

UNIVERZITA KARLOVA V PRAZE
MATEMATICKO-FYZIKÁLNÍ FAKULTA



DISERTAČNÍ PRÁCE

Petr Virostko

Studium diagnostických systémů pro plazmové
zdroje určené pro depozice tenkých vrstev
(s aplikací v plazmachemii)

Studijní obor: F2 Fyzika plazmatu a ionizovaných
prostředí

Školitel: prof. RNDr. Milan Tichý, DrSc.

Konzultant: Mgr. Zdeněk Hubička, Ph.D.
(Fyzikální ústav AV ČR, v. v. i.)

PRAHA 2009

Výsledky prezentované v této disertační práci byly získány na pracovištích Fyzikálního ústavu AV ČR, v. v. i. a Matematicko-fyzikální fakulty Univerzity Karlovy v Praze.

Poděkování

Na prvním místě bych chtěl poděkovat svému školiteli prof. RNDr. Milanu Tichému, DrSc. za velkou ochotu a trpělivost, se kterými se mi věnoval při řešení odborných i studijních záležitostí. Můj velký dík patří také mému konzultantovi Mgr. Zdeňku Hubičkovi, Ph.D. za odborné vedení, pomoc při realizaci experimentů a výborné podmínky pro práci na půdě Fyzikálního ústavu AV ČR, v. v. i. Za organizační zabezpečení mého působení na tomto pracovišti děkuji RNDr. Lubomíru Jastrabíkovi, CSc.

Dále bych chtěl poděkovat Mgr. Martinu Čadovi, Ph.D. a doc. PaedDr. Petru Adámkovi, Ph.D. za obětavou pomoc při realizaci mnoha experimentů. Za měření pomocí elektronové mikrosondy děkuji Mgr. Karlu Jurkovi, CSc. a za měření optických emisních spekter děkuji RNDr. Jiřímu Olejníčkovi, Ph.D. Za cenné rady a přátelskou atmosféru na pracovišti bych chtěl poděkovat kolegovi Ing. Štěpánu Kmentovi.

Výsledky uvedené v této disertační práci byly získány za finanční podpory výzkumného záměru MSM0021620834 a projektu 1M06002 Ministerstva školství, mládeže a tělovýchovy České republiky; grantů KAN301370701, KAN400720701, KJB100100703 a KJB100100707 Akademie věd České republiky a grantů GA202/06/0776, GA202/07/0044 a GA202/09/0800 Grantové agentury České republiky.

Úvodní poznámky

V disertační práci je často použito zkratk DC a RF. Zkratka DC (z anglického *Direct Current*) v textu nahrazuje přídavné jméno „stejnoseměrný“, jako např. ve spojení: „stejnoseměrný výboj“ — „DC výboj“. Zkratka RF (z anglického *Radio-Frequency*) nahrazuje přídavné jméno „vysokofrekvenční“, jako např. ve spojení: „vysokofrekvenční proud“ — „RF proud“.

Všechna měření, jejichž výsledky jsou prezentovány v této disertační práci, byla provedena autorem práce, s výjimkou měření elektronovou mikroskopem, jejichž výsledky jsou uvedeny na obr. 4.10, a s výjimkou měření optických emisních spekter zobrazených na obr. 4.13, viz poděkování na předchozí straně.

Naměřené body jsou v grafech spojovány příkými čarami, tyto čary nepředstavují žádnou funkční závislost, jsou uvedeny jen pro lepší orientaci v grafech. Výjimkami jsou grafy na obr. 4.43 a 4.47, ve kterých jsou čarami znázorněny modelové závislosti pro uvedená experimentálně získaná data.

Obsah

Seznam symbolů	7
1 Úvod a cíle práce	11
2 Diagnostické metody	15
2.1 Sondová diagnostika	15
2.1.1 Sondová charakteristika	15
2.1.2 Určení parametrů plazmatu ze sondové charakteristiky	18
2.2 Určení iontového proudu na vysokofrekvenčně buzený substrát	20
2.2.1 Metoda proudu v minimu napětí	20
2.2.2 Metoda pulzní modulace vysokofrekvenčního napětí . .	23
2.2.3 Měření proudu a napětí na vysokofrekvenčně buzené elektrodě v plazmatu	26
3 Experimentální uspořádání	29
3.1 Plazmatický tryskový systém s efektem duté katody	29
3.2 Aparatura pro měření sondových charakteristik	32
3.2.1 Sondová zařízení	32
3.2.2 Elektronický měřicí systém	35
3.3 Aparatura pro měření iontových proudů na substrát	37
3.3.1 Zařízení pro měření vysokofrekvenčního proudu a napětí	37
3.3.2 Zapojení obvodů pro měření iontových proudů na sub- strát	41
4 Výsledky měření a diskuse	44
4.1 Studium parametrů plazmatu v tryskovém systému pro depo- zice vrstev BSTO	44
4.1.1 Systém s jednou tryskou složenou ze dvou částí	44
4.1.2 Systém se dvěma tryskami	48
4.2 Studium parametrů plazmatu v tryskovém systému pro depo- zice vrstev TiO_x	54

4.2.1	Porovnání různých typů buzení výboje	54
4.2.2	Pulzní RF buzení výboje	60
4.2.3	Pulzní DC buzení výboje	62
4.3	Studium proudu kladných iontů na substrát	70
4.3.1	Iontový proud v tryskovém systému s přídatným mag- netickým polem	70
4.3.2	Iontový proud v tryskovém systému bez magnetického pole	77
4.3.3	Iontový proud v pulzním DC tryskovém výboji	84
5	Závěr	100
	Literatura	106
	Seznam publikací vztahujících se k disertační práci	112

Seznam symbolů

A_p	plocha langmuirovské sondy
A_s	plocha měřicí elektrody — substrátu
C_f	kapacita tenké vrstvy nadeponované na měřicí elektrodě
C_p	parazitní kapacita mezi měřicí elektrodou a zemí
C_s	celková kapacita mezi měřicí elektrodou a zemí
d	charakteristický rozměr plazmatu
D	střída při pulzním buzení výboje
D_a	koeficient ambipolární difúze
d_l	elektrická délka vedení
e	elementární náboj ($1,602 \cdot 10^{-19}$ C)
E	kinetická energie elektronů
$\langle E \rangle$	střední kinetická energie elektronů
f	frekvence buzení měřicí elektrody
$f(E)$	rozdělovací funkce elektronů EEDF
$F(E)$	rozdělovací funkce elektronů EEPF normovaná na jedničku
$F_n(E)$	rozdělovací funkce elektronů EEPF normovaná na hustotu elektronů
f_v	opakovací frekvence při pulzním buzení výboje
I_d	posuvný elektrický proud
I_e	elektrický proud tvořený elektrony
$I_{e,vpl}$	elektrický proud tvořený elektrony, v potenciálu plazmatu
I_{e0}	tepelný proud elektronů
I_i	elektrický proud tvořený kladnými ionty
I_{i0}	tepelný proud kladných iontů
I_m	elektrický proud měřený na přívodu napětí na měřicí elektrodu

I_p	elektrický proud sondou
I_s	elektrický proud měřicí elektrodou — substrátem
I_v	elektrický proud výbojem
I_z	proudový signál ze zařízení pro měření RF proudu a napětí
j_i	hustota proudu kladných iontů na jednotku plochy měřicí elektrody
$\dot{j}_{i,a}$	hustota proudu kladných iontů během pauzy mezi výbojovými pulzy
$\dot{j}_{i,a0}$	hustota proudu kladných iontů na konci výbojového pulzu
$\dot{j}_{i,DC}$	hustota proudu kladných iontů při DC buzení výboje
$\dot{j}_{i,p}$	hustota proudu kladných iontů během výbojového pulzu
k_B	Boltzmannova konstanta ($1,381 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$)
L_c	vlastní indukčnost Rogowskiho cívky
l_r	vzdálenost středu plazmatu od stěny
m_e	hmotnost elektronu
m_i	hmotnost iontu
n_e	hustota elektronů
n_i	hustota kladných iontů
p	tlak ve vakuové komoře
P_{RF}	pomocný RF výkon přiváděný na trysku při pulzním DC buzení
P_v	výkon přiváděný na trysku
$\langle P_v \rangle$	střední výkon přiváděný na trysku
Q_{Ar}	průtok argonu
Q_{O_2}	průtok molekulárního kyslíku
R	odpor rezistoru
R_c	odpor vinutí Rogowskiho cívky
r_p	poloměr sondy
s	tloušťka vrstvy prostorového náboje
t	čas
t_0	čas ukončení pulzu při pulzním buzení výboje
T_e	teplota elektronů
$T_{e,c}$	teplota chladnější skupiny elektronů při bimaxwellovském rozdělení
$T_{e,eff}$	efektivní teplota elektronů

$T_{e,h}$	teplota teplejší skupiny elektronů při bimaxwellovském rozdělení
T_i	teplota iontů
T_m	perioda modulace při pulzním buzení výboje
t_{\min}	čas, při kterém nabývá napětí na vrstvě prostorového náboje okolo elektrody minima
T_p	doba trvání pulzu při pulzním buzení výboje
V_b	spád napětí na plazmatu
$\langle v_e \rangle$	střední rychlost elektronů
V_f	plovoucí potenciál plazmatu změřený pomocnou sondou
V_{f0}	stejnoseměrná složka plovoucího potenciálu plazmatu změřeného pomocnou sondou
V_{fl}	plovoucí potenciál plazmatu
V_g	napětí na vrstvě prostorového náboje u uzemněné referenční elektrody
$\langle v_i \rangle$	střední rychlost kladných iontů
V_m	napětí vůči zemi v místě měření na přívodu napětí na měřicí elektrodu
v_p	rychlost šíření plazmatu směrem od trysky
V_p	napětí mezi sondou a plazmatem
V_{pl}	potenciál plazmatu
$V_{pl,RF}$	amplituda RF oscilací potenciálu plazmatu
V_s	napětí mezi měřicí elektrodou a zemí
$V_{s,DC}$	střední hodnota napětí na elektrodě během RF buzení elektrody; napětí na elektrodě během pulzu při pulzním DC buzení elektrody
$V_{s,\min}$	minimum napětí na měřicí elektrodě
V_{sh}	napětí na vrstvě prostorového náboje okolo sondy nebo měřicí elektrody
$V_{sh,RF}$	amplituda RF napětí na vrstvě prostorového náboje okolo sondy
V_v	napětí mezi tryskou a zemí (napětí na výboji)
V_z	napěťový signál ze zařízení pro měření RF proudu a napětí
x	průměrný počet atomů určitého prvku v molekule
Z	impedance zátěže
Z_1	charakteristická impedance vedení
Z_m	impedance sondy a měřicí elektroniky k ní připojené

Z_{sh}	impedance vrstvy prostorového náboje okolo sondy nebo měřicí elektrody
ϵ_0	permitivita vakua ($8,854 \cdot 10^{-12} \text{ F} \cdot \text{m}^{-1}$)
κ	parametr aproximace iontového proudu v přechodové oblasti
λ_D	Debyeova délka
λ_e	střední volná dráha elektronů
λ_i	střední volná dráha kladných iontů
τ	čas po ukončení pulzu napětí na trysce
ω_{pe}	plazmová frekvence elektronů
ω_{pi}	plazmová frekvence kladných iontů
ω_{RF}	kruhová frekvence RF buzení

Kapitola 1

Úvod a cíle práce

V průmyslu se v dnešní době široce využívají různé plazmatické technologie. Jednou z nejvýznamnějších aplikací plazmatu v průmyslové výrobě je nanášení — depozice různých druhů tenkých vrstev na nejrůznější podklady — substráty.

Pro zajištění reprodukovatelnosti nanášených vrstev je zapotřebí sledovat parametry plazmatu během procesu depozice pomocí vhodných diagnostických nástrojů a metod. Zároveň hraje diagnostika plazmatu klíčovou roli při zkoumání nových metod depozice nebo při optimalizaci stávajících metod pro depozice nových materiálů. Experimentálně určené parametry plazmatu slouží dále jako vstupní parametry numerických modelů procesů ve výbojích a na rozhraní plazmatu a substrátu.

V rámci této disertační práce je pojednáváno o diagnostice plazmatu při nanášení tenkých vrstev metodou naprašování, která patří do skupiny depozičních metod, označovaných zkratkou PVD (z anglického *Physical Vapour Deposition*). Nejrozšířenějším zařízením, které se k naprašování tenkých vrstev používá je tzv. magnetron [1, 2]. Jedním z alternativních zařízení k magnetronu je plazmatický tryskový systém s efektem duté katody [3, 4]. Tento systém je díky proudovému charakteru výboje výhodnější než magnetron při depozicích tenkých vrstev na substráty komplikovaných tvarů, do dutin apod. Lze jej také použít pro depozice magnetických vrstev [5], při kterých je použití magnetronu problematičtější.

Plazmatický tryskový systém s efektem duté katody byl úspěšně použit pro depozice různých druhů tenkých vrstev, např. vrstev TiN_x [6], Cu_3N [7] nebo CN_x [8]. Parametry plazmatu byly v tryskovém systému s efektem duté katody zkoumány v konfiguracích pro depozice vrstev ZnO [9], LiCoO_x [10] a $\text{PbZr}_x\text{Ti}_{(1-x)}\text{O}_3$ [11]; pomocí metody langmuirovské sondy [12, 13] byly v těchto případech určeny: potenciál plazmatu, rozdělovací funkce elektronů podle energie, hustota elektronů a teplota elektronů. Při depozici vrs-

tev $\text{Li}_x\text{Zn}_y\text{O}$ byly pozorovány emisní čáry atomů lithia a zinku v plazmatu v místě substrátu [14]; poměr intenzit těchto čar odpovídal poměru atomových koncentrací lithia a zinku v deponovaných vrstvách.

V současné době je zkoumáno možné využití plazmatického tryskového systému s efektem duté katody pro depozice vrstev $\text{Ba}_x\text{Sr}_{(1-x)}\text{TiO}_3$ (BSTO) a TiO_x . Vrstvy BSTO mají díky svým elektrickým vlastnostem perspektivu najít využití ve vysokofrekvenčních a mikrovlnných aplikacích [15, 16]. Tenké vrstvy TiO_x mají speciální optické, katalytické a elektrochemické vlastnosti, které je předurčují pro využití jako senzory, elektrody, katalyzátory apod. [17, 18]. Při depozicích tenkých vrstev BSTO a TiO_x pomocí tryskového systému s efektem duté katody ještě parametry plazmatu studovány nebyly. Jedním z cílů předkládané disertační práce proto bylo pomocí metody langmuirovské sondy určit parametry plazmatu při depozicích těchto vrstev. Současně s touto disertační prací byla prováděna diagnostika plazmatu optickými metodami při depozici vrstev BSTO a TiO_x v rámci práce [19].

Při depozici tenké vrstvy má na průběh depozice a na výsledné vlastnosti vrstvy vliv interakce plazmatu se substrátem a rostoucí vrstvou. Jedním z faktorů, který může ovlivnit vlastnosti vrstvy, je bombardování substrátu kladnými ionty z plazmatu. Nastavením velikosti energie a toku kladných iontů na substrát lze v některých případech ovlivnit např. morfologii povrchu nebo krystalickou strukturu vrstvy [11, 20–22]. Je tedy vhodné během depozice vrstev parametry iontového bombardování substrátu sledovat. Dalším cílem disertační práce proto bylo implementovat metody měření proudu iontů na substrát, použitelné při depozicích nevodivých vrstev.

Kvůli zvýšení energie dopadajících iontů a obecně kvůli kontrole iontového bombardování je substrát často držen pomocí vnějšího zdroje napětí na určitém záporném potenciálu vůči plazmatu. Pokud je použit vodivý substrát a i deponovaná vrstva je vodivá, lze záporného předpětí substrátu dosáhnout pomocí stejnosměrného zdroje napětí zapojeného mezi substrát a jinou elektrodu v kontaktu s plazmatem, typicky mezi substrát a uzemněnou vakuovou komoru. Toto zapojení ale nelze použít při depozici nevodivé vrstvy, protože se na ní shromáždí kladný náboj, který odstíní předpětí substrátu; vnější zdroj bude udržovat stejnosměrné napětí na nevodivé vrstvě a ne mezi substrátem s vrstvou a plazmatem. Aby bylo dosaženo záporného předpětí substrátu vůči plazmatu, je při depozicích nevodivých vrstev (anebo při použití nevodivých substrátů) přiváděno na substrát vysokofrekvenční napětí přes kapacitu v sérii; záporné předpětí substrátu vůči plazmatu se ustaví, aby se vyrovnaly proudy iontů a elektronů během jedné periody střídavého napětí. Při použití vysokofrekvenčního buzení je ale komplikovanější určení parametrů iontového bombardování substrátu — proudu iontů a jejich rozdělení podle energie.

Energetické rozdělení iontů dopadajících na vysokofrekvenčně buzenou elektrodu lze určit např. pomocí hmotnostního spektrometru s energetickým rozlišením nebo mřížkového energetického analyzátoru s brzdícím polem [23, 24]. Nevýhodou těchto zařízení je, že musejí být při měření během depozice určitým způsobem zakomponována do substrátu. Pro určení velikosti proudu iontů musí být navíc nakalibrována, protože sbírají jen určitou část iontů skrze vstupní štěrbinu. Určitou komplikací pro tato zařízení také je vysokofrekvenční potenciál, na kterém musí být držena spolu se substrátem.

Velikost proudu iontů na vysokofrekvenčně buzený substrát lze určit přímo pomocí elektrických měření na přívodu napětí na substrát: buď pomocí současného změření průběhu vysokofrekvenčního napětí a proudu [25], nebo pomocí pulzní modulace vysokofrekvenčního buzení a měření poklesu napětí na kondenzátoru po skončení pulzu [26]. Výhodou těchto metod je, že není potřeba vkládat do plazmatu další zařízení — iontový proud je měřen přímo na substrátu, na kterém je deponována vrstva; dávají také absolutní hodnotu iontového proudu. Rozdělení iontů podle energie lze při použití první metody určit z průběhů vysokofrekvenčního napětí a proudu v kombinaci s modelem vrstvy prostorového náboje okolo elektrody [27, 28].

V současné době je stále více využíváno pulzního buzení výbojů při depozicích tenkých vrstev, viz např. [29, 30]. Pulzní buzení výboje bylo navrženo jako řešení problémů s nežádoucím výskytem krátkých impulzů obloukového výboje na terči při reaktivním naprašování vrstev pomocí magnetronů. Pulzní buzení také umožňuje přivést na katodu — terč mnohem vyšší okamžitý výkon než při kontinuálním buzení výboje, a dosáhnout tak odlišných podmínek při odprašování, vedoucích ke kvalitativně jiným deponovaným vrstvám s vlastnostmi, kterých někdy nelze při kontinuálním buzení dosáhnout. Zároveň je možné kontrolovat tepelnou zátěž terče a substrátu pomocí délky pauzy mezi jednotlivými pulzy výboje. Z těchto důvodů byla zvláštní pozornost v disertační práci věnována studiu pulzních výbojů a obecně porovnání různých druhů buzení tryskového systému s efektem duté katody.

Cíle předkládané disertační práce:

- Zkoumat parametry plazmatu v plazmatických tryskových systémech s efektem duté katody určených pro depozice vrstev $\text{Ba}_x\text{Sr}_{(1-x)}\text{TiO}_3$ a TiO_x .
- Implementovat různé druhy buzení záporného předpětí substrátu vůči plazmatu při depozicích nevodivých vrstev a porovnat příslušné metody určení velikosti hustoty proudu kladných iontů na substrát; použít me-

tody využívající měření průběhů napětí a proudu přímo na elektrickém přívodu k substrátu.

- Porovnat různé druhy buzení výboje: stejnosměrné buzení, pulzně spínané stejnosměrné buzení, vysokofrekvenční buzení a pulzně modulované vysokofrekvenční buzení.
- Podrobně zkoumat časový vývoj parametrů plazmatu a iontového proudu na substrát v pulzně buzených výbojích.

Kapitola 2

Diagnostické metody

Pro určování parametrů plazmatu byla použita metoda langmuirovské sondy, jež je popsána v oddílu 2.1. Při studiu hustoty proudu kladných iontů na vysokofrekvenčně buzený substrát byly použity dvě odlišné diagnostické metody, popsané v oddílu 2.2.

