro Maxwellovské rozdělení exponenciálně. Elektronový proud se proto řídí následujícími vztahy:

$$I_e(V) = \begin{cases} I_{es} \exp[-e(V_p - V)/k_B T_e] & V \leq V_p \\ I_{es} & V > V_p \end{cases} \quad (1.4)$$

kde I_{es} je saturaovaný elektronový proud daný vztahem:

$$I_{es} = \frac{1}{4} e n_e v_e A_p \quad (1.5)$$

kde n_e je koncentrace elektronů a $v_e = \sqrt{8k_B T_e / \pi m_e}$ je střední rychlost elektronů.

1.3.2 Reálný případ

V-A charakteristika naměřená ve výbojovém plazmatu se od ideální liší v několika ohledech. Zaprvé elektronový ani iontový saturační proud nejsou konstantní, ale jejich velikost roste s rostoucím napětím na sondě (striktně formulováno s rostoucí absolutní hodnotou rozdílu napětí mezi sondou a plazmatem). To odráží fakt, že tloušťka elektrické dvojrstvy, jež se zformuje kolem sondy, závisí na napětí na sondě, resp. na rozdílu napětí sondy a potenciálu plazmatu. Plocha sondy vystupující ve vzorcích (1.2), (1.3) a (1.5) je pouze aproximací pro velmi tenkou dvojrstvu jejíž plocha je téměř stejná s plochou sondy. Tento efekt lze také alternativně vysvětlit tak, že částice vstupující do dvojrstvy, jejíž tloušťka je větší než je rozměr/poloměr sondy, nemusí na sondu dopadnout, ale mohou jí pouze orbitálně obíhat. Saturační proud sondy proto závisí na rozdílu napětí mezi sondou a plazmatem (Merlino, 2007).

Dalším rozdílem reálně měřené V-A charakteristiky vůči idealizované je její průběh v okolí potenciálu plazmatu. V okolí potenciálu plazmatu se němění tvar charakteristiky náhle jako na obrázku 1.2, ale dochází k jejímu zaoblení. To je způsobeno například změnou výstupní práce podél povrchu sondy, změnou parametrů plazmatu podél rozměrů/délky sondy, oscilací potenciálu plazmatu v případě, že plazma není stabilní, apod. Zaoblení naměřené charakteristiky může též způsobovat průměrování/averaging při sběru dat. To komplikuje určení potenciálu plazmatu.

Obvyklým postupem, který umožňuje snadnější stanovení potenciálu plazmatu, je vykreslení charakteristiky v semilogaritmickém měřítku. To je možno vidět na příkladu reálné charakteristiky na obr. 1.3 a 1.4. Zde je jednou z možností určení potenciálu plazmatu jako abscisy průsečíku dvou tečen zkonstruovaných na V-A charakteristice "z obou stran" potenciálu plazmatu. Druhou možností je využít druhé derivace V-A charakteristiky podle potenciálu sondy, jelikož v potenciálu plazmatu se mění charakter V-A charakteristiky z konvexního na konkávní, a tedy druhá derivace mění znaménko.

Z druhé derivace V-A charakteristiky je také možné za předpokladu, že elektrická dvojrstva okolo sondy je bezesrážková, určit elektronovou koncentraci n_e a to pomocí integrálu (Sudit a Woods, 1994):

$$n_e = \int_0^\infty \left(\frac{4}{A_p e^2} \sqrt{\frac{m_e (V_p - V)}{2e}} \frac{d^2 I_e}{dV^2} \right) d[e (V_p - V)] \quad (1.6)$$

Elektronovou teplotu je možné taktéž určit z druhé derivace, konkrétně z fitu její lineární části v semilogaritmické škále. K tomu je třeba tzv. Druyvesteynova relace:

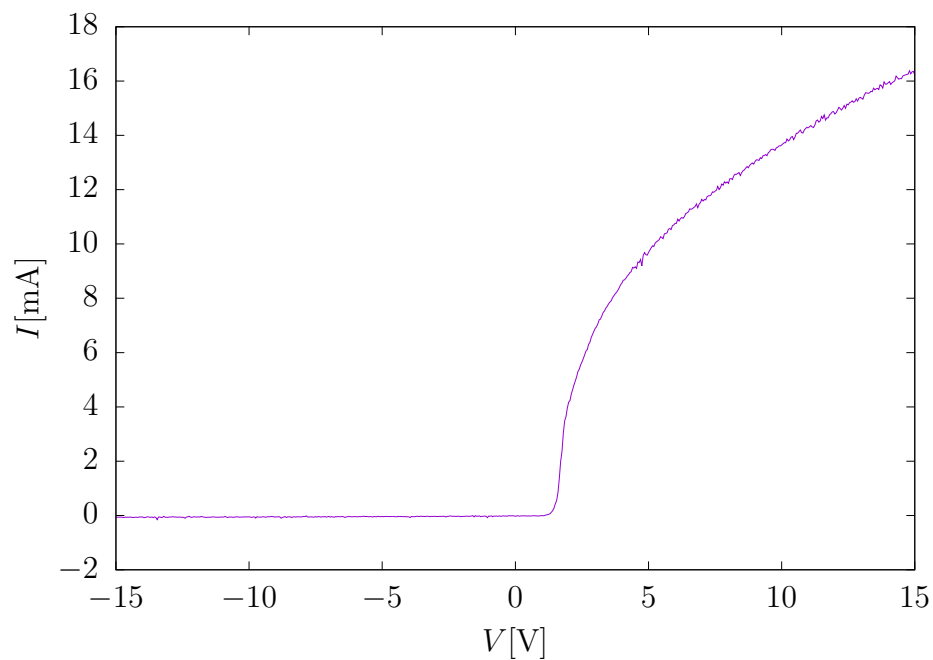
$$\frac{d^2 I_e}{dV_b^2} = \left(\frac{e}{2} \right)^{\frac{3}{2}} n_e m_e^{-\frac{1}{2}} A_p \frac{f_E(e|V_b|)}{\sqrt{|V_b|}} \quad (1.7)$$

pro $V_b < 0$, kde $V_b = V - V_p$ je napětí na sondě vůči potenciálu plazmatu a f_E je rozdělovací funkce elektronů. Vztah (1.7) pro Maxwellovské rozdělení elektronů přejde do tvaru:

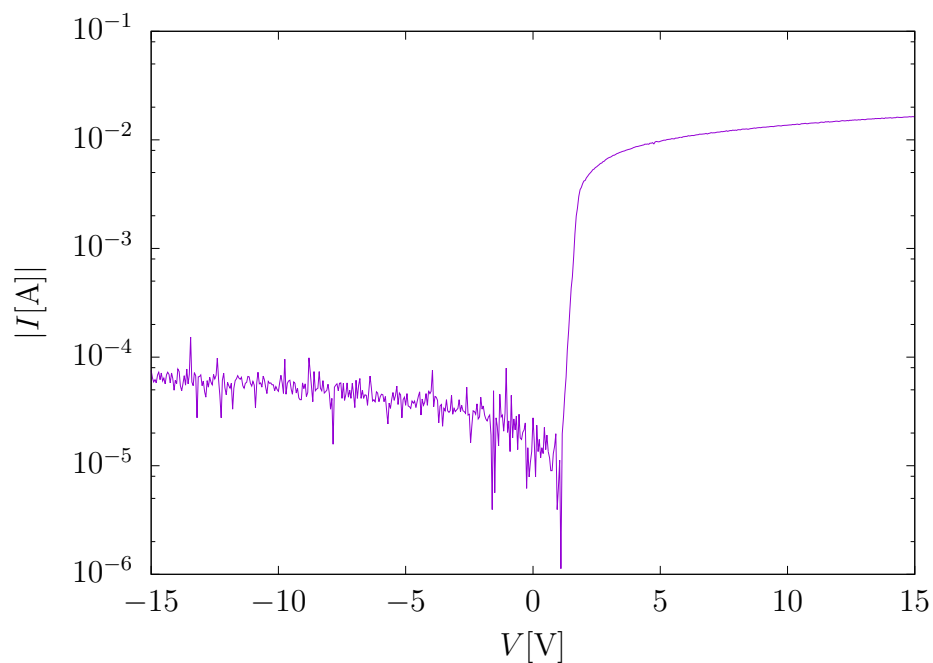
$$\frac{d^2 I_e}{dV_b^2} = A_p \frac{e^3 n_e}{\sqrt{\pi m_e}} \left(\frac{1}{2k_B T_e} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{e|V_b|}{k_B T_e} \right) \quad (1.8)$$

Je třeba zdůraznit, že ve vztazích (1.6), (1.7) a (1.8) se jedná o druhou derivaci pouze elektronového proudu podle potenciálu sondy, nikoliv celkového proudu sondou, který je součtem proudu elektronů a proudu kladných iontů. Pokud však nemáme zvýšené nároky na přesnost určení druhé derivace (chyba menší než 0,001), lze druhou derivaci iontového proudu zanedbat, a v uvedených vztazích používat druhou derivaci celkového proudu sondou.