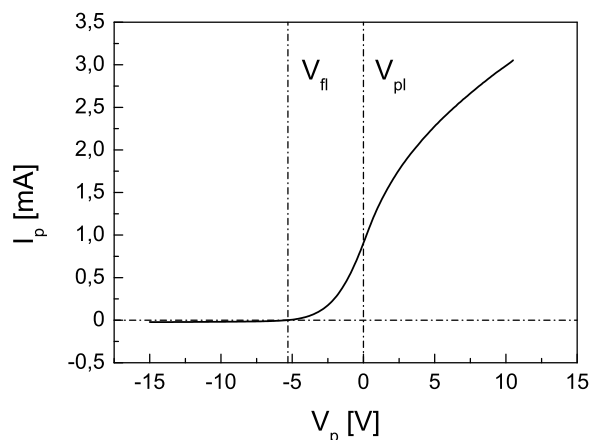
2.1 Sondová diagnostika

Sondová diagnostika je jednou z nejstarších a zároveň také jednou z nejrozšířenějších metod určování parametrů plazmatu. Její základy položili ve 20. letech 20. století Langmuir a Mott-Smith [31]. Základem metody je změření a vyhodnocení voltampérové charakteristiky systému dvou vodivě spojených elektrod, které jsou v kontaktu se studovaným plazmatem. Nejčastěji se používá metoda jedné sondy, při které má jedna elektroda řádově menší plochu než druhá. Elektroda s menší plochou, tzv. sonda, bývá jednoduchého geometrického tvaru: kulová, válcová nebo rovinná. Elektroda s větší plochou slouží jako referenční elektroda, k níž je vztahován potenciál plazmatu.

Na obr. 2.1 je zobrazena typická závislost elektrického proudu sondou I_p na potenciálu sondy vůči plazmatu V_p — sondová charakteristika — změřená v elektropozitivním nízkoteplotním plazmatu metodou jedné sondy s použitím válcové sondy. Kladný směr proudu I_p je zvolen směrem ze sondy do plazmatu.

2.1.1 Sondová charakteristika

Na obr. 2.1 jsou svislými čerchovanými čarami vyznačeny dva významné body sondové charakteristiky — potenciál plazmatu V_{pl} a plovoucí potenciál V_{fl} . Potenciál plazmatu lze určit jako napětí V_p , při kterém druhá derivace son-



Obrázek 2.1: Sondová charakteristika.

dové charakteristiky prochází nulou. Plovoucí potenciál je takový potenciál sondy, při kterém je celkový proud sondou roven nule.

Sondovou charakteristiku lze rozdělit na 3 oblasti: oblast nasyceného elektronového proudu pro sondová napětí $V_p > V_{pl}$, oblast nasyceného iontového proudu pro $V_p \ll V_{pl}$ a přechodovou oblast ležící mezi nimi. Termín „nasycený proud“ se používá často i přesto, že v uvedených oblastech není proud sondou konstantní — nezávislý na napětí. Napětí sondy se obvykle uvádí vzhledem k potenciálu plazmatu, v takovém případě je $V_p = 0$ pro potenciál sondy rovný potenciálu plazmatu, jak je použito na obr. 2.1 a dále v celé práci.

Sondový proud je tvořen proudem nabitých částic: elektronů a iontů. Proud sondou v oblastech nasyceného proudu je pro elektropozitivní plazma prakticky roven proudu příslušných částic — elektronů, resp. kladných iontů pro oblast nasyceného elektronového, resp. iontového proudu. Oblast nasyceného elektronového proudu lze pro elektrony s maxwellovským rozdělením podle rychlosti popsat vztahy (viz např. [13]):

$$I_e = \frac{1}{4} en_e \langle v_e \rangle A_p \left(1 + \frac{eV_p}{k_B T_e} \right) \quad (2.1)$$

pro kulovou sondu,

$$I_e = \frac{1}{4} en_e \langle v_e \rangle A_p \left(1 + \frac{eV_p}{k_B T_e} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.2)$$

pro válcovou sondu a

$$I_e = \frac{1}{4} en_e \langle v_e \rangle A_p \quad (2.3)$$

pro rovinnou sondu. Veličina e je elementární náboj, n_e je hustota elektronů, $\langle v_e \rangle$ je střední rychlost elektronů, A_p je plocha sondy, k_B je Boltzmannova konstanta a T_e je teplota elektronů.

Pro sondový proud v přechodové oblasti platí vztah:

$$I_p = I_i + I_e = I_i + \frac{1}{4} e n_e \langle v_e \rangle A_p \exp\left(\frac{eV_p}{k_B T_e}\right), \quad (2.4)$$

kde první člen je iontový proud a druhý člen je elektronový proud v brzděném potenciálu sondy, dále vyjádřený podle [13] pro maxwellovské rozdělení elektronů. Vztahy pro sondový proud (2.1) – (2.4) platí pro tzv. bezsrážkový režim, kdy nedochází v oblasti prostorového náboje okolo sondy ke srážkám nabitých částic s neutrálními, a zároveň pro tzv. OML režim (z anglického *Orbital Motion Limited*).

Okolo každého povrchu, který je v kontaktu s plazmatem, se vytvoří oblast prostorového náboje, jejíž charakteristický rozměr je Debyeova délka λ_D . Výjimkou jsou povrchy držené na potenciálu plazmatu, okolo kterých vrstva prostorového náboje zanikne. V nízkoteplotním výbojovém plazmatu s $T_e \gg T_i$, kde T_i je teplota iontů, platí pro Debyeovu délku vztah:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}}, \quad (2.5)$$

kde ϵ_0 je permitivita vakua, viz např. [32].

Bezesrážkový režim při měření langmuirovskou sondou platí, pokud je střední volná dráha nabitých částic mnohem větší, než je Debyeova délka:

$$\lambda_{e,i} \gg \lambda_D, \quad (2.6)$$

kde $\lambda_{e,i}$ je střední volná dráha elektronů, resp. iontů. OML režim nastane, pokud je zároveň tloušťka vrstvy prostorového náboje okolo sondy větší než je charakteristický rozměr sondy. Pro kulovou a válcovou sondu lze tuto podmínku zapsat jako:

$$\lambda_D \gg r_p, \quad (2.7)$$

kde r_p je poloměr sondy.

Iontový proud v oblasti nasyceného iontového proudu a v přechodové oblasti lze podle [33] pro válcovou sondu aproximovat jako:

$$I_i = -I_{i0} \left(1 - \frac{eV_p}{k_B T_e}\right)^\kappa, \quad (2.8)$$

kde I_{i0} a κ jsou parametry aproximace. Tyto parametry lze získat fitováním změřeného sondového proudu v oblasti nasyceného iontového proudu pomocí funkce (2.8). Odečtením iontového proudu (2.8) od sondového proudu (2.4) získáme z naměřených dat elektronový proud v brzděném potenciálu sondy, který se nejčastěji používá pro určení základních parametrů plazmatu.

2.1.2 Určení parametrů plazmatu ze sondové charakteristiky

Z elektronové části sondového proudu pro $V_p < 0$ lze získat rozdělovací funkci elektronů podle energie $f(E)$, tzv. EEDF (z anglického *Electron Energy Distribution Function*), nebo funkci $F(E)$, tzv. EEPF (*Electron Energy Probability Function*), která je s EEDF spojena vztahem:

$$F(E) = \frac{f(E)}{\sqrt{E}}. \quad (2.9)$$

EEPF získáme z druhé derivace elektronového proudu v brzdném potenciálu sondy podle [34] jako:

$$F(E) = \frac{2\sqrt{2m_e}}{e^3 n_e A_p} \left| \frac{d^2 I_e}{dV_p^2} \right|, \quad (2.10)$$

kde $E = -eV_p$ je kinetická energie elektronů a m_e je hmotnost elektronu. Pro EEPF platí normalizační podmínka:

$$\int_0^{\infty} F(E) \sqrt{E} dE = 1. \quad (2.11)$$

Při určení rozdělovací funkce elektronů ze sondové charakteristiky není obvykle dopředu známa hustota elektronů n_e , potřebná pro výpočet EEPF podle vztahu (2.10). Vždy lze ale určit funkci $F_n(E)$ definovanou jako:

$$F_n(E) = \frac{2\sqrt{2m_e}}{e^3 A_p} \left| \frac{d^2 I_e}{dV_p^2} \right|, \quad (2.12)$$

což je EEPF s normalizační podmínkou:

$$\int_0^{\infty} F_n(E) \sqrt{E} dE = n_e. \quad (2.13)$$

Výhodou charakterizace rozdělení elektronů pomocí EEPF oproti EEDF je, že EEPF je lineární v semilogaritmické škále pro maxwellovské rozdělení elektronů podle rychlosti.

Určení dalších parametrů plazmatu závisí na tom, je-li rozdělení elektronů v plazmatu maxwellovské. Pro maxwellovské rozdělení lze definovat teplotu elektronů a lze ji určit na základě vztahu (2.4) ze směrnice elektronového proudu v brzdném potenciálu sondy v semilogaritmickém měřítku:

$$T_e = \frac{e}{k_B} \left[\frac{d(\ln I_e)}{dV_p} \right]^{-1}. \quad (2.14)$$

Hustotu elektronů lze pro maxwellovské rozdělení určit z elektronového proudu sondou v potenciálu plazmatu podle vztahu:

$$n_e = \frac{4I_{e,Vp}}{e \langle v_e \rangle A_p}, \quad (2.15)$$

který získáme dosazením $V_p = 0$ do vztahů (2.1) – (2.4). Střední rychlost elektronů pro maxwellovské rozdělení je:

$$\langle v_e \rangle = \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}}. \quad (2.16)$$

Pro určení hustoty elektronů se pro válcovou sondu také používá závislost I_e^2 na V_p v oblasti nasyceného elektronového proudu. Pro maxwellovské rozdělení a OML režim je tato závislost lineární a ze směrnice této závislosti lze určit n_e na základě vztahu:

$$I_e^2 \propto \frac{2e^3 n_e^2 A_p^2}{\pi^2 m_e} V_p, \quad (2.17)$$

viz např. [35]. Výhodou této metody je, že je nezávislá na teplotě elektronů.

Pro nemaxwellovské rozdělení elektronů nelze definovat teplotu elektronů. Pro charakterizaci plazmatu se v tomto případě používá tzv. efektivní teplota elektronů, definovaná jako:

$$T_{e,\text{eff}} = \frac{2 \langle E \rangle}{3 k_B}, \quad (2.18)$$

kde $\langle E \rangle$ je střední energie elektronů určená pomocí EEPF jako:

$$\langle E \rangle = \frac{\int_0^\infty F(E) E \sqrt{E} dE}{\int_0^\infty F(E) \sqrt{E} dE}. \quad (2.19)$$

Pro maxwellovské plazma je efektivní teplota elektronů rovna teplotě elektronů.

Hustotu elektronů lze pro libovolnou rozdělovací funkci určit pomocí vztahu:

$$n_e = \frac{2\sqrt{2m_e}}{e^3 A_p} \int_0^\infty \left| \frac{d^2 I_e}{dV_p^2} \right| \sqrt{E} dE, \quad (2.20)$$

odvozeného z rovnic (2.10) a (2.11).

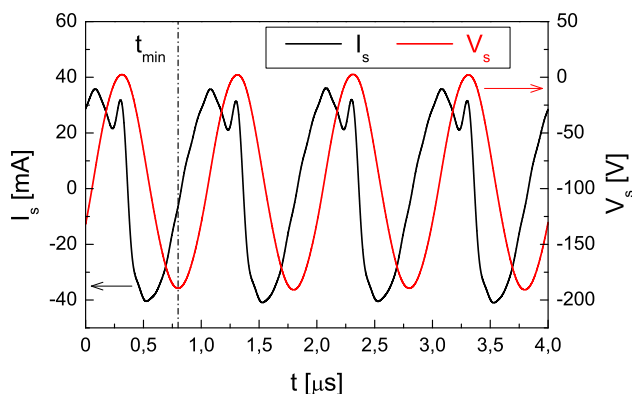
2.2 Určení iontového proudu na vysokofrekvenčně buzený substrát

Přivedeme-li na elektrodu, která je v kontaktu s plazmatem, RF napětí, vytvoří se okolo ní časově proměnná vrstva prostorového náboje. Pokud je elektroda připojena ke generátoru RF napětí přes kondenzátor v sérii, ustaví se potenciál elektrody vzhledem k potenciálu plazmatu na záporné střední hodnotě, aby se vyrovnaly střední proudy elektronů a kladných iontů. Elektronů mají totiž v nízkoteplotním plazmatu mnohem větší pohyblivost než ionty a pro symetrické napětí sinusového průběhu tvoří v půlperiodě, kdy je napětí kladné, mnohem větší proud než kladné ionty v půlperiodě, kdy je napětí záporné. Záporné předpětí elektrody vůči plazmatu pak urychluje kladné ionty, které na ni dopadají.

2.2.1 Metoda proudu v minimu napětí

Proud kladných iontů na vysokofrekvenčně buzenou elektrodu, jež je v kontaktu s plazmatem, lze podle Sobolewského [25] určit z proudu $I_s(t)$ tekoucího elektrodou v čase t_{\min} , kdy napětí $V_{sh}(t)$ na vrstvě prostorového náboje okolo elektrody nabývá minima, viz obr. 2.2.

Proud elektrodou $I_s(t)$ je tvořen součtem iontového, elektronového a po-



Obrázek 2.2: Průběh proudu $I_s(t)$ a napětí $V_s(t)$ na vysokofrekvenčně buzené elektrodě. Je vyznačen čas t_{\min} , při kterém nabývá napětí na vrstvě prostorového náboje $V_{sh}(t)$ minima. Za určitých podmínek lze t_{\min} určit z minima napětí na elektrodě $V_s(t)$.

suvného proudu, které lze podle [25] rozepsat jako:

$$I_s(t) = I_i(t) + I_{e0} \exp \left[\frac{eV_{\text{sh}}(t)}{k_B T_e} \right] + \frac{\epsilon_0 A_s}{s(t)} \frac{dV_{\text{sh}}(t)}{dt}; \quad (2.21)$$

kladný směr proudu $I_s(t)$ je zvolen směrem od elektrody do plazmatu.

Veličina $I_i(t)$ je iontový proud, u něhož se dále předpokládá, že je konstantní v čase: $I_i(t) = -I_{i0}$. Druhý člen na pravé straně vztahu (2.21) odpovídá elektronovému proudu langmuirovskou sondou pro brzdný potenciál sondy (2.4). Veličina I_{e0} je konstantní tepelný proud elektronů z plazmatu. Předpokládá se, že elektrony reagují okamžitě na změny napětí $V_{\text{sh}}(t)$, protože jejich plazmová frekvence ω_{pe} je typicky mnohem větší než je kruhová frekvence RF napětí ω_{RF} .

Třetí člen na pravé straně rovnice (2.21) je posuvný proud $I_d(t)$ způsobený přeuspořádáním prostorového náboje ve vrstvě okolo elektrody. Tento člen je stejný jako výraz pro posuvný proud deskovým kondenzátorem s elektrodami plochy A_s ve vzdálenosti $s(t)$ od sebe. Zde je A_s plocha vysokofrekvenčně buzené elektrody a $s(t)$ je okamžitá tloušťka vrstvy prostorového náboje okolo ní.

Pro záporná napětí na vrstvě $V_{\text{sh}} < 0$ velikosti

$$|V_{\text{sh}}| \gg \frac{k_B T_e}{e} \quad (2.22)$$

je elektronový proud v rovnici (2.21) zanedbatelný. Zároveň pro čas t_{min} , kdy je napětí V_{sh} minimální, platí $\frac{dV_{\text{sh}}(t)}{dt} = 0$, tzn. že posuvný proud $I_d(t_{\text{min}})$ je nulový. Iontový proud lze pak podle [25] určit přímo z proudu elektrodou:

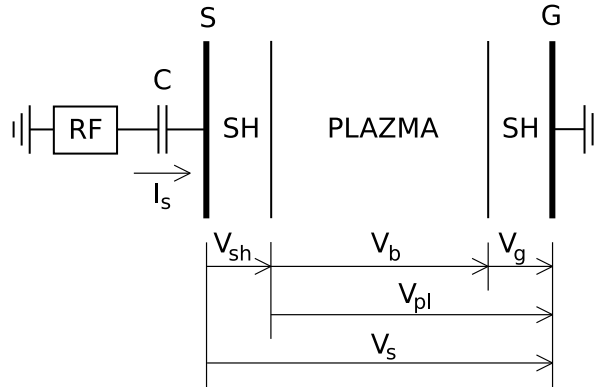
$$I_{i0} = -I_s(t_{\text{min}}). \quad (2.23)$$

Napětí na RF elektrodě $V_s(t)$, které je přímo měřitelné, se liší od napětí na vrstvě prostorového náboje $V_{\text{sh}}(t)$ o potenciál plazmatu, viz obr. 2.3. Platí:

$$V_s(t) = V_{\text{sh}}(t) + V_{\text{pl}}(t) = V_{\text{sh}}(t) + V_b(t) + V_g(t), \quad (2.24)$$

kde $V_b(t)$ je spád napětí na plazmatu a $V_g(t)$ je napětí na vrstvě prostorového náboje okolo referenční elektrody. Referenční elektroda je typicky uzemněna a RF elektroda je pak buzena generátorem napětí vzhledem k zemi, jak je zobrazeno na obr. 2.3 a jak je dále v práci předpokládáno.

Pro určení napětí $V_{\text{sh}}(t)$ je potřeba změřit časový průběh potenciálu plazmatu $V_{\text{pl}}(t)$. Ten lze určit podle metody popsané v [36, 37] pomocí další elektrody — pomocné sondy umístěné do plazmatu. Používá se sonda s velkou plochou a velkou impedancí vůči zemi, aby platilo, že její impedance je



Obrázek 2.3: Rozdělení napětí mezi vysokofrekvenčně buzenou elektrodou a zemí. C — kondenzátor v sérii s elektrodou, G — povrchy na potenciálu země v kontaktu s plazmatem, RF — zdroj napětí, S — vysokofrekvenčně buzená elektroda, SH — vrstva prostorového náboje; I_s — proud elektrodou, V_b — spád napětí na plazmatu, V_g — napětí na vrstvě prostorového náboje u uzemněné elektrody, V_{pl} — potenciál plazmatu, V_s — napětí mezi RF elektrodou a zemí, V_{sh} — napětí na vrstvě prostorového náboje u RF elektrody.

na studovaných frekvencích řádově větší než impedance vrstvy prostorového náboje okolo ní. V takovém případě je úbytek vysokofrekvenční složky napětí na vrstvě prostorového náboje okolo sondy zanedbatelný a pomocnou sondou je změřen přímo časový průběh $V_{pl}(t)$ posunutý pouze o stejnosměrné napětí:

$$V_f(t) = V_{pl}(t) - V_{f0}, \quad (2.25)$$

kde $V_f(t)$ je průběh (plovoucího) potenciálu změřeného pomocnou sondou a V_{f0} je stejnosměrné napětí na vrstvě prostorového náboje okolo sondy.

Stejnosemné napětí V_{f0} závisí na teplotě elektronů a lze jej určit pomocí langmuirovské sondy. Pro určení iontového proudu na RF elektrodu metodou proudu v minimu napětí však postačí dosadit změřené $V_f(t)$ místo $V_{pl}(t)$ do (2.24), protože stejnosměrné napětí V_{f0} neovlivní polohu minima t_{min} napětí $V_{sh}(t)$. V některých případech je v okolí t_{min} zanedbatelná i časově proměnná složka napětí $V_{pl}(t)$ a potenciál plazmatu tam způsobí jen posun $V_{sh}(t)$ vůči $V_s(t)$ o hodnotu V_{pl} konstantní v čase, viz [25]. V takovém případě lze t_{min} určovat přímo z napětí $V_s(t)$ změřeného na vysokofrekvenční elektrodě, jak je naznačeno na obr. 2.2.

Důležitým předpokladem metody je, že iontový proud $I_i(t)$ je konstantní během celé periody vysokofrekvenčního napětí na elektrodě. To platí pro elektropozitivní plazma s jedním druhem kladných iontů, pokud je plazmová

frekvence iontů ω_{pi} mnohem menší než kruhová frekvence RF napětí na elektrodě:

$$\omega_{\text{pi}} \ll \omega_{\text{RF}}. \quad (2.26)$$

Plazmová frekvence iontů závisí na jejich hustotě n_i podle vztahu:

$$\omega_{\text{pi}} = \sqrt{\frac{e^2 n_i}{\epsilon_0 m_i}}, \quad (2.27)$$

kde m_i je hmotnost iontu.