Z rovnice (1.8) lze snadno nahlédnout, že v semilogaritmické škále je druhá derivace elektronového proudu sondou lineárně závislá na napětí sondy a ze směrnice fitované přímky lze určit teplotu elektronů.



Obrázek 1.3: Reálná V-A charakteristika v lineární škále. Měření proběhlo v argonovém výboji v systému s plazmovou tryskou při průtoku 90 sccm, tlaku 2,09 Pa, frekvenci pulzů 500 Hz, aktivní části periody 100 μs a středním výbojovým proudem 189 mA.

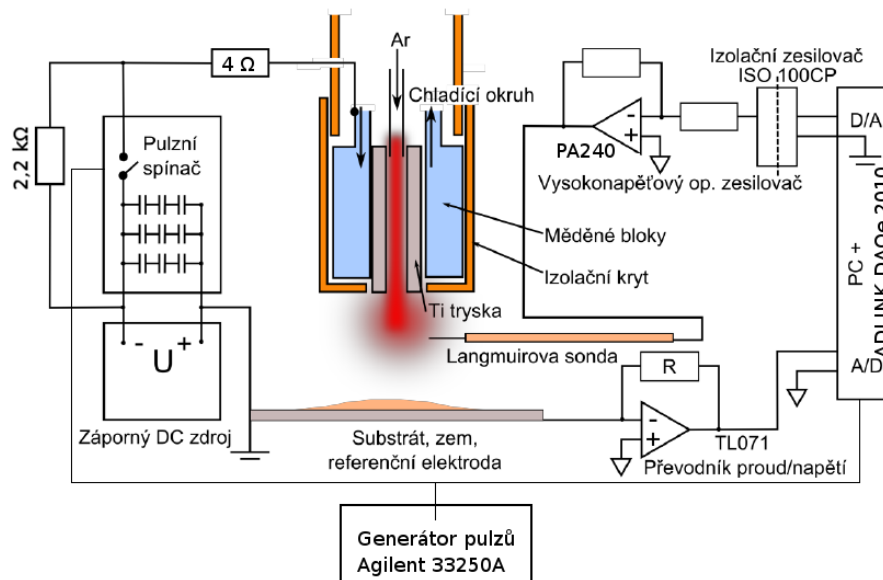


Obrázek 1.4: Reálná V-A charakteristika v semilogaritmické škále. Aby bylo možné graf vykreslit, byla použita absolutní hodnota proudu. Jedná se o stejné měření jako na obr. 1.3

2. Technické provedení

2.1 Aparatura

Měřicí obvod a ovládací software vychází z dřívější práce Jana Klusoň (Klusoň, 2013a). Tato práce využívala pro sběr dat karty DAQ 2010 pro sběrnici PCI. Stávající systém využívá novou verzi karty DAQe 2010, která je přizpůsobena k připojení na sběrnici PCI-Express. Řídicí software bylo proto nutno z důvodu nekompatibility nové verze měřicí karty přepsat. Některé součásti původního měřicího obvodu byly nefunkční (např. výkonový operační zesilovač), byla nutná jejich výměna a s tím související úpravy. Základní schéma použitého systému je na obr. 2.1. Celkem se systém skládá z 5 základních částí: počítače vybaveného kartou pro sběr dat, měřicího obvodu, pulzního zdroje, generátoru pulzů a vakuové aparatury.



Obrázek 2.1: Základní schéma aparatury a měřicího obvodu. Převzato a upraveno z (Klusoň, 2013a)

2.1.1 Karta sběru dat DAQe 2010

Tato karta je kompatibilní se sběrnici PCI-Express. Je vybavena čtyřmi diferenciálními analogovými vstupy se vzorkovací frekvencí 2MS/s. Rozlišení A/D převodníku je 14 bitů. Mimo to jsou na kartě dva nezávislé analogové výstupy, D/A převodníky, s rozlišením 12 bitů. Karta umožňuje synchronizaci měření pomocí digitálních nebo analogových signálů. Tzv. autokalibrace umožňuje nastavit zesílení a offset softwarovými prostředky. Další vlastnosti karty, jako jsou digitální vstupy/výstupy a programovatelný čítač, nejsou ve vyvinutém systému využity. Souhrn programovacích příkazů této karty bohužel není zcela slučitelný se softwarovým ovládním karty obdobného typu DAQ 2010 pro sběrnici PCI, kterou využívala práce (Klusoň, 2013a); proto bylo třeba řídicí program upravit.

2.1.2 Měřicí obvod

Měřicí obvod je tvořen elektrickým zapojením v pravé polovině obr. 2.1. Jeho funkce je následující. Výstup z D/A převodníku karty je galvanicky oddělen zesilovačem, který pro galvanickou izolaci vstupu a výstupu používá optické vazební členy, a následně veden do výkonového operačního zesilovače PA240. Z něj je dále napětí vedeno přímo do Langmuirovy sondy. Jako referenční elektroda slouží uzemněná stěna vakuové aparatury, která je spojena s operačním zesilovačem TL071CN sloužícím jako převodník proud-napětí. Odpor v jeho zpětné vazbě lze měnit pomocí přepínače a tím určovat přesnost a rozsah měření sondového proudu. Výstupní napětí z tohoto zesilovače je pak vedeno do A/D převodníku PC karty, kde je dále zpracováno softwarově.

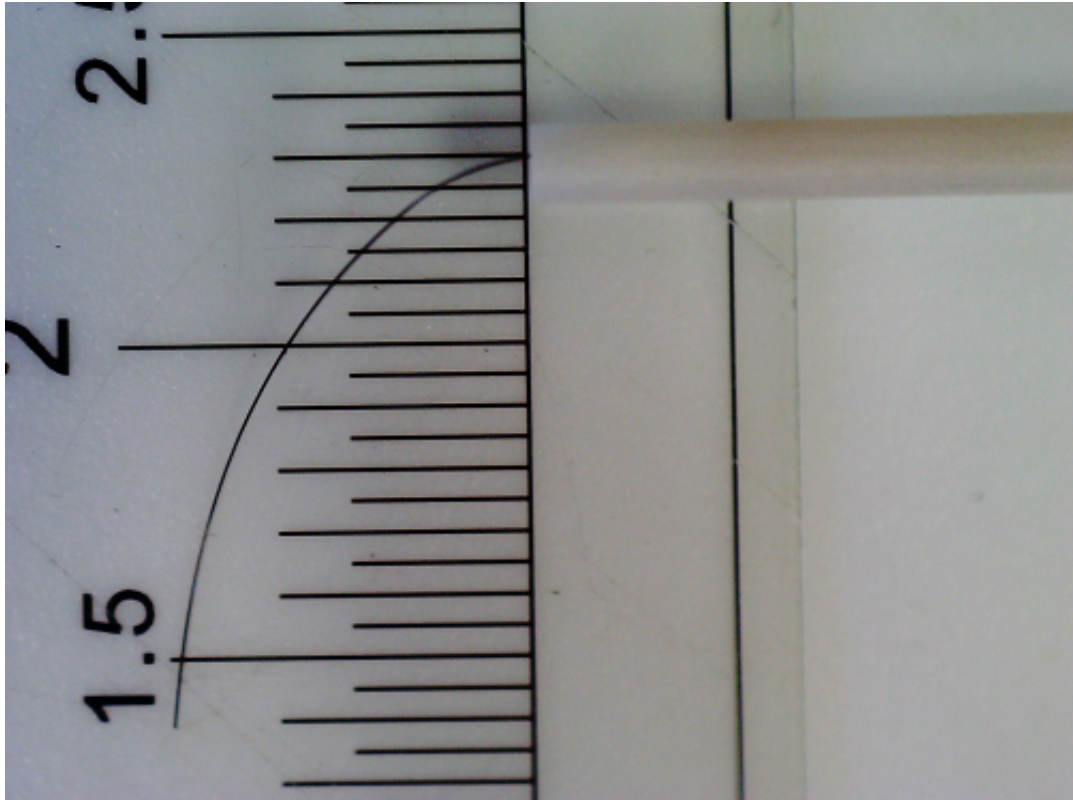
2.1.3 Vakuová aparatura

Základem vakuové aparatury je komora, k níž jsou připojeny jednotlivé součásti:

- čerpací systém (primární a turbomolekulární vývěva)
- vakuometry
- plazmová tryska
- planární magnetron
- Langmuirova sonda
- přívod pracovních plynů (Ar , O_2) s regulátory průtoku