Pro dostatečně nízkou hustotu iontů, odpovídající plazmovým frekvencím splňujícím nerovnost (2.26), reagují ionty pouze na střední napětí na vrstvě prostorového náboje. Pro plazmové frekvence srovnatelné s kruhovou frekvencí RF buzení elektrody: $\omega_{\text{pi}} \approx \omega_{\text{RF}}$, se iontový proud mění během periody RF napětí, přičemž pro $\omega_{\text{pi}} = \omega_{\text{RF}}$ je iontový proud přibližně ve fázi s napětím na vrstvě prostorového náboje [38]. Iontový proud určený z proudu $I_s(t)$ v čase t_{min} má pak pro $\omega_{\text{pi}} \approx \omega_{\text{RF}}$ velikost větší, než je střední hodnota iontového proudu během celé periody RF napětí.

Dalším omezením metody je, že posuvný proud $I_d(t)$ je ve skutečnosti nulový v čase t_{min} jen pro $\omega_{\text{pi}} \ll \omega_{\text{RF}}$ nebo $\omega_{\text{pi}} \gg \omega_{\text{RF}}$, ne však v případě $\omega_{\text{pi}} \approx \omega_{\text{RF}}$ [39]. Je to způsobeno změnou profilu koncentrace iontů ve vrstvě prostorového náboje při změně napětí na elektrodě. Pro $\omega_{\text{pi}} \ll \omega_{\text{RF}}$ je profil koncentrace iontů nezávislý na čase a pro $\omega_{\text{pi}} \gg \omega_{\text{RF}}$ se profil koncentrace iontů pouze přesouvá od elektrody a zpět, ale nemění svůj tvar. V obou těchto případech lze podle [39] ukázat, že je posuvný proud $I_d(t_{\text{min}})$ nulový. Pro $\omega_{\text{pi}} \approx \omega_{\text{RF}}$ je změna profilu koncentrace iontů ve vrstvě prostorového náboje komplikovaná a vede k $I_d(t_{\text{min}}) \neq 0$.

Pokud není splněna nerovnost (2.26) a je zapotřebí určit střední iontový proud, ne jen okamžitou hodnotu iontového proudu v čase t_{min} , je potřeba určit iontový tok pro celou periodu RF napětí. Pro tento účel je pak nutné použít složitější model vrstvy prostorového náboje okolo vysokofrekvenčně buzené elektrody [38, 40–42] stejně jako v případě, kdy $\omega_{\text{pi}} \approx \omega_{\text{RF}}$ a posuvný proud není v čase t_{min} nulový.

2.2.2 Metoda pulzní modulace vysokofrekvenčního napětí

Proud kladných iontů na vysokofrekvenčně buzenou elektrodu v plazmatu lze také určit z poklesu velikosti záporného napětí na elektrodě, jestliže přerušíme vysokofrekvenční buzení [26]. Záporné předpětí elektrody, držené kondenzátorem C v sérii s elektrodou, viz obr. 2.4, je po vypnutí buzení postupně vybíjeno proudem kladných iontů z plazmatu. Nakonec se po určitém

čase, daném velikostí kapacity kondenzátoru C , ustaví na elektrodě plovoucí potenciál v daném místě plazmatu.

Elektrický proud tekoucí elektrodou po přerušení vysokofrekvenčního buzení lze opět popsat rovnicí (2.21), kde je v tomto případě posuvný proud tekoucí vrstvou prostorového náboje okolo elektrody [třetí člen na pravé straně rovnice (2.21)] dán monotónním poklesem napětí V_{sh} , jak se záporné předpětí elektrody postupně vybíjí, místo periodickou změnou napětí V_{sh} při RF buzení elektrody, jako tomu bylo v oddílu 2.2.1.

Dokud je napětí na elektrodě dostatečně záporné (2.22), je proud elektronů z plazmatu na elektrodu [druhý člen na pravé straně rovnice (2.21)] zanedbatelný. Zvolením dostatečně velké kapacity kondenzátoru C v sérii s elektrodou lze dosáhnout i zanedbatelného posuvného proudu tekoucího vrstvou prostorového náboje. Tato kapacita musí mít podle [26] velikost takovou, aby změna napětí na vrstvě prostorového náboje byla po vypnutí buzení mnohem pomalejší, než odpovídá plazmové frekvenci iontů:

$$\frac{dV_{\text{sh}}(t)}{dt} \ll \frac{k_{\text{B}}T_{\text{e}}}{e} \omega_{\text{pi}}. \quad (2.28)$$

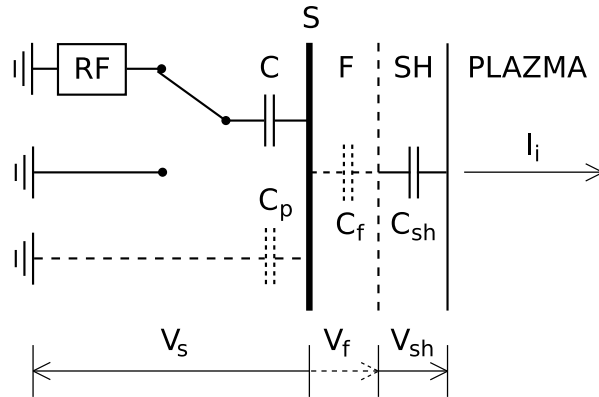
Za výše uvedených podmínek je proud elektrodou při vybíjení záporného předpětí tvořen pouze proudem iontů: $I_{\text{s}}(t) = I_{\text{i}}(t)$. Tento proud lze přímo měřit jako změnu napětí na elektrodě v čase:

$$I_{\text{i}}(t) = -C_{\text{s}} \frac{dV_{\text{s}}(t)}{dt}, \quad (2.29)$$

kde C_{s} je celková kapacita mezi elektrodou a zemí.

Pro rovinnou elektrodu je iontový proud nezávislý na velikosti napětí — jedná se o analogii rovinné langmuirovské sondy pracující v oblasti nasyceného iontového proudu. Iontový proud je z toho důvodu konstantní v čase $I_{\text{i}}(t) = -I_{\text{i0}}$ a velikost napětí na elektrodě klesá lineárně. Iontový proud lze v tomto případě jednoduše určit na základě vztahu (2.29) ze směrnice lineární aproximace průběhu napětí $V_{\text{s}}(t)$ brané v časovém úseku krátce po odpojení RF buzení.

Určení iontového proudu podle rovnice (2.29) může být ovlivněno parazitní kapacitou mezi elektrodou a zemí C_{p} a případně kapacitou C_{f} dielektrické vrstvy nadeponované na elektrodu — substrát v technologickém plazmatu, viz obr. 2.4. Parazitní kapacitu C_{p} je potřeba zahrnout spolu s kapacitou kondenzátoru do C_{s} , protože je paralelní ke kondenzátoru C a teče skrze ni část proudu $I_{\text{i}}(t)$. Kapacita dielektrické vrstvy C_{f} je v sérii mezi kondenzátorem a vrstvou prostorového náboje. Na dielektrické vrstvě je napětí, o které se sníží napětí na kondenzátoru a na vrstvě prostorového náboje



Obrázek 2.4: Elektrický model obvodu pro měření iontového proudu metodou pulzní modulace vysokofrekvenčního napětí. C — kondenzátor v sérii s RF elektrodou, F — případná dielektrická vrstva nadeponovaná z plazmatu, RF — zdroj napětí, S — vysokofrekvenčně buzená elektroda, SH — vrstva prostorového náboje; C_f — kapacita dielektrické vrstvy, C_p — parazitní kapacita mezi elektrodou a zemí, C_{sh} — kapacita vrstvy prostorového náboje, I_i — iontový proud (kladný směr zvolen od elektrody do plazmatu), V_f — napětí na dielektrické vrstvě, V_s — napětí mezi elektrodou a zemí, V_{sh} — napětí na vrstvě prostorového náboje.

ve srovnání s případem, kdy na elektrodě žádná dielektrická vrstva nadeponována není. Tento úbytek napětí je podle [26] zanedbatelný pro vrstvy malé tloušťky takové, že splňují: $C_f \gg C_{sh}$, kde C_{sh} je kapacita vrstvy prostorového náboje. Tlustší vrstvy způsobí už významný úbytek velikosti napětí na vrstvě prostorového náboje $|V_{sh}|$, ale měření iontového proudu neovlivní, pokud bude toto napětí stále dostatečně velké, splňující (2.22).

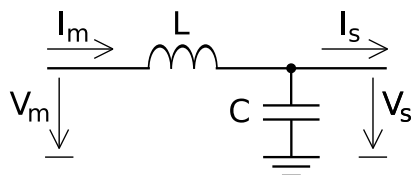
Na obr. 2.4 je přerušování RF napětí naznačeno pomocí přepínače, který ke kondenzátoru C střídavě připojuje generátor a zemi. Ve skutečnosti je většinou spínán samotný zdroj, přičemž pokud není aktivní, představuje určitou impedanci. Tato impedance musí být dostatečně malá, aby byl úbytek napětí způsobený na ní vybíjecím proudem iontů $I_i(t)$ zanedbatelný vůči napětí na elektrodě $V_s(t)$.

Proud elektrodou po odpojení vysokofrekvenčního buzení lze také určit z úbytku napětí na odporu umístěného do série mezi kondenzátor a zemí. K odporu je pak ještě zapotřebí paralelně připojit dvě opačně pólované diody, které propouštějí vysokonapěťový RF signál v okamžiku, kdy je generátor aktivní [43].

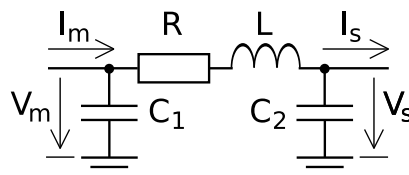
2.2.3 Měření proudu a napětí na vysokofrekvenčně buzené elektrodě v plazmatu

Pro určení iontového proudu podle metody popsané v oddílu 2.2.1, stejně jako pro určení impedance plazmatu a absorbovaného výkonu pro RF výboj, je zapotřebí určit současně RF proud a RF napětí na vysokofrekvenčně buzené elektrodě. Měření však většinou nelze provést přímo v místě elektrody, která se nachází ve vakuové komoře, v kontaktu s plazmatem. RF proud a RF napětí se obvykle měří vně vakuové komory na přívodu vysokofrekvenčního napětí na elektrodu. V takovém případě hraje pro vysoké frekvence (typicky 10 MHz a vyšší) roli impedance přívodu mezi místem měření a elektrodou. Tato impedance spolu s parazitními impedancemi vůči zemi v místě měření a v místě elektrody způsobí, že se měřený proud $I_m(t)$ a napětí $V_m(t)$ liší od proudu $I_s(t)$ a napětí $V_s(t)$ v místě elektrody.

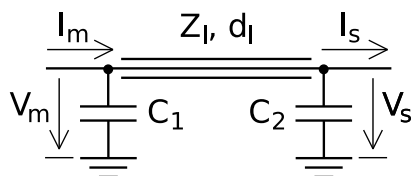
Pro přepočítání $I_m(t)$, $V_m(t)$ na $I_s(t)$, $V_s(t)$ je zapotřebí elektrický model přívodu a parazitních impedancí. Nejjednodušší takový model se skládá ze dvou prvků: z indukčnosti v sérii mezi měřícím bodem a elektrodou a z kapacity zapojené paralelně k elektrodě, viz obr. 2.5(a) a práce [44,45]. Indukčnost reprezentuje impedanci přívodu a kapacita reprezentuje parazitní kapacitu mezi elektrodou a blízkými povrchy drženými na potenciálu země.



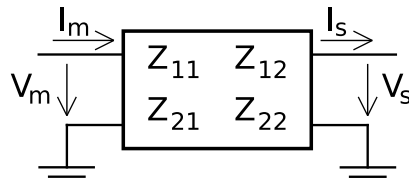
(a) Jednoduchý model s indukčností a kapacitou.



(b) Model s indukčností, odporem a dvěma kapacitami.



(c) Model přívodu jako vedení s charakteristickou impedancí Z_l a elektrickou délkou d_l .



(d) Model obvodu jako čtyřpólu charakterizovaného transformační maticí s komplexními prvky Z_{11} , Z_{12} , Z_{21} , Z_{22} .

Obrázek 2.5: Elektrické modely sloužící k určení proudu a napětí na elektrodě $I_s(t)$, $V_s(t)$ z proudu a napětí v místě měření $I_m(t)$, $V_m(t)$.

Sofistikovanější je model diskutovaný v práci [46], který předchází model rozšiřuje o parazitní kapacitu v místě měření a odpor v sérii, viz obr. 2.5(b). Přidání parazitní kapacity v místě měření vede podle [46] k přesnější aproximaci frekvenční závislosti impedance obvodu tvořeného přívodem a parazitními impedancemi. Odpor v sérii má nepatrnou impedanci vzhledem k indukčnosti a jeho vliv je zanedbatelný pro většinu frekvencí. Projevuje se pouze v okolí rezonanční frekvence obvodu, kdy zamezuje divergenci modelu.

Ještě o něco lepších výsledků v aproximaci impedancí zkoumaného obvodu ve srovnání s modelem uvedeným v předchozím odstavci dosáhli podle svých slov Miller a Riley [40] s modelem přívodu mezi bodem měření a elektrodou jako bezeztrátového vysokofrekvenčního vedení s konstantní charakteristickou impedancí Z_1 a elektrickou délkou d_1 , viz obr. 2.5(c). Tento model více odpovídá reálné situaci, protože pro popis přívodu používá místo diskrétních prvků spojitě rozložené elektrické parametry, se kterými pracuje teorie vysokofrekvenčního vedení. Parazitní impedance jsou v tomto modelu stejně jako v předchozím případě reprezentovány parazitními kapacitami v místě měření a v místě elektrody.

Nejobecněji pak lze charakterizovat zkoumaný obvod jako elektrický čtyřpól, viz obr. 2.5(d) a práce [46–49]. Proud a napětí na elektrodě jsou získávány ze změřeného proudu a napětí pomocí transformační matice velikosti 2×2 , popisující vliv přívodu a parazitních impedancí. Předpokládá se, že tento obvod je lineární a bez zdrojů, a transformační matice pak má tři nezávislé, komplexní prvky.

Ve všech případech je potřeba určit parametry elektrického modelu: indukčnost a kapacity pro modely s diskrétními prvky; impedanci, elektrickou délku a parazitní kapacity pro model nahlížející na přívod jako na vysokofrekvenční vedení; prvky transformační matice pro čtyřpólový model. Tyto parametry se získají z $I_m(t)$ a $V_m(t)$ změřených bez přítomnosti plazmatu pro různé frekvence a případně s různými zátěžemi se známou impedancí připojovanými mezi elektrodu a zem. Sobolewski [46] použil pro určení prvků transformační matice i měření napětí $V_s(t)$ přímo na elektrodě bez plazmatu, současně s měřením $I_m(t)$ a $V_m(t)$, i když pro určení prvků transformační matice to nutné není [47, 48]. Pro každý model je potřeba provést minimálně tolik měření na různých frekvencích nebo s různými zátěžemi, kolik je nezávislých parametrů daného modelu. Výhodnější je pak provést více měření a parametry nafitovat metodou nejmenších čtverců.

Měřený proud $I_m(t)$ se obvykle z velké části skládá z posuvného proudu parazitními kapacitami. I když je tento proud odečten pomocí jednoho z výše uvedených elektrických modelů, je zatížen šumem, který ovlivňuje přesnost určení typicky mnohem menšího proudu na elektrodě z plazmatu $I_s(t)$. Pro kompenzaci velkého posuvného proudu lze použít bočník tvořený sériovým

spojením cívky a nastavitelného kondenzátoru, zapojený mezi měřící místo a zemi [44–46]. Indukčnost cívky a kapacita kondenzátoru je volena tak, aby impedance tohoto bočnicku měla induktivní charakter. Pomocí proměnného kondenzátoru je pak bočník nastaven tak, aby byl proud $I_m(t)$ měřený bez plazmatu minimální. V takovém případě teče posuvný proud způsobený parazitními kapacitami skrze bočník a jeho vliv na proud $I_m(t)$ je mnohem menší; proud $I_s(t)$ je pak za přítomnosti plazmatu určen mnohem přesněji. Impedanci bočnicku je nutno zahrnout do elektrického modelu pro přepočet $I_m(t)$ a $V_m(t)$ na $I_s(t)$ a $V_s(t)$.

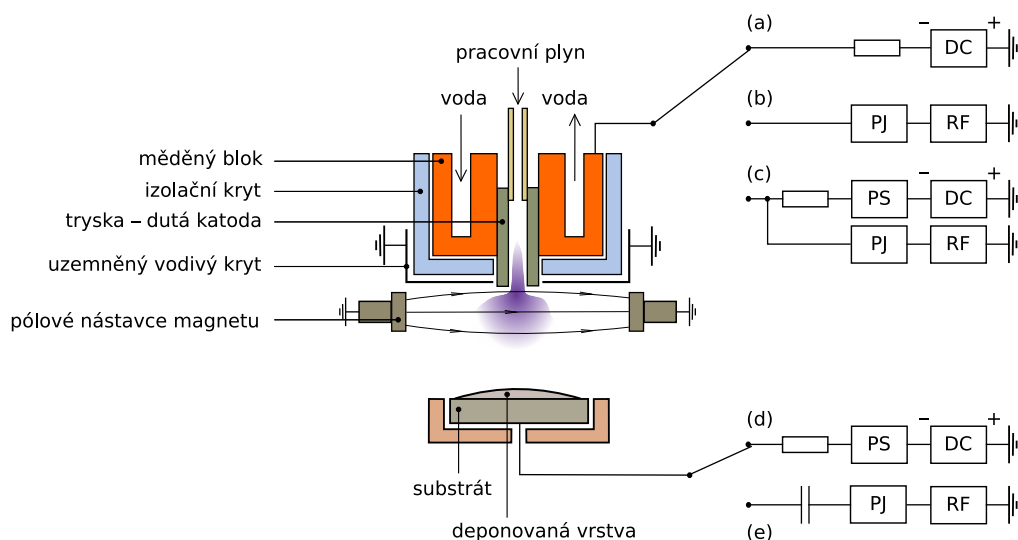
Kapitola 3

Experimentální uspořádání

3.1 Plazmatický tryskový systém s efektem duté katody

Při experimentech popisovaných v této práci byly použity různé konfigurace plazmatického tryskového systému s efektem duté katody, jehož základní schéma je na obr. 3.1. Hlavní součástí tohoto zařízení je válcová tryska, vyrobená z materiálu, který bude rozprašován. Tryska je umístěna v měděném bloku chlazeném vodou. Okolo trysky s měděným blokem je umístěn izolační kryt. U ústí trysky je možné izolační kryt překrýt uzemněným vodivým krytem pro zlepšení stability výboje v některých případech. Tryska s chladícím blokem a kryty je vložena do kontinuálně čerpané vakuové komory. Pro zvýšení hustoty plazmatu v trysce lze k jejímu výstupu přidat stacionární magnetické pole se siločárami kolnými na směr proudění plazmatu. Nabité částice jsou pak více lokalizovány v trysce, protože je jejich proud směrem z trysky ven omezen v důsledku působení Lorentzovy síly. Přes trysku je přiváděn do komory pracovní plyn. Tryskový výboj s efektem duté katody lze provozovat při pracovních tlacích řádově $p \approx (0,1 \div 100)$ Pa.