2.1.4 Pulzní zdroj

Pulzní zdroj se skládá ze dvou částí, zdroje stejnosměrného napětí MDX500 a pulzního spínače. Kladný pól tohoto zdroje je uzemněn a vodivě spojen se stěnou vakuové aparatury. Záporný pól zdroje je spojen se vstupem pulzního spínače. Tento spínač využívá výkonové bipolární tranzistory s izolovanou řídicí elektrodou (IGBT) typu IXYR100N120C3 ke spínání proudu až 200 A při napětí až 1200 V a spínacích frekvencích od 30 Hz do 200 kHz. Princip spínače je popsán v bakalářské práci Václava Kučery (Kučera, 2015). Výstup pulzního spínače je připojen přes ochranný odpor 4Ω ke katodě plazmové trysky (resp. magnetronu). Pro měření s plazmovou tryskou je do obvodu navíc připojen odpor $2,2 \text{ k}\Omega$ mezi záporný pól stejnosměrného zdroje a výstup pulzního spínače; tj. paralelně ke spínači. Ten zajišťuje minimální výbojový proud ve fázi vypnutého spínače. Jeho přítomnost je nutná z důvodu špatné stability výboje při nízkých frekvencích pulzů ($< 500 \text{ Hz}$) a nízkých tlacích ($< 20 \text{ Pa}$), která se projevuje jiskrovými výboji mezi katodou a stěnou aparatury. Nestabilní výboj znehodnocuje měřená data (viz obr. 3.5) a rovněž může nadproudem poškodit pulzní spínač. Dalším způsobem pro zlepšení stability výboje v systému s plazmovou tryskou je vložení pomocné elektrody dovnitř komory, která je připojena na kladný potenciál vůči stěně, a zastává funkci dodatečné anody.



Obrázek 2.2: Langmuirova sonda použitá pro všechna měření v této práci z wolframového vlákna o délce 11,7 mm a průměru $25 \mu\text{m}$

2.1.5 Generátor pulzů

Pro generování pulzů je použit generátor Agilent 33250A, který je pro účely měření nastaven na obdélníkové pulzy s amplitudou $+5 \text{ V}$. Výstup je připojen k pulznímu zdroji za účelem řízení spínání a zároveň ke vstupu PC karty pro externí trigger. Tím je zajištěna časová synchronizace měřených dat se začátkem výbojového impulsu.

2.2 Princip měření

Pro měření s časovým rozlišením je potřeba synchronizovat sběr dat kartou DAQe 2010 se začátkem impulsního výboje. Sběr dat probíhá tak, že se vždy nejprve nastaví určité sondové napětí a poté se měří nastavený počet hodnot proudu s vybranou vzorkovací frekvencí (nastavení jednotlivých parametrů je obsaženo v kapitole 2.3.3) od začátku výboje. Napětí se mění postupně od minimální po maximální hodnotu s pevným krokem. Pokud je zároveň zvoleno průměrování (Averaging), pak pro každou hodnotu napětí se časový vývoj sondového proudu změří několikrát a výsledné hodnoty proudu se pro daný čas a napětí spočítají jako aritmetický průměr.

Tímto způsobem získáme matici sondových proudů, kde řádek odpovídá vždy jednomu sondovému napětí a sloupec určitému času od začátku výboje. Ačkoliv byla tato matice získána po řádcích, pro vyhodnocení charakteristik je potřeba ji zpracovávat po sloupcích, tj. vybrat z matice závislosti proudu na napětí pro daný

čas. Tak získáme V-A charakteristiky s výsledným časovým rozlišením až 500 ns. Pro zjištění trendů závislosti jednotlivých parametrů plazmatu na čase stačí však podstatně nižší časové rozlišení. Proto jsem nezpracoval všechny charakteristiky, ale pouze vybrané. Přitom jsem v případech, kdy se studovaný parametr měnil rychle s časem použil kratší časový krok, zatímco při pomalejších změnách stačil časový krok delší. To je zřejmé z grafů uvedených v kapitole 3.

K vyhodnocení byl zvolen software START vyvinutý doc. Kudrnou. Ten umožňuje zpracovat vždy jednu charakteristiku pro vybraný čas.

2.3 Ovládací software

2.3.1 Požadavky

- Software Keysight VEE Pro, verze 9.32
- Měřicí karta: Adlink DAQe 2010

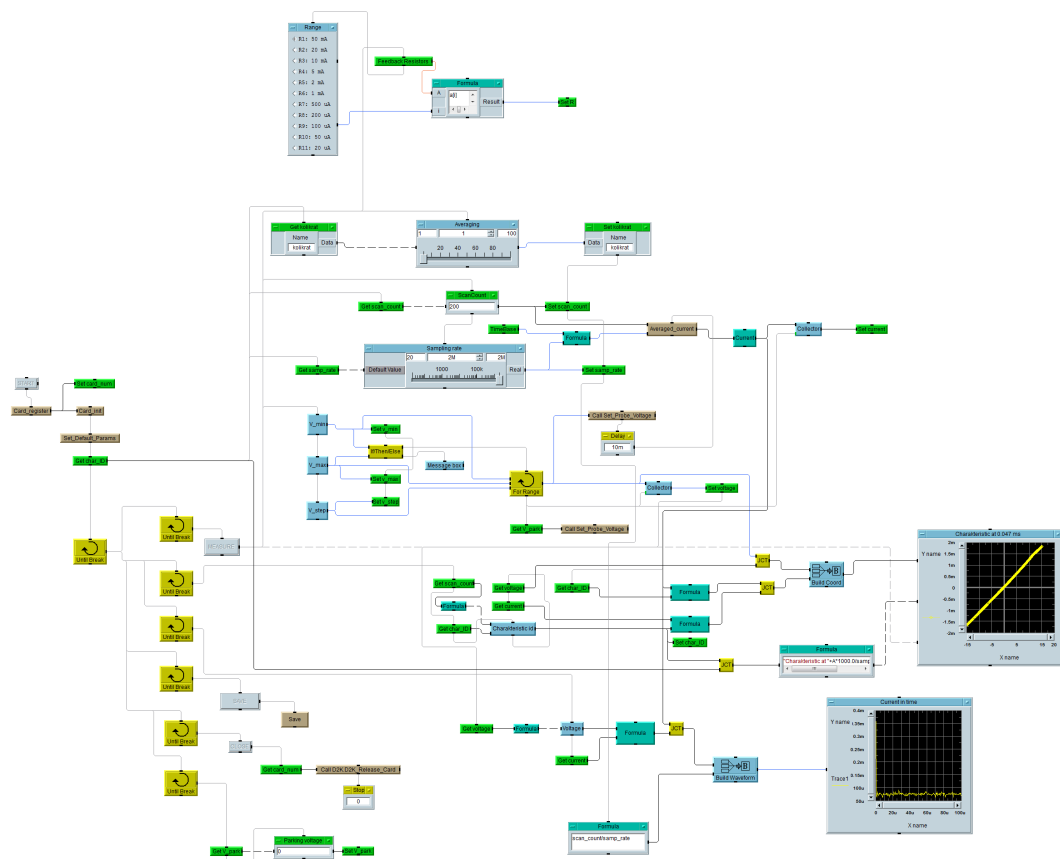
Software Keysight VEE Pro 9.32 je snadno použitelné grafické prostředí, pomocí něhož je možné relativně snadno vyvinout ovládací programy pro měření s přístroji vybavenými standardním rozhraním (např. USB, RS232, GPIB apod.). Tento softwarový systém umožňuje komunikaci nejen s hardwarem společnosti Keysight ale i dalších výrobců. Software Agilent VEE Pro je navrženo jako 32-bitové, uvedená verze je ale spustitelná i na 64-bitových instalacích systému Windows. Jako alternativu je nutno zmínit dnes velmi rozšířený software LabVIEW.

2.3.2 Vývoj softwaru

V průběhu vývoje řídicího softwaru bylo potřeba na základě původního programu testovat a případně upravit jednotlivé části z hlediska kompatibility s novou kartou. Hlavním problémem k řešení bylo ošetřit změnu v používání některých funkcí z knihovny ovladačů měřicí karty. Podstatná změna byla ve funkci čtení dat ze vstupního A/D převodníku. V ovladačích pro původní verzi karty, DAQ 2010, argumenty této funkce obsahovaly ukazatel na alokované místo v paměti pro pole hodnot, zatímco nová verze ovladačů, pro kartu DAQe 2010, používá dodatečnou funkci pro vytvoření bufferu a jako argument se předává pouze index bufferu. Tento způsob se ale ukázal pro použití v prostředí VEE jako nevhodný. VEE totiž pracuje s proměnnými předanými jednotlivým funkcím referencí tak, že v grafickém prostředí vytvoří objekt se vstupním bodem pro předání proměnné a zároveň vytvoří výstupní bod, z něhož je čitelná nová hodnota dané proměnné. Nová verze ovladačů však použitím vlastních indexovaných bufferů způsobí, že v grafickém prostředí není k dispozici žádný bod, z něž by bylo možné číst pole po vyplnění měřenými hodnotami. V případě, že se pokusíme získat data z původně alokovaného pole, získáme pouze data původní; tj. nastavená během alokace paměti. Obtížnou situaci bylo možno vyřešit použitím funkce pro přímé uložení dat do dočasného souboru v adresáři s programem a následné načtení hodnot z něj. Nevýhodou je však využívání disku pro běh programu, což u pomalých disků může vést ke zpomalení běhu, v případě SSD disků k častým zápisům snižujících životnost.

Náhled hlavního těla programu je na obr. 2.3. Ten je tvořen počáteční inicializací karty a následně hlavním cyklem kontrolujícím stisknutí jednotlivých tlačítek, která jsou popsána v kapitole 2.3.3. Dále je součástí hlavního cyklu opětovné vykreslování hodnot v zobrazovaných grafech, a to časový průběh proudu pro právě změřené napětí a V-A charakteristika pro čas vybraný na posuvníku u grafu. Na obr. 2.3 je vidět řízení měření, kde se nejprve přečtou údaje ze vstupů uživatelského rozhraní a následně se předají příslušným funkcím komunikujících s měřicí kartou. Hlavní funkcí měření je sběr a průměrování hodnot proudu, což zajišťuje funkce *Averaged_current* na obr. 2.4.

Vzhledem k rozsáhlosti jednotlivých částí programu je podrobné vyobrazení a zdrojový kód součástí elektronické přílohy této bakalářské práce. Popis principu činnosti je v kapitole 2.3.3 věnované ovládání programu.

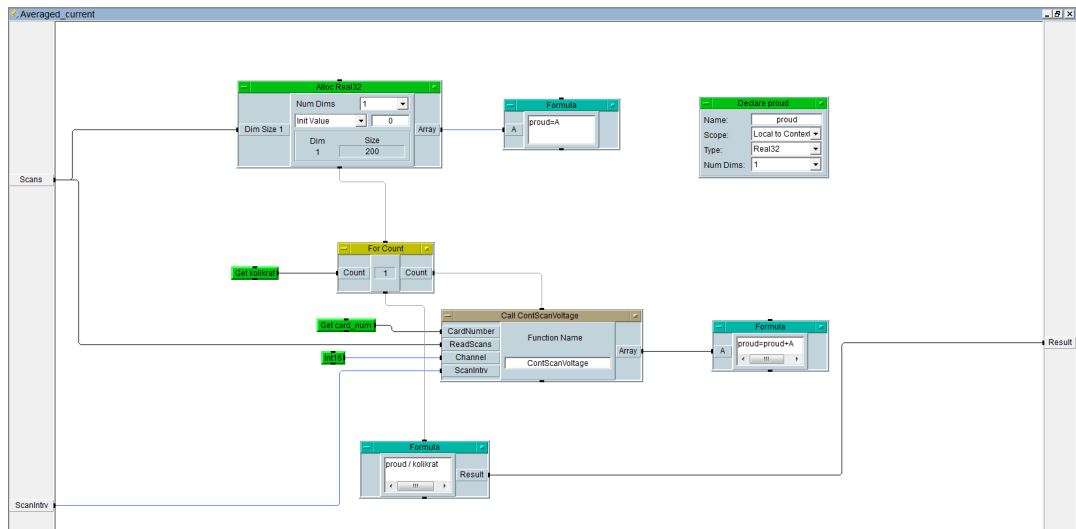


Obrázek 2.3: Hlavní část ovládacího programu v editačním rozhraní VEE

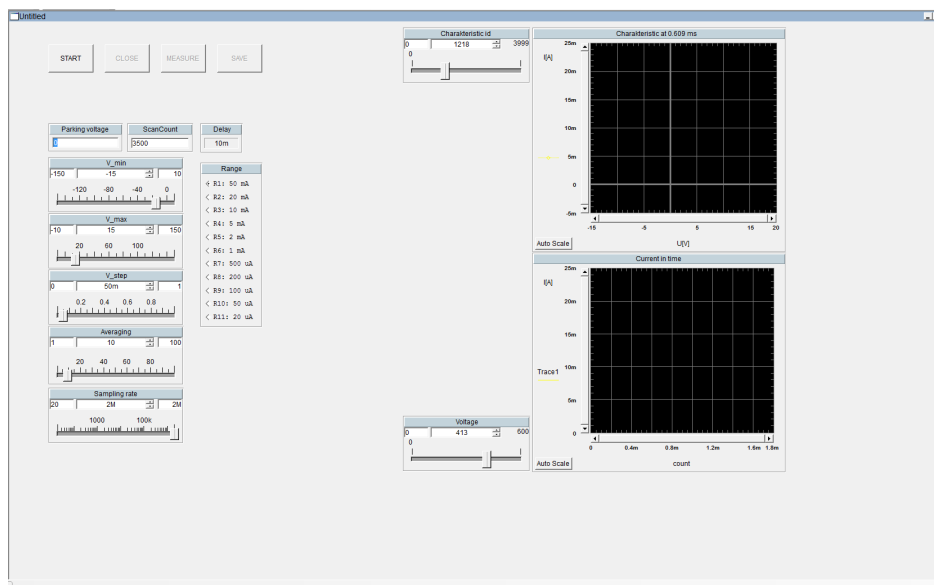
2.3.3 Ovládání programu

Po spuštění softwaru v prostředí VEE se objeví hlavní obrazovka programu (viz. obr. 2.5). V tuto chvíli je aktivní pouze tlačítko *START* v levém horním rohu obrazovky. Po jeho stisknutí se postupně objeví dva formuláře s údaji nutnými pro inicializaci karty, kalibračními údaji a výchozími parametry (viz. obr. 2.6 a 2.7).

V prvním inicializačním formuláři (obr. 2.6) je především nutné vybrat správné nastavení triggeru. Program v současnosti zvládá dvě konfigurace:



Obrázek 2.4: Funkce *Averaged_current* v editačním rozhraní VEE



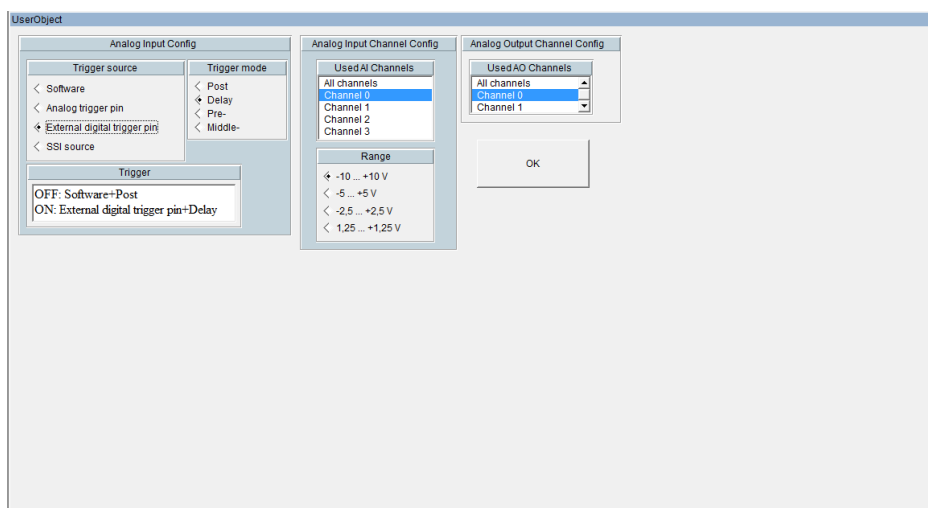
Obrázek 2.5: Hlavní obrazovka po spuštění v prostředí VEE

1. Vnitřní trigger měřicí karty
všechna měření proběhnou okamžitě bez prodlev
2. Externí trigger
před každým měřením časovým průběhem se vyčkává na náběžnou hranu
(použité napěťové úrovně jsou 0 V, +5 V)

Dále je možné vybrat nastavení vstupních signálů. Pro sondová měření testovaná v této práci postačí jeden vstupní kanál a rozsah vstupních napětí od -10 V do $+10$ V. Posledním parametrem je počet výstupních analogových signálů, zde postačí předvolbu, tj. jeden výstupní analogový signál, ponechat.