Délka trysky byla v prezentovaných experimentech 30 mm a její vnitřní průměr byl 5 mm. Tryska byla vždy umístěna na ose válcové vakuové komory vyrobené z nerezové oceli; v případě zkoumání parametrů plazmatu v systému pro depozice vrstev BSTO se jednalo o vakuovou komoru o výšce 23 cm a průměru 50 cm a ústí trysky se nacházelo ve vzdálenosti 5 cm od příruby, ke které byla připevněna; při zkoumání systému pro depozice vrstev TiO_x a studiu proudu kladných iontů na vysokofrekvenčně buzený substrát se jednalo o komoru o výšce 35 cm a průměru 30 cm a ústí trysky se nacházelo ve vzdálenosti 10 cm od příruby. K výstupu trysky bylo při některých měřeních přidáno stacionární magnetické pole se siločárami kolnými na směr proudění



Obrázek 3.1: Schéma plazmatického tryskového systému s efektem duté katody používaného pro depozice tenkých vrstev. (a) DC buzení výboje, (b) RF a pulzní RF buzení výboje, (c) pulzní DC buzení výboje, (d) pulzní DC buzení substrátu, (e) RF buzení substrátu. DC — zdroj stejnosměrného napětí, PJ — přizpůsobovací jednotka, PS — pulzní spínač, RF — generátor vysokofrekvenčního napětí. Uzemněný vodivý kryt a pólové nástavce magnetu pro vytvoření magnetického pole u výstupu trysky nebyly použity při všech měřeních.

plazmatu. Toto magnetické pole bylo realizováno pomocí elektromagnetu se dvěma protilehlými pólovými nástavci, vzájemně vzdálenými přibližně 5 cm. Intenzita magnetického pole u ústí trysky byla přibližně 20 mT.

Obě vakuové komory byly čerpány turbomolekulární vývěvou, jež byla předčerpávána sériovou kombinací Rootsovy a rotační olejové vývěvy. V komorách bylo možno dosáhnout mezního tlaku řádu 10^{-7} Pa. Jako pracovní plyn byl použit čistý argon, nebo směs argonu a molekulárního kyslíku. Průtoky argonu a kyslíku byly nastavovány pomocí regulačních průtokoměrů umístěných na přívodech těchto plynů k trysce. Pracovní tlak v komoře byl regulován pomocí deskového ventilu umístěného mezi vakuovou komorou a vývěvou. Průtok argonu a kyslíku a pracovní tlak byly nastaveny při různých měřeních různě, jejich velikosti jsou uvedeny v úvodu v oddílu s výsledky příslušných měření.

Trysku lze připojit ke generátoru stejnosměrného nebo vysokofrekvenčního napětí, viz obr. 3.1. Zdroj stejnosměrného napětí je k trysce připojován přes rezistor v sérii kvůli stabilizaci výbojového proudu, vysokofrekvenční

generátor je připojován přes přizpůsobovací jednotku, která přizpůsobuje impedanci soustavy plazma-tryska výstupní impedanci generátoru.

Po dosažení určité velikosti napětí mezi tryskou a uzemněnou vakuovou komorou dojde k zapálení výboje. Při použití generátoru stejnosměrného napětí je zapálen stejnosměrný doutnavý výboj a při použití zdroje vysokofrekvenčního napětí kapacitně vázaný vysokofrekvenční výboj.

Tyto výboje jsou za určitých podmínek podporovány efektem duté katody, viz [4]. V případě stejnosměrného výboje se efekt duté katody projeví, pokud se překrývají oblasti katodového světla příslušející ke dvěma protilehlým stěnám katody. Vzniknou pak tzv. kyvadlové elektrony (anglicky *pendulum electrons*), které se střídavě pohybují od oblasti prostorového náboje u jedné stěny k oblasti prostorového náboje u druhé stěny a zpět. Tyto elektrony přispívají k výraznému nárůstu ionizace v duté katodě oproti výboji za stejných podmínek, ale bez efektu duté katody. Dalším jevem, který se podílí na vyšší hustotě nabitých částic v duté katodě, je poměrně velká lokalizace záření, iontů a metastabilních atomů v prostoru ohraničeném jejími stěnami; díky zachycení záření a částic v duté katodě roste fotoemise a sekundární emise elektronů z jejího povrchu [4]. V případě vysokofrekvenčního buzení výboje se uplatňují v duté katodě obdobné mechanismy zvyšující koncentraci nabitých částic.

Stejnoscsměrný i vysokofrekvenční tryskový výboj s efektem duté katody lze provozovat i v pulzním režimu.

V disertační práci byly použity čtyři typy buzení výboje: stejnosměrné buzení (DC buzení), pulzně modulované stejnosměrné buzení (pulzní DC buzení), vysokofrekvenční buzení (RF buzení) a pulzně modulované vysokofrekvenční buzení (pulzní RF buzení). Při prvních dvou typech buzení byla tryska připojena ke zdroji stejnosměrného napětí, který bylo možno pulzně modulovat pomocí napěťového spínače. Při pulzním DC buzení byl na trysku paralelně ke zdroji stejnosměrného napětí připojen zdroj vysokofrekvenčního napětí o frekvenci 13,56 MHz, jak je naznačeno na obr. 3.1, a na trysku bylo kontinuálně přiváděno vysokofrekvenční buzení o malém výkonu. Vysokofrekvenční buzení bylo přiváděno paralelně k pulznímu DC buzení pro dosažení stabilního zapalování výboje na začátku pulzu stejnosměrného napětí. Při RF buzení a pulzním RF buzení byla tryska připojena ke generátoru vysokofrekvenčního napětí o frekvenci 13,56 MHz.

Parametry buzení trysky: výbojový proud, napětí na výboji, výkon přiváděný na trysku při všech typech buzení a doba trvání pulzu, perioda modulace při pulzních buzeních jsou uvedeny v úvodu v oddílu s výsledky příslušných měření. Typický výbojový proud při DC buzení byl $I_v = 500$ mA, typický výkon přiváděný na trysku při všech typech buzení byl $P_v = 200$ W.

Ve vakuové komoře ve vzdálenosti (30÷40) mm od ústí trysky je na ose

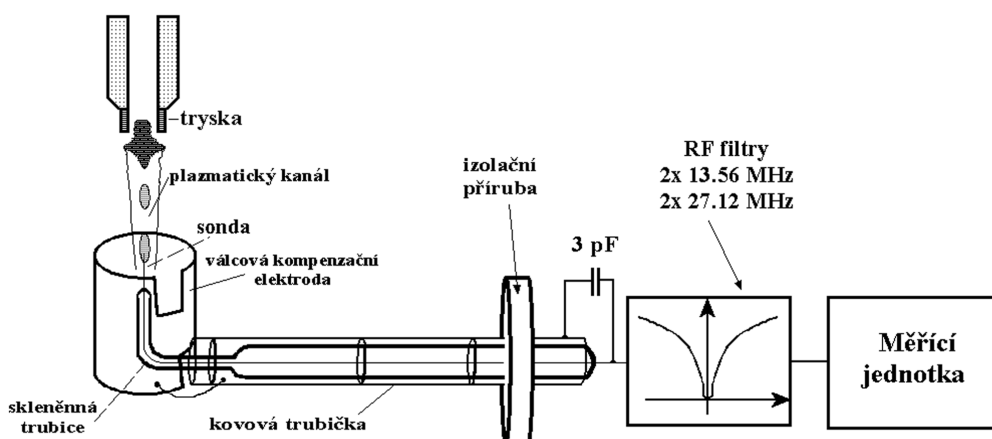
trysky po směru proudění plazmatu umístěn držák se substráty při depozicích tenkých vrstev. Držák se substráty nebyl při měřeních prezentovaných v této práci v komoře přítomen; na jeho místě se nacházela langmuirovská sonda při určování parametrů plazmatu, nebo vysokofrekvenčně buzená elektroda při studiu proudu kladných iontů, tzn. že parametry plazmatu a iontový proud byly studovány v místě, kde se při depozicích nachází substrát.

3.2 Aparatura pro měření sondových charakteristik

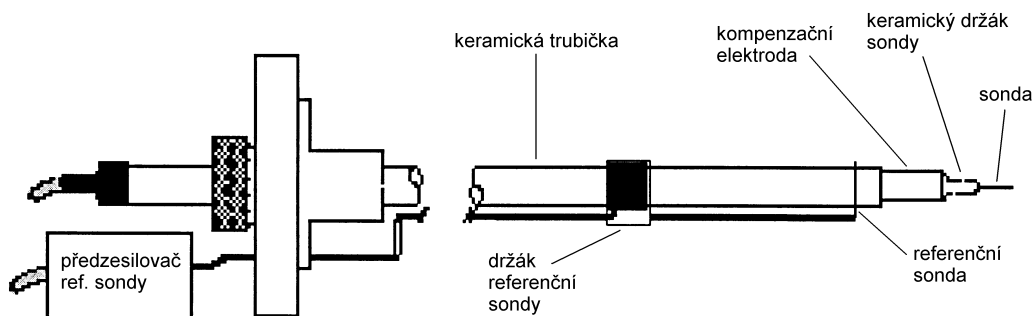
Pro měření parametrů plazmatu byla k dispozici dvě sondová zařízení. Sondovým zařízením jsou v této práci dohromady označovány veškeré mechanické díly sloužící k upevnění langmuirovské sondy a vodiče a elektronické prvky s těmito díly pevně spojené. Langmuirovskou sondou je nazývána jen vlastní měřicí elektroda na konci sondového zařízení. Měření voltampérových charakteristik Langmuirovy sondy bylo prováděno elektronickým měřicím systémem, který byl připojován k sondovému zařízení vně vakuové komory.

3.2.1 Sondová zařízení

První sondové zařízení, které bylo k dispozici, bylo zkonstruováno Čadou a je podrobně popsáno v práci [50]. Jeho schematické zobrazení je na obr. 3.2. V dalším textu bude toto zařízení uváděno jako sondové zařízení vlastní kon-



Obrázek 3.2: Schematické zobrazení sondového zařízení vlastní konstrukce, zkonstruovaného Čadou [50].



Obrázek 3.3: Schematické zobrazení sondového zařízení SmartProbe firmy Scientific Systems.

strukce pro odlišení od druhého, komerčně dostupného sondového zařízení. Tímto druhým zařízením, které bylo v rámci práce používáno, bylo SmartProbe firmy Scientific Systems. Jeho schematické zobrazení je na obr. 3.3.

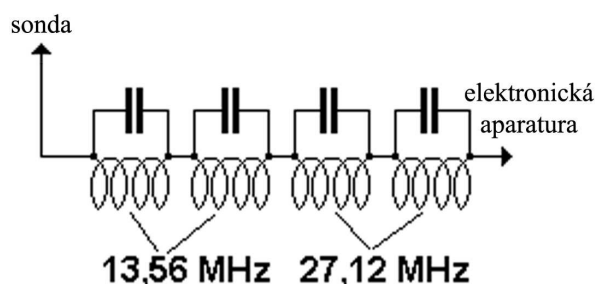
U obou zařízení byl jako vlastní Langmuirova sonda použit vyměnitelný drátek válcového tvaru. Pro různá měření popisovaná v této práci byl použit různý materiál, délka a průměr drátku; tyto údaje jsou vždy uvedeny v úvodu oddílu s výsledky příslušných měření.

Pro měření středních parametrů plazmatu ve vysokofrekvenčním výboji je zapotřebí eliminovat vliv vysokofrekvenčních oscilací potenciálu plazmatu na sondovou charakteristiku [13,51]. K napětí nastavenému měřícím obvodem na vrstvě prostorového náboje okolo sondy se přičítá časově proměnné vysokofrekvenční napětí způsobené oscilacemi potenciálu plazmatu. V důsledku nelinearity sondové charakteristiky pak neodpovídá změřený časově středovaný sondový proud sondovému proudu za stejných podmínek, ale při absenci vysokofrekvenčního napětí na vrstvě.

Vysokofrekvenční výboje, jejichž parametry jsou zkoumány v této práci, byly buzeny generátorem s frekvencí 13,56 MHz. Pro podmínky studované v této práci platí, že je příslušná kruhová frekvence buzení vyšší, než je plazmová frekvence iontů, a zároveň řádově nižší, než je plazmová frekvence elektronů. V takovém případě je podle [13] budícím RF napětím ovlivněn pouze elektronový proud sondou v brzdném potenciálu sondy. Toto ovlivnění lze minimalizovat zmenšením amplitudy vysokofrekvenčního napětí na vrstvě prostorového náboje okolo sondy. Pro tuto amplitudu platí vztah podobný jako pro dělič napětí:

$$V_{sh,RF} = \frac{Z_{sh}}{Z_{sh} + Z_m} V_{pl,RF}, \quad (3.1)$$

kde Z_{sh} je impedance vrstvy prostorového náboje, Z_m je impedance sondy



Obrázek 3.4: Schéma zapojení rezonančních filtrů u sondového zařízení vlastní konstrukce.

a měřicí elektroniky k ní připojené a $V_{pl,RF}$ je amplituda vysokofrekvenčních oscilací potenciálu plazmatu. Napětí $V_{sh,RF}$ je minimální, je-li Z_{sh} minimální nebo Z_m maximální.

Impedanci vrstvy prostorového náboje Z_{sh} lze snížit zvětšením plochy sondy. Pro tento účel se používá kompenzační elektroda, jejíž plocha je větší než plocha sondy [51–53]. Kompenzační elektroda je připojena k elektrickému přívodu sondy pomocí kondenzátoru, který propustí vysokofrekvenční oscilace, ale oddělí kompenzační elektrodu od sondy pro stejnosměrné měření sondové charakteristiky, tj. plocha sondy se efektivně zvětší pouze pro vysokofrekvenční složku proudu a zůstane malá pro vlastní měření.

Impedanci Z_m lze zvětšit zařazením vysokofrekvenčního rezonančního filtru sériově mezi sondu a měřicí elektroniku, naladěného na frekvenci buzení plazmatu, případně na její harmonické frekvence [51–54].

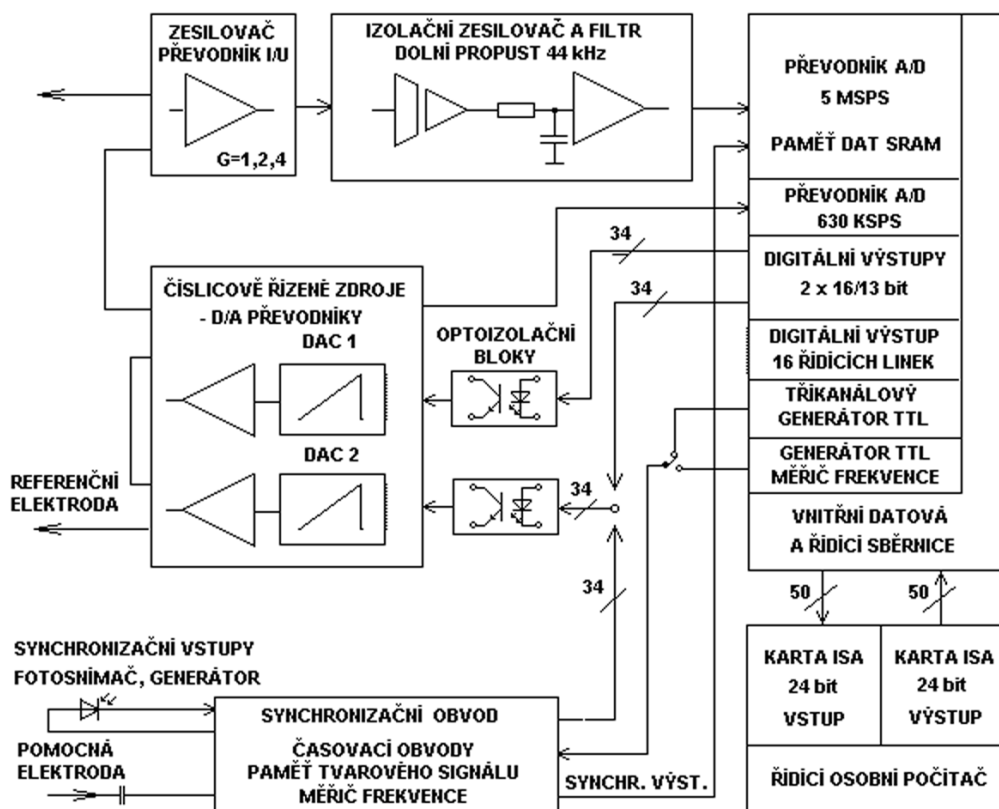
K potlačení vlivu vysokofrekvenčních oscilací potenciálu plazmatu bylo sondové zařízení vlastní konstrukce vybaveno válcovou kompenzační elektrodou připojenou k přívodu sondy přes kondenzátor o kapacitě 3 pF a rezonančními filtry umístěnými tak, jak je zobrazeno na obr. 3.2. Byly použity čtyři v sérii za sebou zapojené paralelní rezonanční LC filtry: dva naladěné na frekvenci 13,56 MHz a dva na frekvenci 27,12 MHz, viz obr. 3.4.

Sondové zařízení SmartProbe bylo vybaveno kompenzační elektrodou, viz obr. 3.3, a dvěma paralelními rezonančními LC obvody naladěnými na frekvenci 13,56 MHz, umístěnými v nosné keramické trubičce. Referenční sonda ve tvaru kroužku umístěná na keramické trubičce, zobrazená na obr. 3.3, může být použita k synchronizaci měření sondových charakteristik s nízkofrekvenčními kmity potenciálu plazmatu způsobenými nestabilitami. V rámci této práce nebyla referenční sonda využívána.

3.2.2 Elektronický měřicí systém

Pro měření sondových charakteristik byl používán elektronický měřicí systém vyvinutý Adámkem. Tento systém je podrobně popsán v práci [55]; jeho blokové schéma je na obr. 3.5. Elektronický měřicí systém je navržen modulárně — skládá se z několika samostatných částí, které jsou vzájemně propojené kabely.

Napětí sondy vůči referenční elektrodě bylo nastavováno pomocí modulu obsahujícího dva zdroje napětí spojené v sérii. Tyto zdroje jsou identické a každý je tvořen dvanáctibitovým D/A převodníkem s proudovým výstupem, převodníkem proud-napětí s výstupním napětím ± 10 V a zesilovačem se zesílením 2,56. Na každém zdroji tedy bylo možno nastavit napětí v rozmezí $(-25,60 \div 25,59)$ V a na výstupu modulu bylo možno získat napětí v rozmezí $(-51,20 \div 51,18)$ V, s rozlišením 12,5 mV. Digitální vstupy pro řízení zdrojů byly k řídicí části systému připojené přes optoizolační bloky a



Obrázek 3.5: Blokové schéma elektronického měřicího systému zkonstruovaného Adámkem [55].

napájení modulu bylo galvanicky odděleno od zdrojů. Výstup napětí modulu tedy byl plovoucí.

Pro měření sondového proudu byla k dispozici sada výměnných zesilovačů s převodem proud-napětí. Jednotlivé zesilovače se lišily velikostí zesílení, kterou bylo ještě možno měnit pomocí přepínačů na hodnoty $1\times$, $2\times$ a $4\times$ nominální zesílení daného zesilovače. Připojením vhodného zesilovače a nastavením jeho rozsahu pomocí přepínačů bylo možno změřit sondovou charakteristiku s co nejlepším rozlišením proudu. S dvanáctibitovým A/D převodníkem bylo možno měřit proud obou polarit s velikostí od $500\ \mu\text{A}$ do $200\ \text{mA}$ na plný rozsah převodníku, čemuž příslušelo rozlišení od $244\ \text{nA}$ do $97,7\ \mu\text{A}$. Pro daný maximální měřitelný proud byly k dispozici vždy dva zesilovače, přičemž jeden z dvojice byl vybaven na vstupu LC filtrem typu dolní propust pro měření sondových charakteristik ve vysokofrekvenčním výboji.

Měřicí zesilovač byl s A/D převodníkem propojen přes modul obsahující izolační zesilovač se ziskem 1 a filtr typu dolní propust pro odstranění zvlnění výstupního napětí na kmitočtu $250\ \text{kHz}$ způsobeného frekvenční modulací v izolačním zesilovači. Izolační zesilovač sloužil ke galvanickému oddělení sondového obvodu od řídicího modulu.

Hlavní součástí elektronického měřicího systému je řídicí modul propojený přes sběrnici ISA s počítačem. V řídicím modulu je umístěna karta s rychlým dvanáctibitovým A/D převodníkem, která slouží k digitalizaci zesíleného sondového proudu s rychlostí až $5\cdot 10^6$ vzorků za sekundu. Naměřené hodnoty je možné přímo ukládat do paměti SRAM na sousední kartě v řídicím modulu. Tímto způsobem lze provádět rychlá měření až do maximální rychlosti A/D převodníku, což by nebylo možné při přenosu dat do počítače kvůli nedostačující rychlosti jeho vstupně/výstupních operací. Paměť SRAM lze vyčíst do počítače po skončení vlastního měření.