Ve druhém inicializačním formuláři se vyplňují výchozí parametry. Jednotlivé údaje jsou:

- Parking Voltage - napětí sondy mezi měřeními



Obrázek 2.6: Formulář s údaji pro inicializaci karty ADLINK DAQe 2010

- Averaging - počet měření pro následné průměrování
- scan_count - počet měřených bodů v čase
- Sampling rate - vzorkovací frekvence karty, až 2 MS/s
- Characteristic id - index zobrazované charakteristiky na hlavní obrazovce
- koefUa, koefUb - koeficienty určující přepočet výstupního napětí sondy na výstupní napětí karty dle rovnice níže
- koefUof - offset napětí z převodníku proud/napětí
- koefPolarity - nastavení polarity převodníku proud-napětí (pro námi použitý převodník se používá hodnota 1)

Pro koeficienty U_a , U_b a napětí na sondě platí vztah:

$$U_k = U_p \cdot U_a + U_b \quad (2.1)$$

kde U_k je výstupní napětí karty, U_a a U_b jsou kalibrační parametry zadané při inicializaci a U_p je výstupní napětí připojené k sondě.

Po dokončení inicializace se program opět vrátí na hlavní obrazovku (obr. 2.8). Zde můžeme upravovat parametry měření nastavené již v průběhu inicializace a navíc:

- Range - výběr polohy přepínače odporů ve zpětné vazbě převodníku proud/napětí
- V_min, V_max, V_step - hraniční hodnoty napětí a napěťový krok

Měření lze spustit po nastavení všech parametrů tlačítkem *MEASURE*. V průběhu měření se postupně v grafech v pravé části objeví právě naměřené hodnoty. Ve spodním grafu se zobrazuje časový průběh sondového proudu pro naposledy změřené napětí a v horním grafu se zobrazuje V-A charakteristika pro čas vybraný na posuvníku u grafu (viz. obr. 2.9). Po skončení měření je možné pomocí

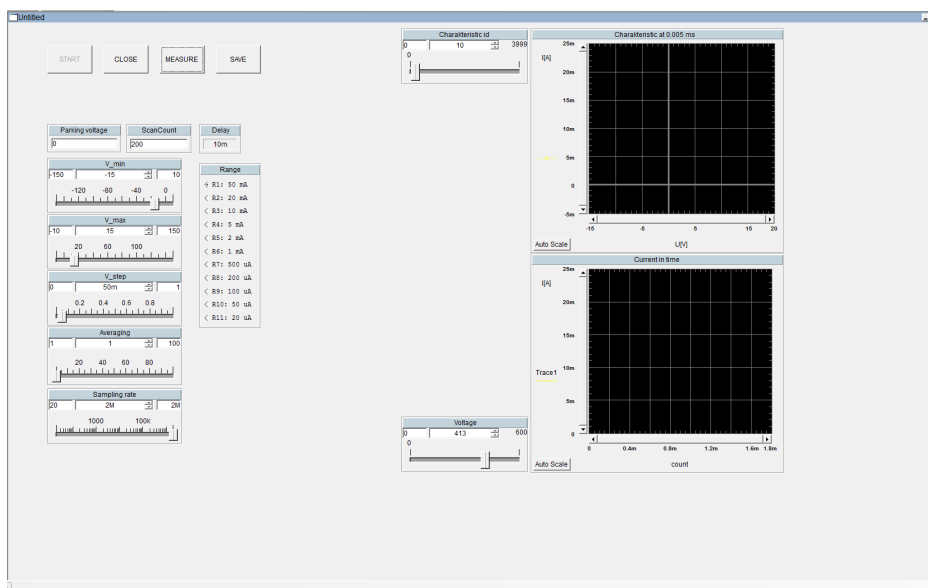
The form contains the following fields and values:

Parking Voltage	koefUa	scan_count
0	-0.1656	200
koefPolarity	koefUb	Sampling rate
1	2.735	2000000
Averaging	koefUof	Charakteristic id
1	0	10

OK

Obrázek 2.7: Formulář s kalibračními údaji a výchozími hodnotami parametrů měření

posuvníků u grafů procházet změřené charakteristiky (obr. 2.10). Po skončení měření je možné data uložit po otevření nabídky uložení kliknutím na tlačítko *SAVE*.

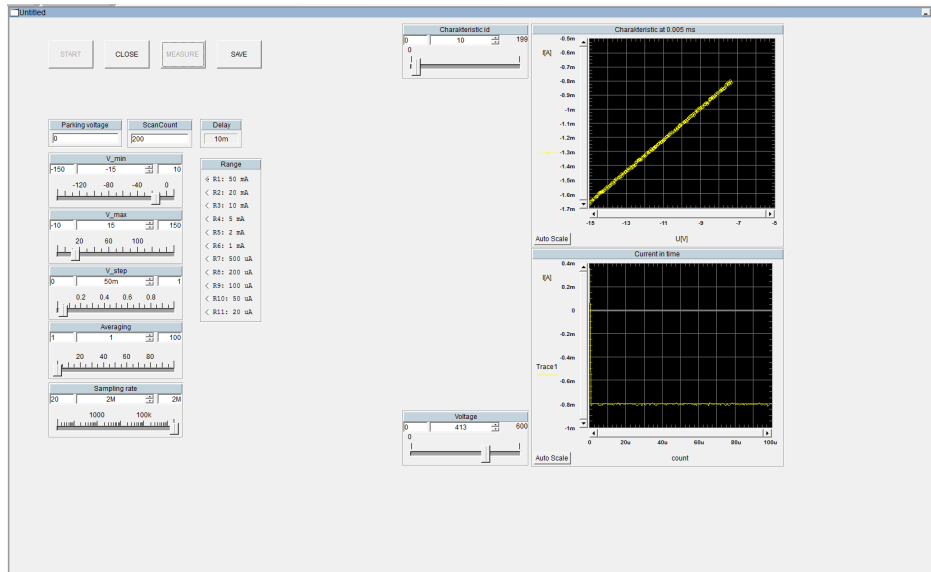


Obrázek 2.8: Hlavní obrazovka po úspěšné inicializaci

Po otevření nabídky uložení (obr. 2.11) zadáme název souboru, do nějž chceme data uložit, libovolný popis a tlak. Uložená data jsou ve formátu akceptovaném na KFPP MFF UK vyvinutém programu *Start* určeném ke zpracování V-A charakteristik získaných měření pomocí Langmuirovy sondy. Po uložení se program opět vrátí na hlavní obrazovku, odkud je možné spustit další měření, nebo celý program ukončit tlačítkem *CLOSE*.

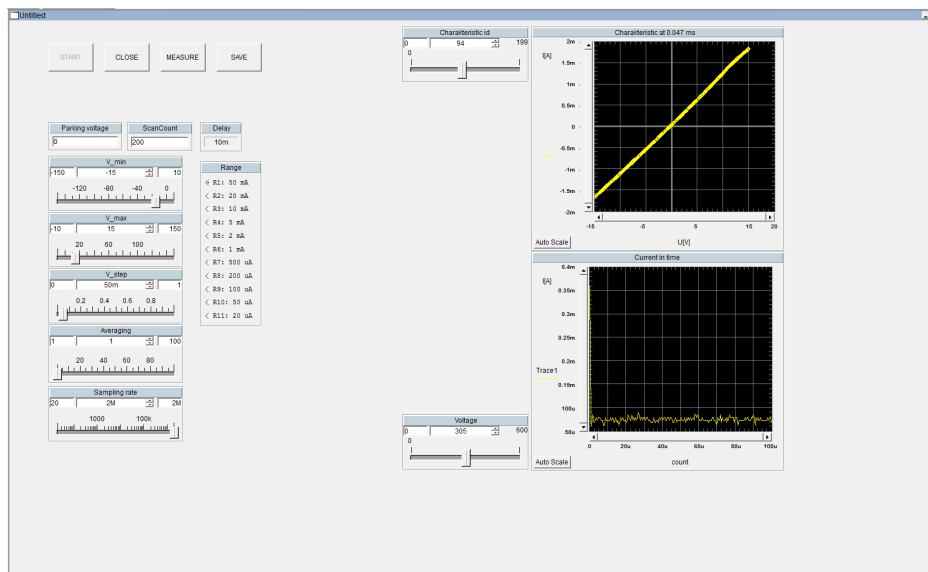
Pro měření uvedeném v další kapitole bylo použito následující nastavení:

- $V_{\min} = -15$ V



Obrázek 2.9: Hlavní obrazovka v průběhu měření (pro názornost byla měřena V-A charakteristika rezistoru)

- $V_{\text{max}} = +15 \text{ V}$
- $V_{\text{step}} = 0,05 \text{ mV}$
- $\text{scan_count} = 4000$ (magnetron); 3500 (tryska)
- $\text{Averaging} = 10$



Obrázek 2.10: Hlavní obrazovka po skončení měření (pro názornost byla měřena V-A charakteristika rezistoru)

The screenshot shows a 'Save' dialog box with the following fields and buttons:

- Název souboru:** C:\Users\motak\Desktop\data\mereni 3.4.2018\shot11.da
- Popis:** shot11
- pauza:** 0
- tlak:** 7.85
- opakovani:** 1
- ULOŽIT** (Save) button
- ZRUŠIT** (Cancel) button

Obrázek 2.11: Formulář s údaji pro uložení naměřených dat

3. Kontrolní měření

Kontrolní měření proběhla v systému s plazmatickou tryskou i v systému s magnetronem a to vždy při několika vybraných podmínkách experimentu. Měření probíhalo vždy po necelou část periody. Důvodem byla snaha o neprodlužování měření. Pokud by měření probíhalo po celou dobu periody, pak by mezi měřeními jednotlivých charakteristik došlo k mezerám o délce jedné periody kvůli čekání měření na synchronizační impuls a celková doba měření by se tak zdvojnásobila.