Řídicí modul dále obsahuje dvě karty digitálních výstupů, které slouží k řízení zdrojů v modulu zdrojů napětí a frekvenční generátor s rozsahem $1\ \text{mHz} \div 5\ \text{MHz}$. Další součásti řídicího modulu — druhý A/D převodník a třetí karta digitálních výstupů — nebyly v této práci využívány.

Pro rychlá měření a pro měření sondových charakteristik synchronizovaná s nějakým časově proměnným jevem slouží synchronizační obvod. Vstupem pro tento modul je signál z frekvenčního generátoru nebo napěťový signál odvozený od jevu, se kterým chceme měření synchronizovat, např. od fluktuací potenciálu plazmatu nebo od začátku pulzu při pulzním buzení výboje. Výstupem modulu je řídicí signál pro nastavení napětí jdoucí do modulu zdrojů napětí a signál pro A/D převodník v řídicím modulu, jehož zpoždění vůči vstupnímu impulzu lze nastavit. Synchronizační obvod tak umožňoval měření sondového proudu v definovaném čase po příchodu vstupního impulzu při časově rozlišených měřeních v pulzních výbojích.

K čištění sondy při měřeních za podmínek, kdy se na ní mohou vytvářet tenké vrstvy ovlivňující sondovou charakteristiku, byl používán zdroj stejnosměrného napětí. Zdroj byl pomocí relé automaticky připojován na sondu v době, kdy neprobíhala vlastní měření. Sloužil k vytváření záporného předpětí sondy vůči plazmatu o velikosti až 250 V. V důsledku záporného předpětí docházelo k odprašování tenkých vrstev na sondě dopadem urychlených kladných iontů. Tento zdroj není na obrázku 3.5 zobrazen.

Při vlastním měření sondové charakteristiky bylo na sondu přiváděno napětí pilovitého průběhu — napětí se po daných krocích zvyšovalo a po dosažení maximální dané hodnoty zase po stejných krocích snižovalo. Pro každou hodnotu napětí byl změřen sondový proud. Rozkmit napětí bylo možno pomocí programu řídicího celý systém nastavit na 25,6 V, nebo na 51,2 V. Postupně bylo změřeno 16, 32, nebo 64 sondových charakteristik, přičemž se každá skládala z 1024, 512, nebo 256 bodů. Výsledná sondová charakteristika byla získána zprůměrováním naměřených charakteristik.

Parametry plazmatu byly z výsledné sondové charakteristiky určovány pomocí počítačového programu Start [35], podle vztahů uvedených v oddílu 2.1. Typická relativní chyba daná experimentálně při určení hustoty elektronů byla 20 % a stejná byla i typická relativní chyba při určení teploty/efektivní teploty elektronů.

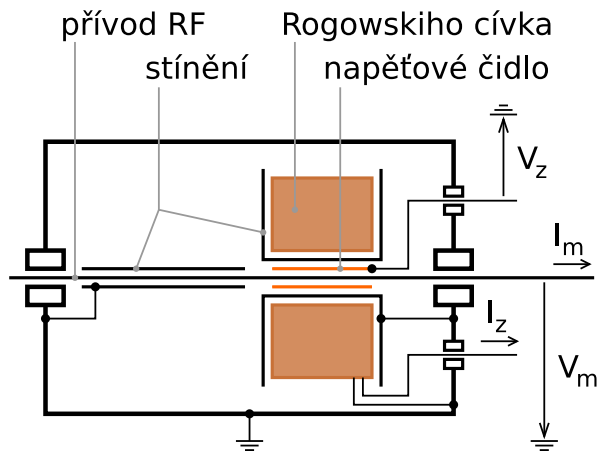
3.3 Aparatura pro měření iontových proudů na substrát

3.3.1 Zařízení pro měření vysokofrekvenčního proudu a napětí

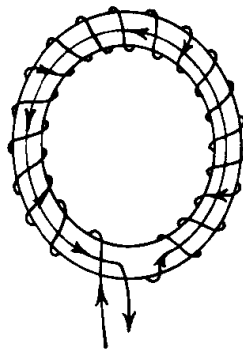
V rámci předkládané disertační práce se její autor podílel na návrhu a konstrukci zařízení pro měření vysokofrekvenčního proudu a napětí, jehož průřez je schematicky znázorněn na obr. 3.6.

Vysokofrekvenční proud je v zařízení měřen pomocí Rogovského cívky [56, 57]. Schematické zobrazení Rogovského cívky je na obr. 3.7. Jedná se o cívku navinutou na toroidu. Středem toroidu prochází měřený vysokofrekvenční proud, který je zdrojem časově proměnného magnetického pole. Toto magnetické pole indukuje proud v závitech cívky. Indukovaný proud je měřen jako úbytek napětí na rezistoru s odporem o velikosti R připojeném mezi konce vinutí cívky. Platí-li nerovnost

$$R + R_c \ll \omega_{\text{RF}} L_c, \quad (3.2)$$



Obrázek 3.6: Schematický průřez zařízením vlastní konstrukce pro měření vysokofrekvenčního proudu a napětí.



Obrázek 3.7: Schematické zobrazení Rogowskiho cívky pro měření vysokofrekvenčního proudu.

kde R_c je odpor vinutí cívky, ω_{RF} je kruhová frekvence měřeného vysokofrekvenčního proudu a L_c je vlastní indukčnost cívky, je podle [56] amplituda indukovaného proudu I_z přímo úměrná amplitudě vysokofrekvenčního proudu I_m pro danou frekvenci.

Postup vinutí cívky vytváří kromě závitů umístěných po obvodu toroidu i další smyčku, která má tvar obvodu toroidu. V této smyčce se může indukovat proud díky jiným časově proměnným magnetickým polím v okolí Rogowskiho cívky, např. způsobeným vodiči v okolí cívky neprocházejícími jejím středem. Pro kompenzaci těchto parazitních indukovaných proudů je po obvodu toroidu veden jeden závit opačné orientace, než je směr postupu vinutí, viz obr. 3.7.

Rogowskiho cívka byla realizována jako toroid s obdélníkovým průřezem. Vnitřní poloměr toroidu byl 8 mm, jeho vnější poloměr byl 30 mm a jeho tloušťka byla 30 mm. Po obvodu toroidu bylo rovnoměrně navinuto 40 závitů o průřezu 22 mm × 30 mm. Takto navržená cívka má vlastní indukčnost L_c , která splňuje nerovnost (3.2) pro frekvenci 13.56 MHz a měřicí rezistor s odporem $R = 50 \Omega$.

Vysokofrekvenční napětí bylo měřeno pomocí kapacitně vázaného měděného plíšku umístěného okolo vysokofrekvenčního vodiče. Amplituda napětí plíšku — napěťového čidla vůči zemi V_z byla přímo úměrná amplitudě měřeného napětí V_m pro danou frekvenci. Napěťové čidlo bylo umístěno uvnitř Rogowskiho cívky, viz obr. 3.6, aby byly vysokofrekvenční napětí a proud měřeny v jednom místě. Okolo cívky a mezi čidlem a cívkou byl umístěn elektrostatický štít pro snížení nežádoucí kapacitní vazby mezi vodičem s RF napětím a cívkou.

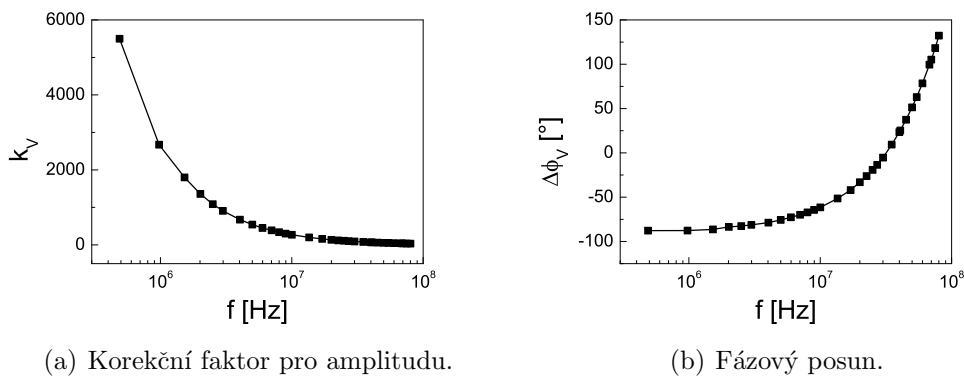
Vstup vysokofrekvenčního signálu do měřicího zařízení byl stejně jako výstup realizován pomocí koaxiálního konektoru typu N. Jeden konec vinutí Rogowskiho cívky a napěťové čidlo byly vyvedeny na koaxiální konektory typu BNC. Druhý konec vinutí cívky a elektrostatický štít byly vodivě spojeny s kovovou kostrou měřicího zařízení, která byla spojena s uzemněným stíněním koaxiálních kabelů připojovaných do výše zmíněných konektorů.

Výstupní konektory z Rogowskiho cívky a napěťového čidla byly propojeny s digitálním vzorkovacím osciloskopem pomocí dvou stejně dlouhých koaxiálních kabelů s charakteristickou impedancí 50Ω zakončených na obou koncích rezistory s odporem o velikosti 50Ω . Časové průběhy napětí na měřicím rezistoru u Rogowskiho cívky a na napěťovém čidle byly měřeny osciloskopem Agilent Infiniium 54830B s šířkou pásma 600 MHz a vzorkovací rychlostí $2 \cdot 10^9$ vzorků za sekundu.

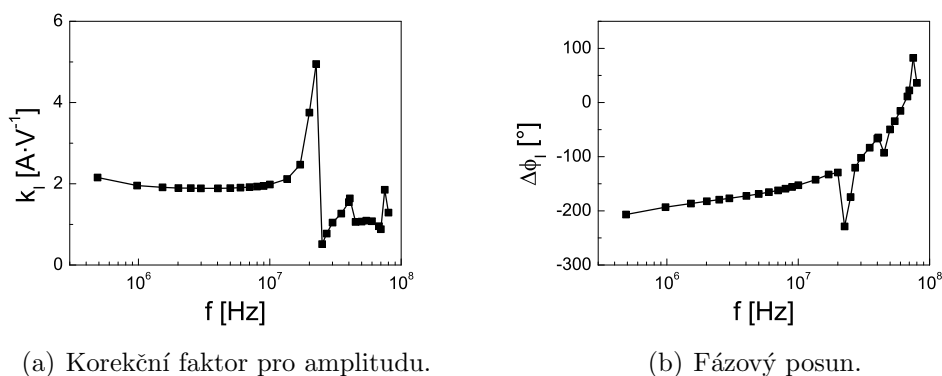
Pro převod časových průběhů napětí měřených osciloskopem na proud $I_m(t)$ a napětí $V_m(t)$ bylo měřicí zařízení zkalibrováno pro rozmezí frekvencí 500 kHz ÷ 80 MHz. Na vysokofrekvenční vstup zařízení bylo ze signálového generátoru přivedeno napětí sinusového průběhu o dané frekvenci. Na vysokofrekvenční výstup zařízení byla připojena koaxiální rozbočka (T-člen), na jejímž jednom konci byl připojen osciloskop a na druhém konci přesný rezistor s odporem 50Ω určený pro vysokofrekvenční aplikace. Pro kalibraci napěťového čidla byl jeho výstup připojen k druhému kanálu osciloskopu přes stejný na obou stranách zakončený koaxiální kabel, který pak byl používán při měření, a současně byly uloženy časové průběhy napětí na obou kanálech osciloskopu. Z těchto dat byly pro danou frekvenci určeny faktor pro přepočítání amplitudy napětí na konci koaxiálního kabelu na amplitudu měřeného vysokofrekvenčního napětí a velikost fázového posunu těchto dvou napětí. Stejným způsobem byly při znalosti impedance zátěže ($Z = 50 \Omega$)

pro danou frekvenci určeny faktor pro přepočítání amplitud a velikost fázového posunu pro určení vysokofrekvenčního proudu z průběhu napětí změřeného na konci koaxiálního kabelu připojeného k měřicímu odporu na výstupu Rogowskiho cívky. V rozmezí frekvencí 500 kHz ÷ 80 MHz byla kalibrace provedena pro 31 různých frekvencí, včetně frekvence 13,56 MHz a jejích násobků, a interpolací byly určeny hodnoty faktorů pro přepočítání amplitud a posunů fáze pro ostatní frekvence.

Kalibrační křivky pro určení měřeného napětí V_m z napětí na napěťovém čidle V_z jsou zobrazeny na obr. 3.8. Kalibrační křivky pro určení měřeného proudu I_m z napětí na odporu připojeného mezi výstupy Rogowskiho cívky (tj. napětí uměrného I_z) jsou uvedeny na obr. 3.9. Na obr. 3.9 je vidět, že



Obrázek 3.8: Kalibrační křivky pro určení měřeného napětí V_m z napětí na napěťovém čidle V_z v zařízení pro měření RF proudu a napětí.



Obrázek 3.9: Kalibrační křivky pro určení měřeného proudu I_m z napětí na odporu připojeného mezi výstupy Rogowskiho cívky v zařízení pro měření RF proudu a napětí.

Rogowskiho cívka rezonuje okolo frekvencí 23 MHz, 45 MHz a 75 MHz. Tyto rezonance, při nichž je přesnost určení proudu I_m nižší, však prakticky neovlivňují určení proudu I_m na frekvenci 13,56 MHz a jejích násobcích.

Při vlastním měření byly časové průběhy napětí z čidla napětí a Rogowskiho cívky změřeny současně osciloskopem. Naměřené časové průběhy byly převedeny pomocí diskrétní Fourierovy transformace do frekvenční domény, kde byla přepočtena amplituda a posunuta fáze pomocí hodnot určených kalibrací, a následně byly zpětnou diskrétní Fourierovou transformací získány časové průběhy proudu $I_m(t)$ a napětí $V_m(t)$.

Zařízení pro měření vysokofrekvenčního proudu a napětí bylo testováno na různých zátěžích se známou, obecně komplexní impedancí — odporech, kondenzátorech a jejich kombinacích. Na základě testovacích měření byla určena relativní chyba měření amplitudy proudu a napětí na 0,5 % pro frekvenci 1 MHz a 1 % pro 13,56 MHz a absolutní chyba měření fáze mezi proudem a napětím na 2° pro 1 MHz a 3° pro 13,56 MHz.

3.3.2 Zapojení obvodů pro měření iontových proudů na substrát

Substrát byl při měřeních reprezentován rovinnou elektrodou s kruhovým průřezem. Pro měření byla použita dvě různá experimentální uspořádání. V úvodním popisu k příslušným výsledkům měření je uvedeno, které experimentální uspořádání bylo při daném měření použito.

Pro první část experimentů byla použita nerezová elektroda o průměru 40 mm, což je přibližně velikost substrátu při depozicích vrstev. Spodní část elektrody byla zakryta nevodivým sklem. Budicí napětí bylo na elektrodu přiváděno pomocí vodiče ukrytého v keramické trubičce, okolo které byl umístěn vodivý kryt spojený s uzemněnou vakuovou komorou. Vodič byl na jednom konci připojen k elektrodě a na druhém konci k elektrické vakuové průchodce.

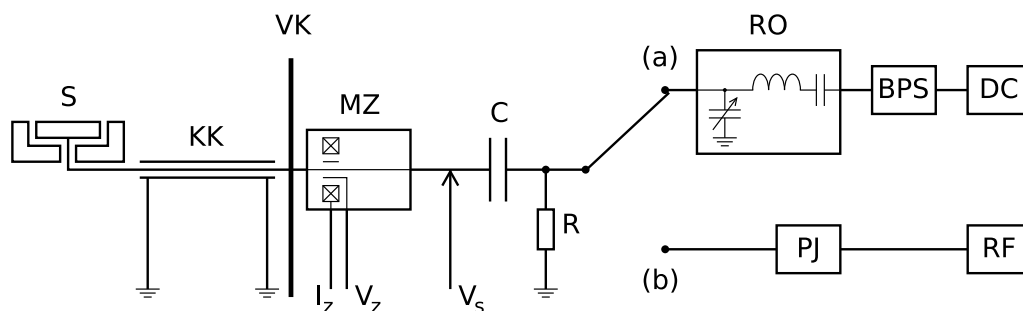
Pro druhou část experimentů byla použita měděná elektroda o průměru 8,1 mm. Zespodu a okolo měděné elektrody byl umístěn válcový keramický kryt, jehož horní hrana byla ve stejné rovině jako povrch elektrody. Mezi krytem a elektrodou byla přibližně 1 mm široká mezera. Měděná elektroda byla připojena na střední vodič koaxiálního kabelu vhodného pro použití v UHV (z anglického *Ultra High Vacuum*) aparaturách. Druhý konec koaxiálního kabelu, dlouhého 30 cm, byl připojen na koaxiální vakuovou průchodku.

Experimentální uspořádání části přívodu napětí vně vakuové komory bylo v obou případech stejné. K vakuové průchodce bylo připojeno zařízení pro měření vysokofrekvenčního proudu a napětí popsané v oddílu 3.3.1.

K druhému konci měřicího zařízení bylo připojeno napájení elektrody. Napájení elektrody — substrátu bylo pro různé frekvence realizováno různým způsobem.

Pro nízké frekvence — $(35 \div 50)$ kHz byl použit stejnosměrný zdroj napětí, který byl s danou frekvencí a střídou přibližně 50 % spínán pulzním spínačem. Pulzy záporného napětí byly přiváděny přes rezistor s odporem $R = (500 \div 2000) \Omega$ zapojený v sérii mezi spínačem a zařízením pro měření vysokofrekvenčního proudu a napětí. Na obou koncích odporu byly připojeny pasivní osciloskopické sondy a na osciloskopu byly současně měřeny průběhy napětí za spínačem a na elektrodě. Z úbytku napětí na odporu známé velikosti byl určen proud elektrodou. Zařízení pro měření vysokofrekvenčního proudu a napětí bylo v obvodu přítomno, ale nebylo pro měření při nízkých frekvencích používáno.

Schéma zapojení elektrického obvodu při měřeních iontového proudu na substrát při vysokofrekvenčním buzení je na obr. 3.10. Za vysokofrekvenční měřicí zařízení byl připojen kondenzátor o kapacitě $C = (10 \div 30)$ nF. Tento kondenzátor sloužil k vytvoření záporného předpětí elektrody při buzení sinusovým vysokofrekvenčním napětím, viz úvod k oddílu 2.2. Zároveň sloužil jako měřicí kondenzátor při měření iontového proudu metodou pulzní modulační vysokofrekvenčního napětí, popsanou v oddílu 2.2.2. Mezi kondenzátorem a vysokofrekvenčním měřicí zařízením byla připojena pasivní osciloskopická na-



Obrázek 3.10: Schéma napájení elektrody pro měření při vysokých frekvencích buzení: (a) pro rozmezí frekvencí 500 kHz \div 1,25 MHz, (b) pro frekvenci 13,56 MHz. S — elektroda — substrát, KK — koaxiální kabel, VK — stěna vakuové komory, MZ — zařízení pro měření vysokofrekvenčního proudu a napětí, C — blokuující kondenzátor, R — pomocný rezistor, RO — rezonanční obvod, BPS — bipolární pulzní spínač, DC — stejnosměrný zdroj, PJ — přizpůsobovací jednotka, RF — vysokofrekvenční generátor; I_z , V_z — výstupní proud a napětí na vysokofrekvenčním měřicím zařízení, V_s — osciloskopická sonda měřící napětí na elektrodě.

pěťová sonda Tektronix P5100 se zeslabením 100:1, pomocí níž bylo měřeno záporné předpětí elektrody vůči zemi a pokles velikosti tohoto předpětí při metodě pulzní modulační. Za kondenzátorem byl mezi napájecí vodič a zemi připojen pomocný rezistor s odporem 1 k Ω . Tento rezistor sloužil při metodě pulzní modulační k vybití kondenzátorů v sérii ve zdrojové části obvodu, tj. ke snížení impedance zdrojové části obvodu pro nízkofrekvenční vybíjecí proud.