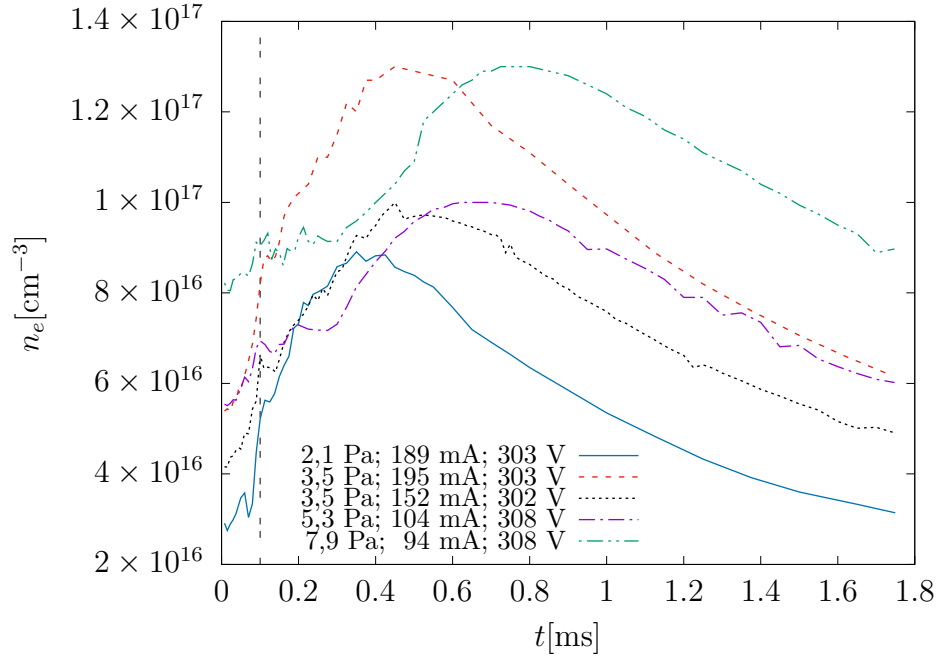
V průběhu měření byl zjištěn nedostatek měřicího obvodu, kdy použitý operační zesilovač pro převod proudu na napětí nebyl schopen účinně převádět proudy větší než 20 mA. Z tohoto důvodu byl výběr nastavovaných podmínek omezen. Účastnil jsem se ale vývoje zlepšeného převodníku proud-napětí s výkonovým operačním zesilovačem LT1210. Nově vyvinutý převodník bude použit pro další experimenty, které ale již nejsou součástí této práce.

Z jednotlivých měření byly stanoveny časové vývoje elektronové koncentrace, elektronové teploty a potenciálu plazmatu. Koncentrace elektronů byla určena z integrálu druhé derivace dle vztahu (1.6), elektronová teplota ze směrnice lineární části druhé derivace a potenciál plazmatu z abscisy nulového bodu druhé derivace.

3.1 Plazmová tryska

Měření v systému s plazmatickou tryskou probíhala při frekvenci pulzů 500 Hz, délce aktivní části periody 100 μ s a průtoku argonu 90 scem. Doba sběru dat byla 1,8 ms od začátku pulzu. Nastavovanými podmínkami byl tlak v hlavní komoře aparatury a výbojové napětí (resp. proud) s ohledem na měřitelnost použitým obvodem pro převod sondového proudu na napětí. Langmuirova sonda byla umístěna přibližně 8 cm od konce plazmové trysky v její ose.

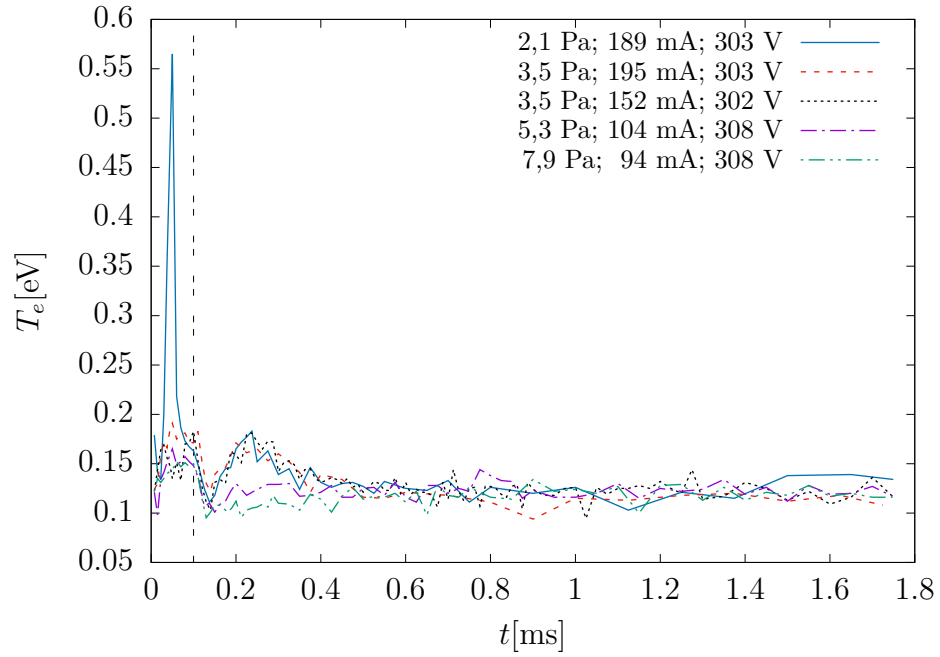
Vývoj elektronové koncentrace v průběhu pulzu je na obr. 3.1. Zde vidíme především jisté zpoždění maxima měřené koncentrace vůči aktivní části pulzu. Příčinou je pravděpodobně vzdálenost sondy od trysky; tj. sondou byla měřena charakteristika plazmatu v době, kdy částice plazmatu urazily vzdálenost mezi tryskou a sondou. Zároveň si všimněme, že prodleva dosažení maxima klesá s klesajícím tlakem v hlavní komoře. Jelikož byl průtok plynu tryskou pevně udržován regulátorem, můžeme zjednodušeně uvažovat konstantní tlak v prostoru trysky a pak měřené prodlevy odpovídají hypotéze, že rychlost částic vyletujících z trysky je přímo úměrná gradientu tlaku. Zde je možnost srovnání s prací Jana Klusoně (Klusoň a kol., 2013b), který z průběhu sondového proudu při konstantním napětí na sondě určoval rychlost částic v závislosti na vzdálenosti od trysky pro vybrané kombinace tlaků v komoře a průtoku. Výsledkem jeho měření je, že se rychlost částic mění v rozmezí od 50 m/s do 300 m/s při tlaku v komoře 10 Pa. Z mnou naměřených dat je možné pro tlak 7,9 Pa odhadnout průměrnou rychlost částic na 100 m/s, což je v kvalitativní shodě s prací Jana Klusoně.



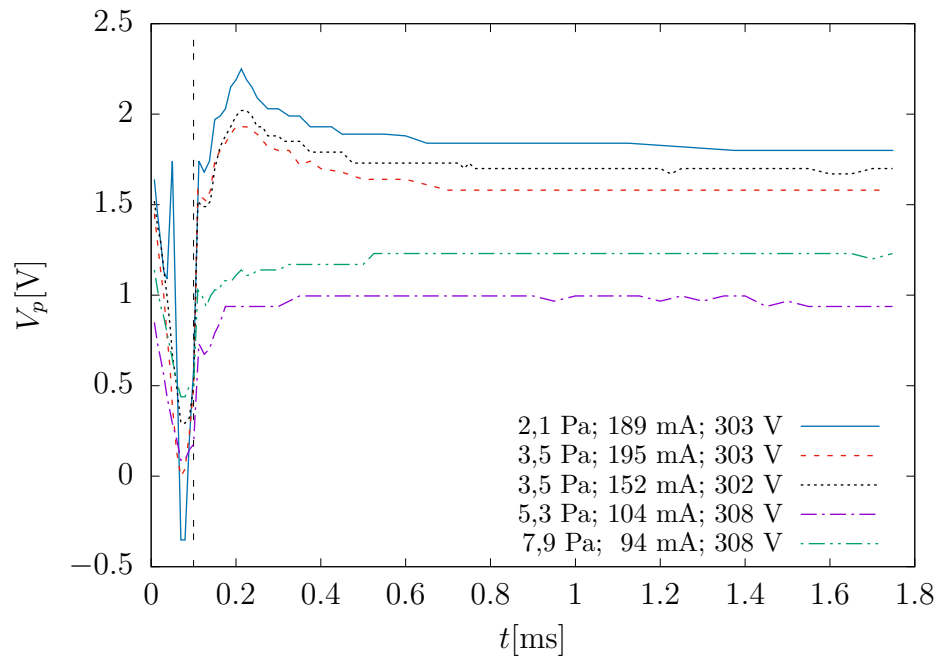
Obrázek 3.1: Vývoj elektronové koncentrace v průběhu jednoho pulzu v systému s plazmovou tryskou při různých tlacích a výbojových proudech. Frekvence pulzů $f = 500$ Hz, aktivní část periody $T_a = 100 \mu\text{s}$ (vyznačeno svislou čarou), průtok argonu 90 sccm