Zdrojová část obvodu se lišila pro případ buzení elektrody s frekvencí v rozmezí 500 kHz ÷ 1,25 MHz a pro případ buzení s frekvencí 13,56 MHz. V prvním případě bylo napájení realizováno pomocí DC zdroje, bipolárního pulzního spínače a rezonančního obvodu, viz obr. 3.10(a). Bipolární pulzní spínač vytvářel obdélníkové bipolární napěťové pulzy, které byly zesíleny a převedeny na sinusový napěťový signál v rezonančním obvodu. Frekvence spínání a rezonanční frekvence obvodu byly nastavitelné pro dosažení sinusového signálu o požadované frekvenci. Spínač zároveň umožňoval pozastavit na určitou dobu bipolární pulzování pro měření metodou pulzní modulační.

Pro buzení elektrody s frekvencí 13,56 MHz byl použit komerční generátor vysokofrekvenčního napětí s přizpůsobovací jednotkou, viz obr. 3.10(b). Výstup generátoru bylo možno pulzně modulovat pro měření iontového proudu metodou pulzní modulační.

Kapitola 4

Výsledky měření a diskuse

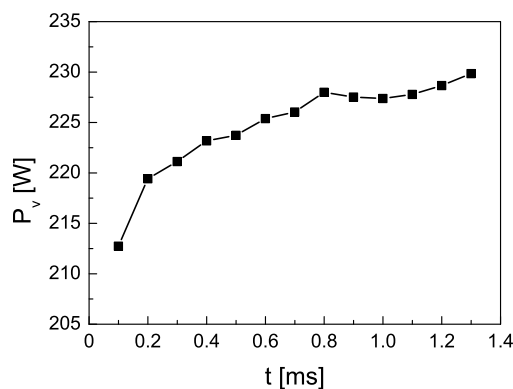
4.1 Studium parametrů plazmatu v tryskovém systému pro depozice vrstev BSTO

Parametry plazmatu byly určeny pro dvě uspořádání plazmatického tryskového systému s efektem duté katody používané pro depozice tenkých vrstev $\text{Ba}_x\text{Sr}_{(1-x)}\text{TiO}_3$ (BSTO). K přípravě vrstev BSTO se jako terč pro rozprašování používají materiály BaTiO_3 (BTO) a SrTiO_3 (STO). První uspořádání depozičního systému obsahuje jednu trysku složenou ze dvou částí [58,59] a je studováno v oddílu 4.1.1. V druhém uspořádání jsou použity dvě samostatné trysky [60] a toto uspořádání je studováno v oddílu 4.1.2. V obou případech byl výboj buzen pulzně modulovaným vysokofrekvenčním napětím.

4.1.1 Systém s jednou tryskou složenou ze dvou částí

V plazmatickém tryskovém systému pro depozice vrstev BSTO s jednou tryskou složenou ze dvou částí je jedna část trysky vyrobena z materiálu BTO a druhá část z materiálu STO. Jelikož bylo experimentálně zjištěno, že se BTO rozprašuje v tryskovém výboji lépe než STO, byla část trysky vyrobená z STO použita delší a byla umístěna u výstupního konce trysky, kde je plazma hustější a rozprašování materiálu trysky intenzivnější. Délka části vyrobené z STO byla 25 mm a délka části vyrobené z BTO byla 5 mm. V blízkosti trysky nebyl umístěn uzemněný vodivý kryt a výboj byl provozován bez použití pomocného magnetického pole u jejího výstupu.

Jako pracovní plyn byla použita směs argonu a molekulárního kyslíku, která byla do reaktoru přiváděna skrz trysku. Průtok argonu byl nastaven na $Q_{\text{Ar}} = 0,139 \text{ Pa}\cdot\text{m}^3\cdot\text{s}^{-1}$ a průtok kyslíku na $Q_{\text{O}_2} = 0,108 \text{ Pa}\cdot\text{m}^3\cdot\text{s}^{-1}$. Tlak ve vakuové komoře byl držen na $p = 6 \text{ Pa}$.



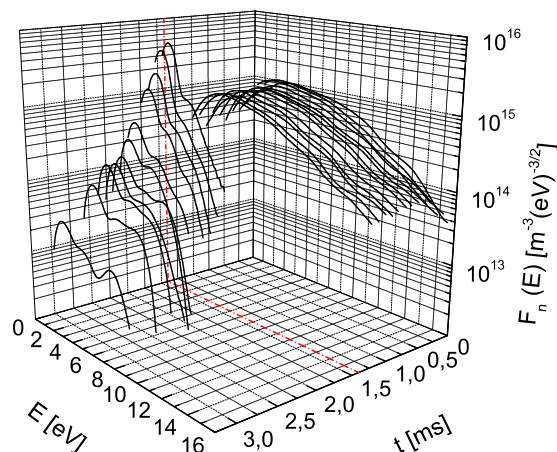
Obrázek 4.1: Časový průběh RF výkonu přiváděného na trysku během aktivního pulzu při měření parametrů plazmatu v tryskovém systému pro depozice tenkých vrstev BSTO s jednou tryskou.

Výboj byl buzen pulzně modulovaným vysokofrekvenčním napětím o frekvenci 13,56 MHz. Opakovací frekvence pulzování byla nastavena na 185 Hz. Doba trvání pulzu RF napětí byla 1,4 ms, doba trvání pauzy mezi jednotlivými pulzy byla 4 ms. Vysokofrekvenční výkon P_v přiváděný na trysku byl během aktivního pulzu v rozmezí (210 ÷ 230) W. Jeho časový průběh je na obr. 4.1. Tento průběh byl vypočten z RF proudu a napětí změřených na přívodu napětí k trysce pomocí zkalibrovaného měřicího zařízení vlastní konstrukce pracujícího na stejném principu jako zařízení popsané v oddílu 3.3.1. V pauze mezi jednotlivými pulzy byl výkon přiváděný na trysku nulový.

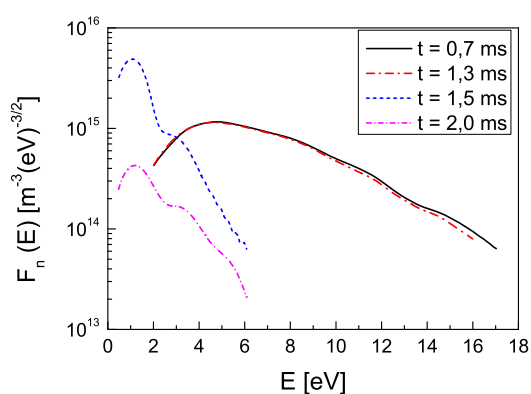
Parametry plazmatu byly měřeny na ose souměrnosti trysky ve vzdálenosti 35 mm od jejího ústí. Pro měření bylo použito sondové zařízení vlastní konstrukce s vlastní sondou tvořenou platinovým drátkem o průměru 200 μm a délce 2 mm.

Změřený časový vývoj rozdělovací funkce elektronů — EEPF, určené z druhé derivace elektronové části sondového proudu podle vztahu (2.12), je na obr. 4.2. Na obr. 4.3 je zobrazena EEPF pro vybrané časy ve dvou-rozměrném grafu.

Z obr. 4.2 a 4.3 je vidět, že rozdělovací funkce elektronů v plazmatu není ani během pulzu RF napětí ani během fáze dohasínajícího výboje maxwellovská, tj. nelze funkci EEPF aproximovat lineární závislostí v semi-logaritmické škále. Během pulzu je populace elektronů s vyššími energiemi (s $E > 9$ eV) nižší, než by odpovídalo maxwellovskému rozdělení. To lze vysvětlit úbytkem rychlých elektronů rekombinací na stěnách vakuové komory a nepružnými srážkami elektronů s těžšími částicemi v plazmatu —



Obrázek 4.2: Časový vývoj EETF v pulzním RF systému s jednou tryskou pro depozice tenkých vrstev BSTO. Začátek pulzu RF napětí je v čase $t = 0$ s, konec pulzu je vyznačen červenou čerchovanou čarou.



Obrázek 4.3: EETF z obr. 4.2 pro časy $t = 0,7$ ms a $t = 1,3$ ms, odpovídající pulzu RF napětí a časy $t = 1,5$ ms a $t = 2,0$ ms, odpovídající fázi dohasínajícího výboje.

atomy, molekulami a ionty. Především excitace a ionizace neutrálních atomů argonu mohou k tomuto úbytku přispívat. Excitační energie pro atomy argonu ze základního stavu na nejnižší energetickou hladinu je 11,55 eV [61] a ionizační potenciál pro argon v základním stavu je 15,76 eV [61], což leží v obou případech v oblasti, kde je pozorován pokles populace elektronů. Rychlé elektrony mají také dostatek energie překonat potenciálovou bariéru

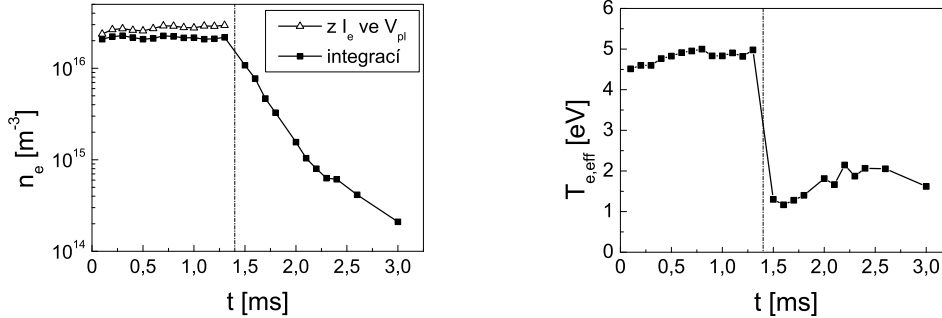
na vrstvě prostorového náboje u uzemněných stěn komory.

Ve fázi dohasínajícího výboje lze na EEPF pozorovat přebytek rychlejších elektronů ve srovnání s maxwellovskou aproximací. Podobný jev byl pozorován při studiu rozpadajícího se argonového plazmatu za nízkého tlaku, $p = (10 \div 100)$ Pa, a při počáteční hustotě elektronů $n_e = (10^{14} \div 10^{16}) \text{ m}^{-3}$ pomocí zařízení *flowing afterglow* v práci [62]. Autoři této práce ukázali, že v rozpadajícím se argonovém plazmatu jsou za daných podmínek výrazně zastoupeny metastabilní atomy argonu $\text{Ar } ({}^3\text{P}_2)$ a $\text{Ar } ({}^3\text{P}_0)$, které přispívají k ohřevu elektronů pomocí nepružných srážek s elektrony a produkcí rychlých elektronů Penningovou ionizací.

Protože rozdělovací funkce elektronů není maxwellovská, byla hustota elektronů určována ze sondové charakteristiky podle vztahu (2.20) a elektrony byly charakterizovány pomocí efektivní teploty určované podle vztahů (2.18) a (2.19).

Časový vývoj hustoty elektronů je na obr. 4.4(a). Pro srovnání byla n_e během pulzu napětí, kdy je odchylka EEPF od maxwellovské menší, určena také z elektronového proudu v potenciálu plazmatu podle vztahu (2.15), který byl odvozen za předpokladu maxwellovského rozdělení.

Hustota elektronů určená integrací vychází poněkud nižší než hustota určená z elektronového proudu v potenciálu plazmatu. Je to způsobeno odchylkou naměřených rozdělovacích funkcí od maxwellovských, především me-



(a) Hustota elektronů. Trojúhelníky — n_e určená z elektronového proudu v potenciálu plazmatu podle vztahu (2.15); čtverce — n_e určená integrací druhé derivace elektronového proudu podle vztahu (2.20).

(b) Efektivní teplota elektronů.

Obrázek 4.4: Časový vývoj parametrů plazmatu v pulzním RF systému s jednou tryskou pro depozice tenkých vrstev BSTO. Začátek pulzu RF napětí je v čase $t = 0$ s, konec pulzu je vyznačen čerchovanou čarou.

zerou mezi nulovým bodem druhé derivace sondového proudu a maximem EEPF a úbytkem rychlých elektronů, viz obr. 4.3. Zakulacení průběhu EEPF v místě jejího maxima a mezera mezi maximem a nulovou energií jsou způsobeny metodikou měření, nesouvisejí se skutečným průběhem EEPF, viz [51]. Horní mez integrace ve vztahu (2.20) má navíc při vyhodnocování reálné sondové charakteristiky konečnou hodnotu. Jako horní mez integrace byla při vyhodnocování brána energie, při které začíná být velikost šumu na druhé derivaci elektronového proudu již větší než samotná druhá derivace. Přes uvedená přiblížení se hustoty elektronů určené oběma metodami shodují v rámci relativní chyby měření, jejíž stanovená velikost byla 20 %.

Hustota elektronů je během pulzu v rámci chyby měření konstantní, resp. mírně roste při určení z elektronového proudu v potenciálu plazmatu. To odpovídá průběhu vysokofrekvenčního výkonu přiváděného na trysku, který během pulzu mírně roste, viz obr. 4.1.

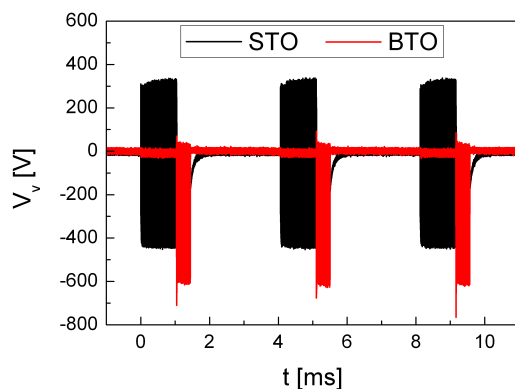
Časový vývoj efektivní teploty elektronů je zobrazen na obr. 4.4(b). Efektivní teplota elektronů během pulzu mírně roste, opět v souladu s průběhem výkonu přiváděného na trysku. Ve fázi dohasínajícího výboje se efektivní teplota elektronů drží na poměrně vysoké hodnotě ($1 \div 2$) eV po dobu nejméně 1,6 ms od vypnutí pulzu. Energie elektronů získaná ohřevem vysokofrekvenčním elektrickým polem relaxuje mnohem rychleji, jak je vidět ze skokového poklesu efektivní elektronové teploty po ukončení pulzu. Ohřev elektronů ve fázi dohasínajícího výboje je pravděpodobně způsoben nepružnými srážkami s metastabilními atomy argonu a Penningovou ionizací, jak bylo popsáno výše u diskuze k EEPF.

4.1.2 Systém se dvěma tryskami

V uspořádání dvou trysek pro depozici vrstev BSTO byla k trysce popsané v oddílu 3.1 do vakuové komory přidána další, v identické konfiguraci. Jedna tryska byla tvořena materiálem BTO a druhá materiálem STO. Osy trysek ležely v jedné rovině a svíraly úhel 90° . Ústí trysky z BTO bylo umístěno ve vzdálenosti 60 mm od průsečíku os trysek, ústí trysky z STO se nacházelo ve vzdálenosti 30 mm od průsečíku. V blízkosti ústí obou trysek byly umístěny uzemněné vodivé kryty pro zlepšení stability výboje. Výboj byl provozován bez použití pomocného magnetického pole u výstupu trysek.

Skrze obě trysky byl do komory přiváděn pracovní plyn — směs argonu a molekulárního kyslíku. V trysce z BTO byl nastaven průtok argonu na $Q_{\text{Ar}} = 0,120 \text{ Pa}\cdot\text{m}^3\cdot\text{s}^{-1}$ a průtok kyslíku na $Q_{\text{O}_2} = 0,051 \text{ Pa}\cdot\text{m}^3\cdot\text{s}^{-1}$. V trysce z STO byly průtoky: $Q_{\text{Ar}} = 0,101 \text{ Pa}\cdot\text{m}^3\cdot\text{s}^{-1}$ a $Q_{\text{O}_2} = 0,057 \text{ Pa}\cdot\text{m}^3\cdot\text{s}^{-1}$. Tlak ve vakuové komoře byl držen na $p = 5,5 \text{ Pa}$.

Výboj byl v obou tryskách buzen pulzně modulovaným napětím o frek-

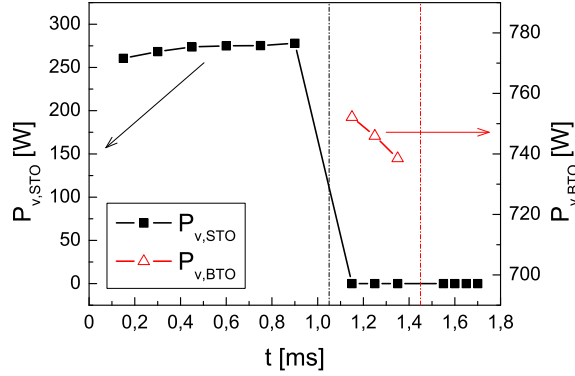


Obrázek 4.5: Časový průběh napětí na tryskách v systému dvou trysek pro depozici vrstev BSTO. BTO — napětí na trysce z BTO; STO — napětí na trysce z STO.

venci 13,56 MHz; každá tryska byla připojena k samostatnému generátoru. Vysokofrekvenční napětí nebylo přítomno na obou tryskách současně; nejdříve byl pulz napětí přiveden na trysku z STO. Po jeho skončení následoval pulz napětí na trysce z BTO a po skončení tohoto pulzu následovala pauza, po které se celý cyklus periodicky opakoval. Při depozici vrstev BSTO byla doba trvání pulzů na tryskách měněna, čímž byl měněn poměr barya a stroncia v deponované vrstvě. Měření parametrů plazmatu bylo provedeno pro následující podmínky: opakovací frekvence celého cyklu byla 246 Hz, doba trvání pulzu na trysce z STO byla 1,05 ms, doba trvání pulzu na trysce z BTO byla 0,40 ms a doba trvání pauzy byla 2,62 ms. Časový průběh napětí na obou tryskách, změřený pomocí osciloskopu s vysokonapěťovými sondami je zobrazen na obr. 4.5. Výkon přiváděný během pulzu na trysku z BTO byl přibližně 750 W a výkon přiváděný na trysku z STO byl přibližně 270 W. Časový vývoj výkonu přiváděného na trysky v pulzech vysokofrekvenčního napětí je na obr. 4.6. Výkon přiváděný na trysky byl určen stejně jako v oddílu 4.1.1.

Langmuirova sonda byla umístěna v místě průsečíku os trysek, kde se nacházel držák se substráty při depozici vrstev; během sondových měření byl držák z vakuové komory vyjmut. Pro měření bylo použito sondové zařízení vlastní konstrukce se sondou tvořenou chromelovým drátkem o průměru $300 \mu\text{m}$ a délce 1 mm.

Podle vztahu (2.12) byla určena rozdělovací funkce elektronů — EEPF; její časový vývoj je na obr. 4.7. Na obr. 4.8 je EEPF znázorněna detailněji ve dvourozměrném grafu. Na obr. 4.8(a) jsou EEPF ve třech vybraných časech a na obr. 4.8(b) jsou znázorněny EEPF ve fázi dohasínajícího plazmatu pro



Obrázek 4.6: Časový průběh výkonu přiváděného na trysky v pulzech vysokofrekvenčního napětí: $P_{v,BTO}$ — výkon přiváděný na trysku z BTO; $P_{v,STO}$ — výkon přiváděný na trysku z STO. Na trysku z STO byl pulz napětí přiveden v časech $t = (0 \div 1,05)$ ms; na trysku z BTO byl pulz napětí přiveden v časech $t = (1,05 \div 1,45)$ ms.

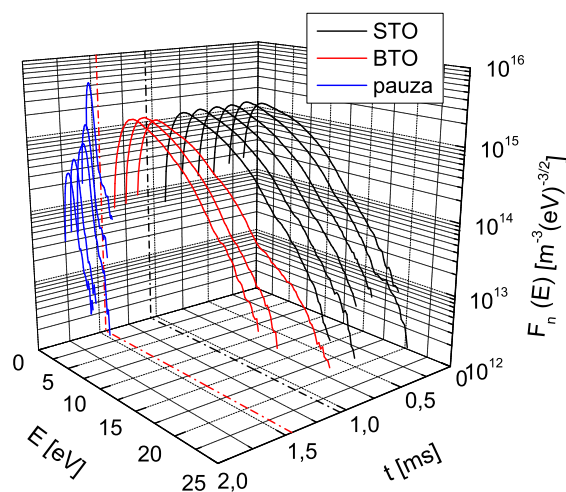
různé časy τ od konce aktivního pulzu na trysce z BTO; platí $\tau = t - 1,45$ ms.

Rozdělovací funkce EEPF změřené v systému se dvěma tryskami mají jak ve fázi aktivního výboje, tak ve fázi dohasínajícího plazmatu obdobný průběh jako funkce EEPF v systému s jednou tryskou. Během aktivního výboje v obou tryskách jsou si rozdělovací podobné a odpovídají zhruba druyvesteynovskému rozdělení [63]. Oproti maxwellovskému rozdělení je ve výboji méně rychlých elektronů, což lze vysvětlit jejich úbytkem rekombinací na stěnách vakuové komory a nepružnými srážkami elektronů s těžšími částicemi v plazmatu stejně, jak bylo diskutováno v případě systému s jednou tryskou.

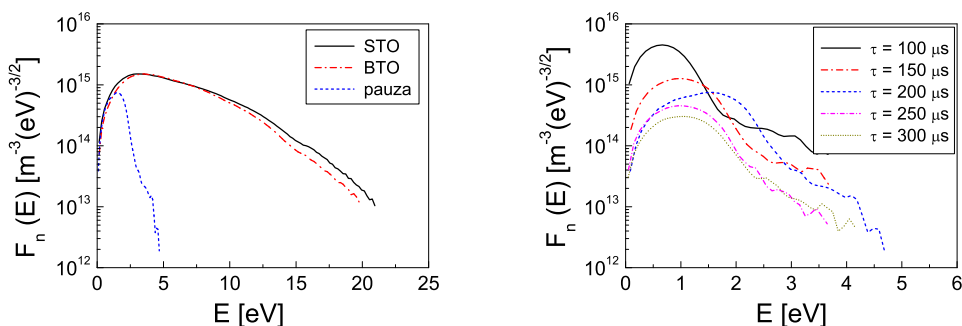
Ve fázi dohasínajícího výboje je na EEPF vidět přebytek rychlých elektronů, viz obr. 4.8(b). Tento jev lze vysvětlit ohřevem elektronů nepružnými srážkami s metastabilními atomy argonu, viz oddíl 4.1.1.

Časový vývoj hustoty elektronů je zobrazen na obr. 4.9(a). Hustota elektronů byla určena ze sondové charakteristiky integrací podle vztahu (2.20). Elektrony byly charakterizovány pomocí efektivní teploty určené podle vztahů (2.18) a (2.19). Časový vývoj efektivní teploty elektronů je zobrazen na obr. 4.9(b).

Parametry plazmatu v místě substrátu jsou během pulzů RF napětí na obou tryskách přibližně stejné, viz obr. 4.8(a) a 4.9. Zároveň jsou hustota a efektivní teplota elektronů v pulzech konstantní; jen v případě efektivní teploty elektronů dochází na začátku pulzu napětí na trysce z BTO k mírnému



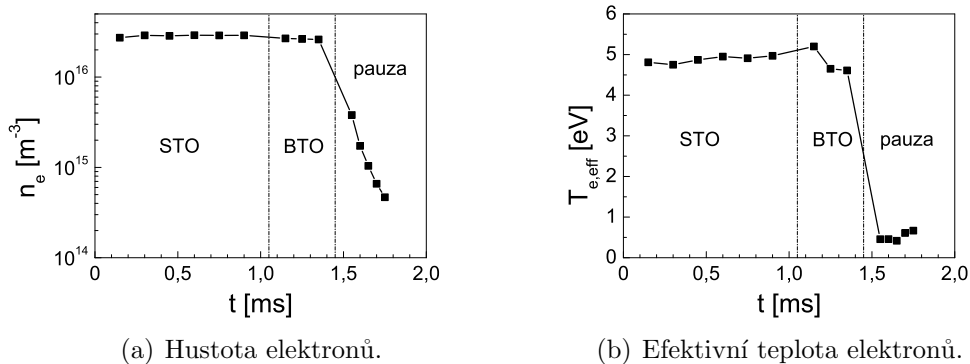
Obrázek 4.7: Časový vývoj EEPF v systému dvou trysek pro depozice tenkých vrstev BSTO. Pulz napětí byl přiveden na trysku z STO v čase $t = (0 \div 1,05)$ ms; na trysku z BTO v čase $t = (1,05 \div 1,45)$ ms. Čerchovanými čarami jsou vyznačeny konce pulzů napětí na tryskách.



(a) EEPF pro čas $t = 0,45$ ms odpovídající pulzu napětí na trysce z STO, pro čas $t = 1,25$ ms odpovídající pulzu napětí na trysce z BTO a čas $t = 1,65$ ms odpovídající fázi dohasínajícího výboje. (b) EEPF v rozpádajícím se plazmatu v různých časech τ od konce pulzu RF napětí na trysce z BTO.

Obrázek 4.8: Detaily EEPF z obr. 4.7.

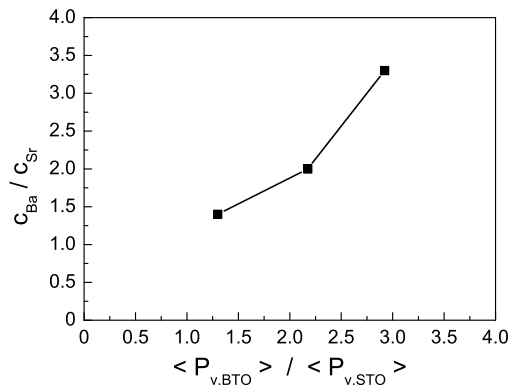
poklesu její velikosti, po kterém se ale teplota stabilizuje, viz obr. 4.9(b). Tyto skutečnosti umožňují jednoduchým způsobem za stejných podmínek deponovat vrstvy BSTO s různým poměrem atomů barya a stroncia — změnou doby trvání vysokofrekvenčních pulzů na jednotlivých tryskách při konstantním



Obrázek 4.9: Časový vývoj parametrů plazmatu v systému dvou trysek pro depozice tenkých vrstev BSTO. Čerchovanými čarami jsou vyznačeny doby pulzů RF napětí na jednotlivých tryskách.

přiváděném výkonu. Ke zvýšení obsahu barya vůči stronciu, tj. ke zvýšení velikosti indexu x ve vzorci $\text{Ba}_x\text{Sr}_{(1-x)}\text{TiO}_3$, vede prodloužení doby pulzu na trysce z BTO a zkrácení doby pulzu na trysce z STO. A naopak ke snížení poměru barya ku stronciu ve vrstvě (tj. ke snížení x) vede zkrácení doby pulzu na trysce z BTO a prodloužení doby pulzu na trysce z STO. Součet dob trvání pulzů na obou tryskách je přitom držen konstantní, stejně jako doba trvání pauzy před začátkem dalšího cyklu. Vrstvy s různým chemickým složením mohou být deponovány za stejných podmínek právě proto, že se parametry plazmatu v místě substrátu neliší pro pulzy na jednotlivých tryskách a že jsou během pulzů přibližně konstantní. To platí za vnějších podmínek, za kterých bylo měření provedeno: za daných průtoků pracovních plynů tryskami, při daném pracovním tlaku a při daných výkonech přiváděných během pulzů na jednotlivé trysky.

Na obr. 4.10 je zobrazena závislost stechiometrického poměru atomů barya a stroncia ve třech deponovaných vrstvách na poměru středních výkonů na tryskách z BTO a z STO. Jednotlivé vzorky vrstev byly deponovány za stejných podmínek, pouze byla měněna délka trvání pulzů na obou tryskách. Výkon přiváděný na trysky měněn nebyl a součet doby trvání pulzů byl pro všechny tři vzorky stejný. Měnil se jen střední výkon přiváděný na trysky určený pro celou modulační periodu včetně pauzy mezi koncem pulzu na trysce z BTO a začátkem pulzu na trysce z STO. Stechiometrický poměr atomů barya a stroncia ve vzorcích vrstev byl měřen pomocí elektronové mikrosondy. Z obr. 4.10 je vidět, že poměr barya a stroncia ve vrstvách je přímo úměrný poměru středních výkonů přiváděných na trysky. Poměr barya a stroncia ve vrstvách BSTO lze tedy výše uvedeným způsobem kontrolovat.



Obrázek 4.10: Závislost stechiometrického poměru atomů barya a stroncia ve vrstvách BSTO na poměru středních výkonů přiváděných na trysky během jejich depozice.

Pokud jsou doby trvání pulzů na tryskách měněny průběžně během depozice jedné vrstvy, je možné získat vrstvu s gradientem indexu x ve vzorci $Ba_xSr_{(1-x)}TiO_3$ kolmým k substrátu.

Pokles hustoty elektronů ve fázi dohasínajícího výboje byl v systému dvou trysek rychlejší než v systému s jednou tryskou, jak je vidět při srovnání obr. 4.4(a) a 4.9(a). Za daného tlaku a pro dané koncentrace nabitých částic se plazma rozpadá difúzí nabitých částic na stěny reaktoru, kde rekombinují. Důkazem pro to je lineární pokles koncentrace elektronů v semilogaritmickém měřítku na obr. 4.4(a) a 4.9(a) měřený v rozpadajícím se plazmatu během fáze dohasínajícího výboje.

Lineární pokles hustoty elektronů v čase v semilogaritmickém měřítku odpovídá exponenciálnímu poklesu:

$$n_e(t) = n_e(t_0) \cdot \exp\left(-\frac{t - t_0}{\tau_r}\right), \quad (4.1)$$

který nastává při rozpadu plazmatu difúzí; čas t_0 udává počátek poklesu hustoty elektronů a τ_r je časová konstanta rozpadu plazmatu difúzí. Konstanta τ_r závisí na vzdálenosti středu plazmatu od stěny l_r a na koeficientu ambipolární difúze D_a , a sice jako:

$$\tau_r \propto \frac{l_r^2}{D_a}, \quad (4.2)$$

viz např. [32]. Koeficient ambipolární difúze závisí na teplotě elektronů a na tlaku, které byly přibližně stejné jak pro měření s jednou tryskou, tak pro

měření se dvěma tryskami. Rozdílné časové konstanty pro systém s jednou tryskou a pro systém se dvěma tryskami lze vysvětlit přítomností uzemněných vodivých krytů u ústí trysek v systému se dvěma tryskami. Tyto kryty představují další uzemněné plochy, na kterých dochází k rekombinaci nabitých částic, a znamenají efektivní zmenšení vzdálenosti l_r a podle rovnice (4.2) zmenšení časové konstanty rozpadu plazmatu ve srovnání se systémem s jednou tryskou, kde uzemněný kryt trysky použit nebyl.

4.2 Studium parametrů plazmatu v tryskovém systému pro depozice vrstev TiO_x

Parametry plazmatu v tryskovém systému s efektem duté katody pro depozice vrstev TiO_x byly studovány při různých typech buzení výboje. Výsledky srovnání různých typů buzení jsou uvedeny v oddílu 4.2.1. Při pulzních typech buzení byl studován časový vývoj parametrů plazmatu během celé periody modulace výboje; výsledky studia pulzního RF výboje jsou uvedeny v oddílu 4.2.2, výsledky studia pulzního DC výboje v oddílu 4.2.3.

V systému pro depozice vrstev TiO_x je použita tryska vyrobená z titanu. K výstupu trysky bylo přidáno stacionární magnetické pole se siločárami kolmými na směr proudění plazmatu. Na trysce nebyl umístěn uzemněný vodivý kryt.

4.2.1 Porovnání různých typů buzení výboje

Pro porovnání různých typů buzení výboje byl jako pracovní plyn použit argon, který byl přiváděn do reaktoru tryskou. Průtok argonu byl nastaven na $Q_{\text{Ar}} = 0,139 \text{ Pa}\cdot\text{m}^3\cdot\text{s}^{-1}$ anebo v některých případech na $Q_{\text{Ar}} = 0,307 \text{ Pa}\cdot\text{m}^3\cdot\text{s}^{-1}$. Tlak ve vakuové komoře byl držen na $p = 6 \text{ Pa}$.

Byly porovnávány čtyři typy buzení výboje: stejnosměrné buzení (DC buzení), pulzně spínané stejnosměrné buzení (pulzní DC buzení), vysokofrekvenční buzení (RF buzení) a pulzně modulované vysokofrekvenční buzení (pulzní RF buzení). Při pulzním DC buzení byl k trysce paralelně ke zdroji stejnosměrného napětí připojen zdroj pomocného RF napětí o frekvenci 13,56 MHz, viz obr. 3.1(c); kontinuální vysokofrekvenční výkon přiváděný na trysku byl v tomto případě $P_{\text{RF}} \approx 30 \text{ W}$.

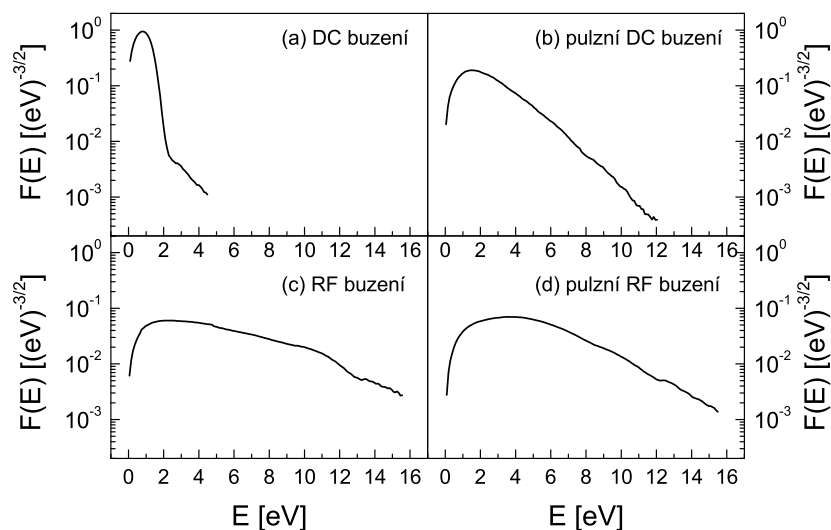
Doba trvání pulzů byla při pulzním DC a pulzním RF buzení v rozmezí $T_p = 50 \mu\text{s} \div 1 \text{ ms}$, perioda modulace byla v rozmezí $T_m = (1 \div 10) \text{ ms}$, což odpovídá opakovací frekvenci buzení výboje $f_v = 100 \text{ Hz} \div 1 \text{ kHz}$.

Střední výkon přiváděný na trysku byl ve všech případech z intervalu $\langle P_v \rangle = (0 \div 500) \text{ W}$. Výbojový proud byl v rozmezí $I_v = (0,1 \div 1,0) \text{ A}$ při

DC buzení a v rozmezí $I_v = (1 \div 4)$ A v pulzu při pulzním DC buzení.

Parametry plazmatu byly měřeny na ose souměrnosti trysky ve vzdálenosti 38 mm od jejího ústí. Pro měření bylo použito sondové zařízení vlastní konstrukce se sondou tvořenou platinovým drátkem o průměru $200 \mu\text{m}$ a délce 2 mm. Sonda byla umístěna kolmo na rovinu definovanou osou trysky a spojnici pólových nástavců magnetu. Byla tak přibližně kolmá na magnetické siločáry a tak byl minimalizován vliv magnetického pole na sondovou charakteristiku. Magnetické pole bylo také v okolí sondy řádově menší než u ústí trysky. Vliv magnetického pole na sondovou charakteristiku byl proto zanedbatelný.

Na obr. 4.11 jsou zobrazeny změřené rozdělovací funkce EEPF typické pro jednotlivé typy buzení výboje. V popisu k obrázku jsou uvedeny podmínky výboje, za kterých byla daná konkrétní EEPF naměřena: průtok argonu tryskou Q_{Ar} , výkon přiváděný na trysku P_v a pro pulzní DC a pulzní RF



Obrázek 4.11: EEPF v místě substrátu pro různé typy buzení výboje v systému s titanovou tryskou a argonem jako pracovním plynem. EEPF a výkon přiváděný na trysku P_v byly pro pulzní DC a pulzní RF výboj určeny uprostřed pulzu. (a) DC buzení: $Q_{\text{Ar}} = 0,307 \text{ Pa}\cdot\text{m}^3\cdot\text{s}^{-1}$, $P_v = 250 \text{ W}$. (b) Pulzní DC buzení: $Q_{\text{Ar}} = 0,307 \text{ Pa}\cdot\text{m}^3\cdot\text{s}^{-1}$, $P_v = 750 \text{ W}$, $T_m = 3 \text{ ms}$, $T_p = 750 \mu\text{s}$. (c) RF buzení: $Q_{\text{Ar}} = 0,139 \text{ Pa}\cdot\text{m}^3\cdot\text{s}^{-1}$, $P_v = 160 \text{ W}$. (d) Pulzní RF buzení: $Q_{\text{Ar}} = 0,139 \text{ Pa}\cdot\text{m}^3\cdot\text{s}^{-1}$, $P_v = 440 \text{ W}$, $T_m = 2,7 \text{ ms}$, $T_p = 500 \mu\text{s}$.

buzení perioda modulační T_m a doba trvání pulzu T_p . Pro pulzní typy buzení jsou zobrazeny EEPF změřené uprostřed pulzu.

EEPF byly určovány z druhé derivace sondového proudu podle vztahu (2.10) a jsou normovány na jedničku podle vztahu (2.11). Jejich velikost tak nezávisí na hustotě elektronů, která se mění se změnou výkonu přiváděného na trysku. V rámci jednotlivých typů buzení výboje byl v daném rozmezí podmínek tvar rozdělovacích funkcí přibližně stejný pro různý výkon přiváděný na trysku.

Při DC buzení je EEPF v místě substrátu přibližně bimaxwellovská, tj. tvořená dvěma lineárními částmi v semilogaritmickém měřítku. Bimaxwellovské rozdělení lze nahlížet jako dva soubory elektronů, každý charakterizovaný vlastní teplotou, kterou lze určit ze sklonu příslušné části EEPF v semilogaritmickém měřítku. Chladnější skupinu elektronů s větším sklonem lze charakterizovat teplotou $T_{e,c} \approx 0,2$ eV. Druhé, teplejší skupině elektronů přísluší teplota $T_{e,h} \approx (1 \div 2)$ eV. Při pulzním DC buzení je EEPF přibližně maxwellovská. Při RF buzení a pulzním RF buzení se EEPF liší od maxwellovské úbytkem rychlých elektronů podobně, jako tomu bylo v oddílu 4.1.1 v pulzním RF výboji v tryskovém systému pro depozice vrstev BSTO.

Bimaxwellovská rozdělovací funkce byla v argonu při nízkých tlacích pozorována jak ve stejnosměrně [64, 65], tak ve vysokofrekvenčně buzených výbojích různého typu [51, 66]. Ve stejnosměrně buzeném tryskovém výboji s efektem duté katody bylo bimaxwellovské rozdělení elektronů pozorováno za podobných tlaků i pro trysku ze zinku [9] nebo křemíku [67].

V práci [64] byl prezentován kinetický model nízkotlakého výboje v argonu za přítomnosti slabého magnetického pole a pomocí tohoto modelu byly spočítány funkce EEPF. Pro slabá elektrická pole byl pozorován strmý pokles EEPF v důsledku nepružných srážek elektronů s atomy argonu. Se zvyšující se velikostí elektrického pole, tj. s rostoucím dodatečným ohřevem elektronů se zvyšovala populace rychlých elektronů v EEPF, až byl strmý pokles EEPF pro energie elektronů v intervalu $E = (1 \div 3)$ eV téměř nezatelný. Pokles EEPF pro velmi nízké energie byl strmější než pro vysoké energie elektronů a EEPF tak získala bimaxwellovský tvar. Chování EEPF podle kinetického modelu bylo v [64] potvrzeno i experimentálně.