Vývoj elektronové teploty je na obr. 3.2. Zde vidíme pro tlaky do 5 Pa dvě maxima, přičemž jedno se nachází v aktivní části pulzu. Pro tlaky nad 5 Pa je zřetelné již jen jedno maximum. Pro všechny tlaky se elektronová teplota ve fázi dohasínání pulzu pohybuje od 0,1 do 0,15 eV. Na první pohled můžeme vyloučit závislost elektronové teploty na tlaku, je však nutno zohlednit i rozdílný výbojový proud, tudíž je pro potvrzení této hypotézy nutné provést ještě další měření.

Průběh potenciálu plazmatu je na obr. 3.3. Zde nejprve potenciál plazmatu velmi strmě klesá a následně při skončení aktivní části pulzu prudce vzroste. V případě tlaků menších než 5 Pa dochází k dalšímu růstu až k maximální hodnotě a následnému poklesu až ke stabilní hodnotě. V případě tlaků větších než 5 Pa již další extrémní případ nenastává a potenciál plazmatu se rovnou začne stabilizovat.



Obrázek 3.2: Vývoj elektronové teploty v průběhu jednoho pulzu v systému s plazmovou tryskou při různých tlacích a výbojových proudech. Frekvence pulzů $f = 500$ Hz, aktivní část periody $T_a = 100 \mu\text{s}$ (vyznačeno svislou čarou), průtok argonu 90 sccm



Obrázek 3.3: Vývoj potenciálu plazmatu v průběhu jednoho pulzu v systému s plazmovou tryskou při různých tlacích a výbojových proudech. Frekvence pulzů $f = 500$ Hz, aktivní část periody $T_a = 100 \mu\text{s}$ (vyznačeno svislou čarou), průtok argonu 90 sccm

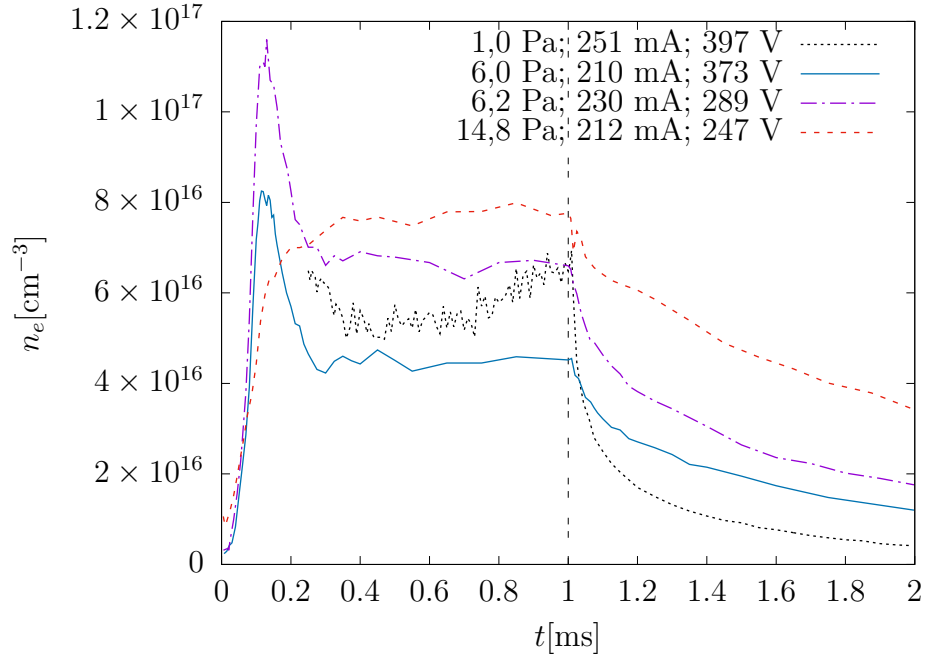
3.2 Planární magnetron

Měření v systému s planárním magnetronem probíhala v argonovém plazmatu v pulzním režimu. Pro všechna měření byla společná frekvence pulzů 100 Hz a aktivní část periody 1 ms. Doba sběru dat byla 2 ms od začátku impulsu. Měření opět probíhalo pro různé tlaky. Výběr těchto podmínek byl opět proveden s ohledem na měřitelnost sondového proudu použitým obvodem pro převod proudu na napětí. Grafické výsledky pro tlak 1 Pa nejsou zobrazeny od začátku pulzu, jelikož nebylo možné zpracovat měřené charakteristiky z prvních 250 μ s pulzu.

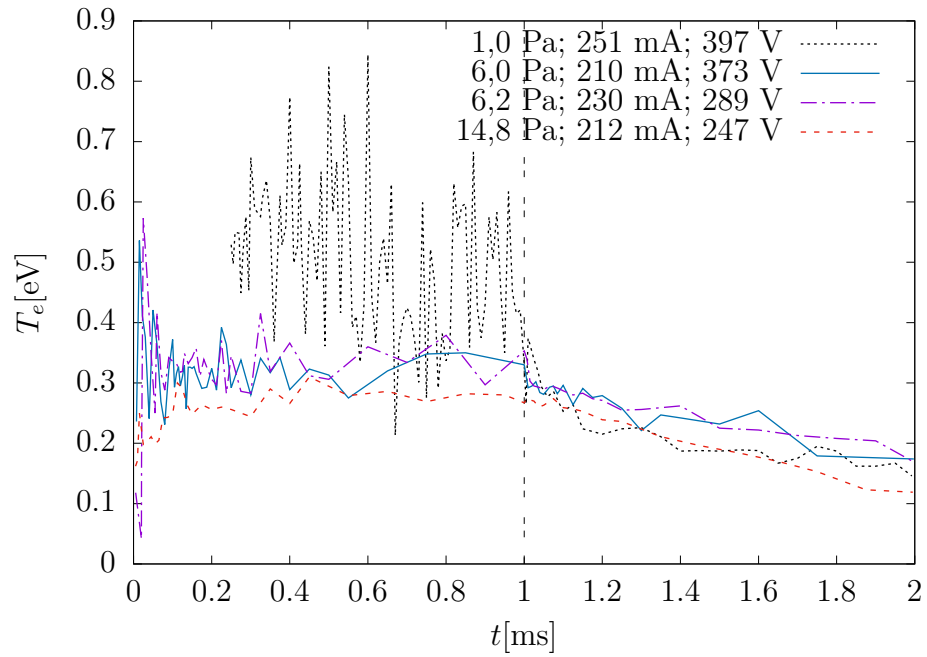
Průběh elektronové koncentrace v systému s magnetronem je na obr. 3.4. Pro měření při tlacích 6,0 Pa a 6,2 Pa vidíme na začátku pulzu maximum koncentrace které se následně stabilizuje přibližně na polovině příslušného maxima. Pro měření při tlaku 1 Pa maximum nevidíme, důvodem ale může být absence použitelných dat na začátku pulzu. V případě měření při tlaku 14,8 Pa se neprojevuje žádné maximum a koncentrace přechází do stacionárního stavu. Po skončení aktivní části pulzu u všech měření došlo zhruba k exponenciálnímu poklesu koncentrace.

Průběh elektronové teploty je na obr. 3.5. V době pulzu zde pro všechna měření vidíme oscilace teploty přibližně kolem hodnoty 0,3 eV, pro tlak 1 Pa kolem hodnoty 0,5 eV. I přesto je však na průběhu znatelný konec pulzu, kdy se oscilace výrazně zmenší a teplota začne klesat.

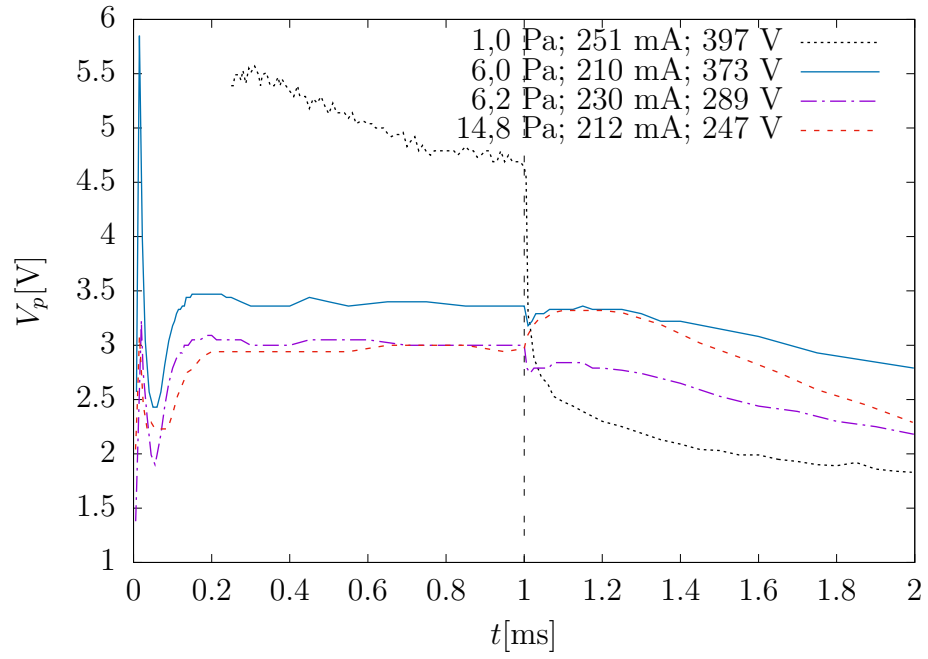
Průběh potenciálu plazmatu je na obr. 3.6. Pro měření při tlacích 6,0 Pa, 6,2 Pa a 14,8 Pa vidíme na začátku pulzu prudký růst k maximální hodnotě, následně pokles k lokálnímu minimu a růst do stabilní hodnoty. Po skončení pulzu došlo k malé skokové změně, mírnému růstu k lokálnímu maximu a následně k poklesu. Při tlaku 1 Pa jsou hodnoty potenciálu plazmatu výrazně vyšší než u vyšších tlaků. To je pravděpodobně způsobeno vyšším napětím na výboji. Rovněž lze pozorovat pokles v aktivní části periody daný zřejmě radiální difuzí aktivního plazmatu. Po skončení aktivní části pulzu V_p již klesá přibližně exponenciálně.



Obrázek 3.4: Vývoj elektronové koncentrace v průběhu jednoho pulzu v systému s magnetronem při různých tlacích a výbojových proudech. Frekvence pulzů $f = 100$ Hz, aktivní část periody $T_a = 1$ ms (vyznačeno svislou čarou)



Obrázek 3.5: Vývoj elektronové teploty v průběhu jednoho pulzu v systému s magnetronem při různých tlacích a výbojových proudech. Frekvence pulzů $f = 100$ Hz, aktivní část periody $T_a = 1$ ms (vyznačeno svislou čarou)



Obrázek 3.6: Vývoj potenciálu plazmatu v průběhu jednoho pulzu v systému s magnetronem při různých tlacích a výbojových proudech. Frekvence pulzů $f = 100$ Hz, aktivní část periody $T_a = 1$ ms (vyznačeno svislou čarou)

Závěr

Cílem této bakalářské práce bylo vyvinout počítačem řízený systém pro měření Langmuirovou sondou s dobrým časovým rozlišením v aparatuře s plazmovou tryskou, popř. magnetronem. Ten byl sestaven na základě již dříve vytvořeného systému, jenž však vyžadoval jisté úpravy, především z důvodu využití novější verze PC karty.

Bylo provedeno několik testovacích měření v aparatuře s plazmatickou tryskou a s magnetronem. Ze změřených V-A charakteristik byly určeny parametry plazmatu, tj. potenciál plazmatu, koncentrace a teplota elektronů v závislosti na čase během jedné impulzní periody. Maximální dosažené časové rozlišení bylo 500 ns.

Na měřených datech lze dobře vidět přechod z aktivní fáze výboje do fáze dohasínání. V systému plazmové trysky bylo možné odhadnout průměrnou rychlost proudu plazmatu ze zpoždění měřeného maxima koncentrace od začátku impulzu.

V průběhu kontrolních měření bylo zjištěno několik nedostatků, jejichž odstranění je předmětem další práce. Na vyřešení nejzásadnějšího problému, tj. nemožnost měřit sondové proudy větší než 20 mA, se již pracuje a to vývojem nového převodníku proudu na napětí. Nedostatek projevující se nutností používat diskové úložiště pro sběr dat je možno odstranit naprogramováním vlastní knihovní funkce v jazyce C/C++, která umožní použití funkcí z knihovny ovladačů tak, aby bylo možné data číst z paměti v prostředí VEE, případně se nabízí použití RAM disku.

Seznam použité literatury

- BUNSHAH, R. F. and DESHPANDEY, C. V. (1985). Plasma assisted physical vapor deposition processes: A review. *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, **3**(3), 553–560. doi: 10.1116/1.572993.
- GUDMUNDSSON, J. T., BRENNING, N., LUNDIN, D. and HELMERSSON, U. (2012). High power impulse magnetron sputtering discharge. *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, **30**(3), 030801. doi: 10.1116/1.3691832.
- KELLY, P. J. and ARNELL, R. D. (2000). Magnetron sputtering: a review of recent developments and applications. *Vacuum*, **56**, 159–172. ISSN 0042-207X. doi: 10.1016/s0042-207x(99)00189-x.
- KLUSOŇ, J. (2013a). *Impulsní plazmatické systémy*. PhDthesis, MFF UK. Plný text práce dostupný na <https://dspace.cuni.cz/handle/20.500.11956/53258>.
- KLUSOŇ, J., KUDRNA, P. and TICHÝ, M. (2013b). Measurement of the plasma and neutral gas flow velocities in a low-pressure hollow-cathode plasma jet sputtering system. *Plasma Sources Science and Technology*, **22**(1), 015020. doi: 10.1088/0963-0252/22/1/015020.
- KUČERA, V. (2015). Pulzní zdroj s vysokým výkonem v pulzu pracující v rozsahu nízkých frekvencí pro buzení plazmatu. Bakalářská práce, Jihočeská univerzita v Českých Budějovicích, Přírodovědecká fakulta, České Budějovice. Plný text práce dostupný na https://theses.cz/id/c99aup/KUCERA_BP_2015.pdf.
- LANGMUIR, I. and MOTT-SMITH, H. M. (1923). *Gen. Elec. Rev.*, **26**, 731.
- LITTLE, P. F. and VON ENGEL, A. (1954). The hollow-cathode effect and the theory of glow discharges. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, **224**, 209–227. ISSN 1364-5021. doi: 10.1098/rspa.1954.0152.
- MERLINO, R. L. (2007). Understanding Langmuir probe current-voltage characteristics. *American Journal of Physics*, **75**(12), 1078–1085. doi: 10.1119/1.2772282.
- SARAKINOS, K., ALAMI, J. and KONSTANTINIDIS, S. (2010). High power pulsed magnetron sputtering: A review on scientific and engineering state of the art. *Surface & Coatings Technology*, **204**, 1661–1684. ISSN 0257-8972. doi: 10.1016/j.surfcoat.2009.11.013.
- SCHRITTWIESER, R. W. Plasma diagnostics: Two-hour course. Institute for Ion Physics, University of Innsbruck, Winter semester 2004/05.
- SUDIT, I. D. and WOODS, R. C. (1994). A study of the accuracy of various Langmuir probe theories. *Journal of Applied Physics*, **76**(8), 4488–4498. doi: 10.1063/1.357280.

- TICHÝ, M., HUBIČKA, Z., ŠÍCHA, M., ČADA, M., OLEJNÍČEK, J., CHURPITA, O., JASTRABÍK, L., VIROSTKO, P., ADÁMEK, P., KUDRNA, P., LESHKOV, S., CHICHINA, M. and KMENT, Š. (2008). Langmuir probe diagnostics of a plasma jet system. *Plasma Sources Science and Technology*, **18**(1), 014009. doi: 10.1088/0963-0252/18/1/014009.
- YUAN, Y., YANG, L., LIU, Z. and CHEN, Q. (2018). High power impulse magnetron sputtering and its applications. *Plasma Science and Technology*, **20**(6), 065501. doi: 10.1088/2058-6272/aa9e48.
- ZANÁŠKA, M., HUBIČKA, Z., ČADA, M., KUDRNA, P. and TICHÝ, M. (2017). Floating harmonic probe measurements in the low-temperature plasma jet deposition system. *Journal of Physics D: Applied Physics*, **51**(2), 025205. doi: 10.1088/1361-6463/aa9d3b.