V práci [51] byla bimaxwellovská EEPF pozorována v kapacitně vázaném vysokofrekvenčním výboji o frekvenci 13,56 MHz v argonu při podmínce pro podobnostní parametr $pd < 27$ Pa·cm, kde p je tlak a d je charakteristický rozměr plazmatu. Přítomnost skupiny rychlých elektronů v bimaxwellovské EEPF při nízkých pd byla vysvětlována stochastickým ohřevem elektronů na oscilujících vrstvách prostorového náboje okolo elektrod [68]. Pro $pd \approx 27$ Pa·cm přešla EEPF na druyvesteynovskou, která byla dále pozorována pro

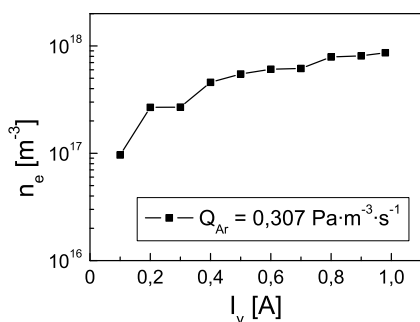
podobnostní parametry $pd > 27 \text{ Pa}\cdot\text{cm}$. Tento přechod byl připsán převážením vlivu ohmického ohřevu elektronů v objemu plazmatu nad stochastickým ohřevem na vrstvách prostorového náboje. Původ rozdílného tvaru EEPF pro různé typy buzení tryskového výboje je tedy potřeba hledat v rozdílném mechanismu ohřevu elektronů.

Při stejnosměrném buzení tryskového výboje není přítomen dodatečný ohřev elektronů, a tak rozdělovací funkce získá bimaxwellovský tvar pravděpodobně díky nepružným srážkám elektronů s neutrálními atomy, jak bylo pro podobné plazma pozorováno v práci [64] a jak bylo diskutováno výše. Kromě nepružných srážek elektronů s atomy argonu mohou v tryskovém systému pro depozice vrstev TiO_x tvar EEPF ovlivňovat i nepružné srážky elektronů s atomy titanu odprášenými z trysky. Pulzní DC výboj naproti tomu hoří s pomocným kontinuálním RF výbojem na pozadí a pomocné vysokofrekvenční pole přehřívá elektrony. Dodatečný ohřev elektronů může kompenzovat energii, kterou elektrony ztratí v nepružných srážkách, a výsledná rozdělovací funkce je potom pro pulzní DC buzení (s kontinuálním RF buzením na pozadí) maxwellovská.

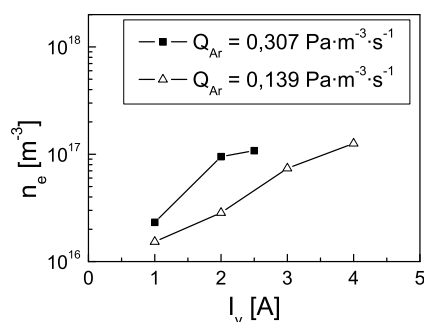
Přibližně druyvesteynovská rozdělovací funkce pro RF a pulzní RF buzení na obr. 4.11 odpovídá podle [51] podobnostnímu parametru $pd > 27 \text{ Pa}\cdot\text{cm}$. Rozměr plazmatu d lze v tryskovém systému odhadnout jako vzdálenost ústí trysky (vysokofrekvenční katody) od uzemněných stěn vakuové komory; d bylo přibližně 10 cm. Při tlaku 6 Pa vychází $pd \approx 60 \text{ Pa}\cdot\text{cm}$ a druyvesteynovský tvar EEPF změřené při RF a pulzním RF buzení je ve shodě s prací [51]. Ve vysokofrekvenčně buzeném tryskovém výboji za uvedených podmínek tedy převládá ohmický ohřev elektronů v objemu plazmatu nad stochastickým ohřevem na vrstvách prostorového náboje okolo elektrod.

Kromě tvaru rozdělovací funkce se DC výboj a pulzní DC výboj výrazně liší ve velikosti hustoty elektronů, viz obr. 4.12. Hustota elektronů byla určována podle vztahu (2.15) z elektronové části sondového proudu v potenciálu plazmatu. Pro bimaxwellovské rozdělení elektronů při DC buzení výboje byla určena n_e pro obě skupiny elektronů zvlášť pomocí lineární aproximace příslušné části elektronového proudu v semilogaritmickém měřítku do potenciálu plazmatu, jak je popsáno např. v [9]. Výsledná hustota na obr. 4.12(a) je součtem n_e pro obě skupiny elektronů. Při DC buzení tryskového výboje je hustota elektronů větší než uprostřed pulzu během pulzního DC buzení, a to i přesto, že okamžitý výbojový proud je větší při pulzním DC buzení. Většímu okamžitému výbojovému proudu odpovídá i větší výkon absorbovaný v plazmatu pro pulzní DC buzení, protože okamžité napětí mezi tryskou a uzemněnou vakuovou komorou bylo jak pro DC buzení, tak pro pulzní DC buzení zhruba stejné: $V_v \approx 300 \text{ V}$.

Větší hustotu elektronů při DC buzení lze vysvětlit větší hustotou atomů



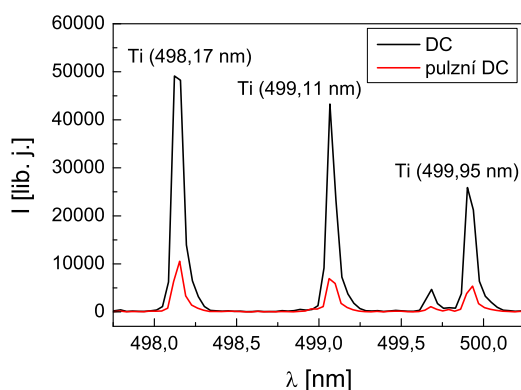
(a) DC výboj.



(b) Pulzní DC výboj. Parametry buzení: $T_m = 3$ ms, $T_p = 750$ μ s. Hustota elektronů a okamžitý výbojový proud byly určeny uprostřed pulzu.

Obrázek 4.12: Závislost hustoty elektronů v místě substrátu na okamžitém výbojovém proudu v systému s titanovou tryskou a argonem jako pracovním plynem.

titanu přítomných ve výboji. Metodou optické emisní spektroskopie byla určena intenzita emisních čar atomů titanu pro DC a pulzní DC buzení tryskového výboje za studovaných podmínek. Pro stejný okamžitý výbojový proud $I_v = 1$ A byla intenzita těchto čar pro DC buzení přibližně pětkrát větší než pro pulzní DC buzení, viz obr. 4.13. Větší intenzita emisních čar atomů titanu pro DC buzení znamená větší množství titanu ve výboji ve srovnání s pulzním DC buzením. Protože má titan menší ionizační energii (6,83 eV)



Obrázek 4.13: Optické emisní spektrum tryskového výboje při DC buzení a pulzním DC buzení se stejným okamžitým výbojovým proudu $I_v = 1$ A.

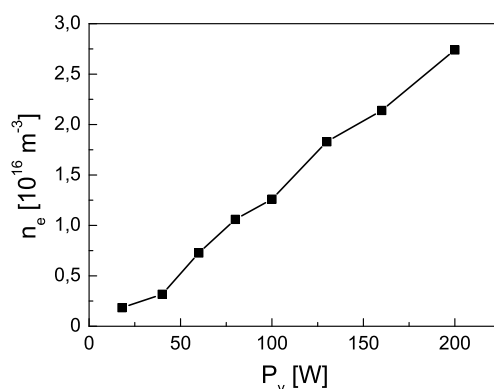
než argon (15,76 eV), přítomnost titanu ve výboji přispívá k vyšší hustotě elektronů. Větší množství titanu znamená také větší rychlost depozice vrstev při DC buzení než při pulzním DC buzení.

Při DC buzení tryskového výboje byla tryska rozžhavená do červena, zatímco při pulzním DC buzení zůstávala relativně chladná — nebyla pozorována žádná změna její barvy. Protože je tepelná vodivost titanu relativně nízká ($21,9 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$), může být vnitřní povrch trysky rozžhaven na mnohem vyšší teplotu, než odpovídá červené barvě jejího vnějšího povrchu. V důsledku vysoké teploty nelze při DC buzení vyloučit vypařování vnitřního povrchu trysky. Ionizace par titanu pomocí energetických elektronů nebo fotonů lokalizovaných v trysce — duté katodě pak může být vysvětlením vyšší hustoty elektronů při DC buzení výboje.

Hustota elektronů změřená při RF buzení tryskového výboje pro různý výkon přivedený na trysku je zobrazena na obr. 4.14. Hustota elektronů roste při RF buzení přibližně lineárně s výkonem přiváděným na trysku.

V tab. 4.1 jsou porovnány parametry plazmatu změřené v místě substrátu pro různé typy buzení výboje v argonu v tryskovém systému s titanovou tryskou — dutou katodou. Ve druhém řádku jsou uvedeny velikosti výkonu, při kterém byly dané parametry plazmatu pro jednotlivé typy buzení naměřeny. Hustota elektronů byla určena z elektronové části sondového proudu v potenciálu plazmatu podle vztahu (2.15). Teplota elektronů byla pro DC a pulzní DC buzení určena ze směrnice elektronového proudu v semilogaritmickém měřítku podle vztahu (2.14) a pro RF a pulzní RF buzení integrací podle vztahů (2.18) a (2.19).

Nejvyšší hustota elektronů v místě substrátu je při DC buzení. Lze očeká-



Obrázek 4.14: Závislost hustoty elektronů v místě substrátu na výkonu přiváděném na trysku při RF buzení výboje.

Tabulka 4.1: Parametry plazmatu v místě substrátu pro různé typy buzení tryskového výboje při daném výkonu P_v přiváděném na trysku: EEPF — tvar rozdělovací funkce elektronů, V_{pl} — potenciál plazmatu, n_e — hustota elektronů, T_e — teplota elektronů ($T_{e,c}/T_{e,h}$ pro DC buzení, $T_{e,eff}$ pro RF a pulzní RF buzení.)

	DC	pulzní DC	RF	pulzní RF
P_v [W]	200	490	200	450
EEPF	bimaxwell.	maxwell.	druyvesteyn.	druyvesteyn.
V_{pl} [V]	0,7	-10	28	35
n_e [m^{-3}]	$6 \cdot 10^{17}$	$5 \cdot 10^{16}$	$3 \cdot 10^{16}$	$7 \cdot 10^{16}$
T_e [eV]	0,2/1,9	2,0	4,3	3,5

vat, že také hustota elektronů (a iontů) v ústí trysky bude při DC buzení největší. Vyšší hustota nabitých částic v ústí trysky znamená větší tok iontů na stěny trysky a v jeho důsledku větší odprašování materiálu trysky. DC buzení tryskového výboje je tedy vhodné pro aplikace, kdy je vyžadována co nejvyšší rychlost depozice. Na druhou stranu při DC buzení dochází k rozžhavení trysky do červena, což může být nevhodné například pro depozice vrstev TiO_x na teplotně citlivé substráty. V takovém případě lze použít jeden z ostatních typů buzení, při kterých rozžhavení trysky pozorováno nebylo. Velikost hustoty elektronů je pro pulzní DC, RF a pulzní RF buzení zhruba srovnatelná.

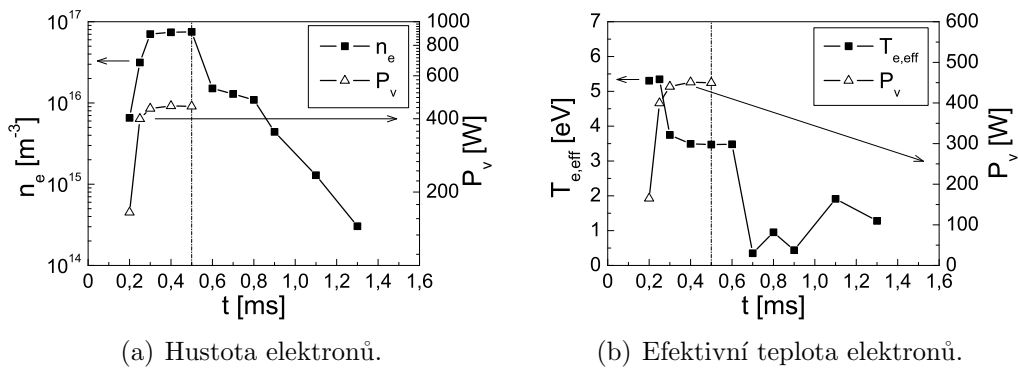
Jednotlivé typy buzení se mezi sebou liší také velikostí potenciálu plazmatu vůči uzemněným stěnám vakuové komory. Pokud bude při depozici substrát držen na určitém záporném potenciálu vůči zemi, bude se pro různé typy buzení lišit energie kladných iontů na něj dopadajících. Nejvíce urychlovány budou ionty na substrát se záporným předpětím při RF a pulzním RF buzení, protože při těchto typech buzení je rozdíl $V_{pl} - V_s$ největší, kde V_s je potenciál substrátu vůči zemi.

4.2.2 Pulzní RF buzení výboje

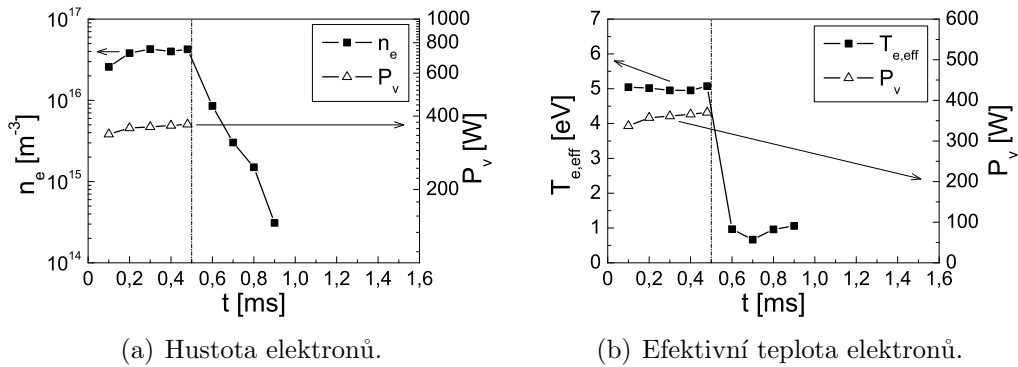
Časový vývoj parametrů plazmatu byl při pulzním RF buzení výboje zkoumán jak v argonu, tak za depozičních podmínek, tj. za přítomnosti molekulárního kyslíku. V obou případech, ve výboji v argonu i ve výboji v Ar/O_2 , byl průtok argonu nastaven na $Q_{Ar} = 0,139 \text{ Pa} \cdot m^3 \cdot s^{-1}$. Ve výboji ve směsi Ar/O_2 byl průtok kyslíku nastaven na $Q_{O_2} = 0,027 \text{ Pa} \cdot m^3 \cdot s^{-1}$. Pracovní tlak v komoře byl v obou případech držen na $p = 6 \text{ Pa}$.

Doba trvání pulzů RF napětí byla nastavena na $T_p = 500 \mu\text{s}$, perioda modulace na $T_m = 2,7 \text{ ms}$, což odpovídá opakovací frekvenci $f_v = 370 \text{ Hz}$. Změřený časový vývoj výkonu přiváděného na trysku během pulzu RF napětí je zobrazen v grafech spolu s naměřeným vývojem parametrů plazmatu.

Na obr. 4.15 je zobrazen časový vývoj hustoty a efektivní teploty elektronů pro pulzní RF tryskový výboj v argonu a na obr. 4.16 je časový vývoj parametrů plazmatu pro výboj ve směsi argonu s kyslíkem.



Obrázek 4.15: Časový vývoj parametrů plazmatu v místě substrátu pro pulzní RF tryskový výboj v argonu. Začátek pulzu RF napětí je v čase $t = 0 \text{ s}$, čerchovanou čarou je vyznačen konec pulzu. Časový vývoj výkonu přiváděného na trysku během pulzu je také zobrazen.



Obrázek 4.16: Časový vývoj parametrů plazmatu v místě substrátu pro pulzní RF tryskový výboj ve směsi argonu s kyslíkem. Začátek pulzu RF napětí je v čase $t = 0 \text{ s}$, čerchovanou čarou je vyznačen konec pulzu. Časový vývoj výkonu přiváděného na trysku během pulzu je také zobrazen.

Z obr. 4.15 je vidět, že se parametry plazmatu ve výboji v argonu výrazně mění po začátku pulzu. Hustota elektronů roste přibližně prvních 300 μs po začátku pulzu RF napětí na trysce. Tomuto nárůstu odpovídá nárůst výkonu přiváděného na trysku. Zároveň se v rozmezí časů $t = (250 \div 300) \mu\text{s}$ od začátku pulzu skokově změní efektivní teplota elektronů, viz obr. 4.15(b). Tyto efekty lze vysvětlit skokovou změnou režimu výboje. Na začátku pulzu je pravděpodobně zapálen výboj s impedancí, na kterou není nastavena přizpůsobovací jednotka mezi tryskou a vysokofrekvenčním generátorem, viz obr. 3.1(b). Většina RF výkonu se v takovém případě od trysky odrazí zpět a výkon přiváděný na trysku je nízký. Tento první režim výboje je charakterizován vyšší efektivní teplotou elektronů: $T_{e,\text{eff}} \approx 5,3 \text{ eV}$. Během trvání pulzu postupně vzrůstá hustota elektronů, mění se impedance plazmatu a roste přiváděný výkon, až při určité hodnotě výkonu výboj skokově přejde do jiného režimu, který je charakterizován nižší teplotou elektronů: $T_{e,\text{eff}} \approx 3,5 \text{ eV}$. Změnou režimu může být zapálení výboje s efektem duté katody.

Ve výboji ve směsi argonu s kyslíkem byla hustota elektronů nižší a efektivní teplota elektronů vyšší než ve výboji bez kyslíku, jak je vidět při srovnání obr. 4.15 a 4.16. Stejně jevy byly pozorovány ve výboji v magnetronu v práci [69]. Nižší hustota elektronů ve výboji s kyslíkem byla v [69] vysvětlována přítomností záporných iontů kyslíku. Záporné ionty kyslíku, konkrétně především atomární ionty O^- , byly pozorovány ve výbojích v magnetronu ve směsi Ar/O_2 za podobných podmínek [70, 71]. V práci [71] bylo ukázáno, že se vzrůstem hustoty záporných iontů klesá hustota elektronů ve výboji za jinak stejných podmínek.

Vyšší teplota elektronů ve výboji s kyslíkem byla v [69] vysvětlována oxidací magnetronového terče a následnou nižší hustotou odprášených atomů titanu v plazmatu. Ztráty energie elektronů nepružnými srážkami s atomy titanu jsou pak nižší a teplota elektronů v důsledku toho vyšší. V případě tryskového výboje je terčem samotná tryska, která oxiduje díky kyslíku, který je skrze ni přiváděn do reaktoru. Dalším možným příspěvkem k ohřevu elektronů ve výboji s kyslíkem je podle [69] energie o velikosti elektronové afinity uvolněná při vzniku negativního iontu kyslíku záchytem elektronu.

4.2.3 Pulzní DC buzení výboje

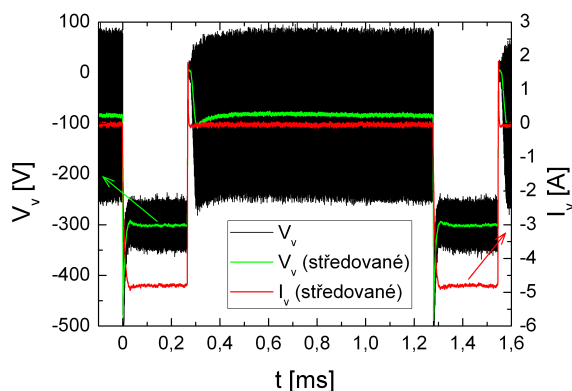
Při podrobnějším studiu parametrů plazmatu v pulzním DC výboji s titanovou tryskou byl jako pracovní plyn použit čistý argon nebo směs argonu s molekulárním kyslíkem. Průtok argonu byl nastaven v obou případech na $Q_{\text{Ar}} = 0,187 \text{ Pa}\cdot\text{m}^3\cdot\text{s}^{-1}$. Průtok kyslíku byl v případě použití směsi argonu s kyslíkem nastaven na $Q_{\text{O}_2} = 0,027 \text{ Pa}\cdot\text{m}^3\cdot\text{s}^{-1}$. Pracovní tlak v komoře byl držen na $p = 3,5 \text{ Pa}$.

Ke zdroji stejnosměrného napětí s pulzním spínačem byl paralelně připojen zdroj vysokofrekvenčního napětí o frekvenci 13,56 MHz. Na trysku bylo kontinuálně přiváděno slabé vysokofrekvenční buzení o výkonu $P_{\text{RF}} \approx 30 \text{ W}$, viz obr. 3.1(c). Perioda modulace a doba pulzu stejnosměrného napětí byly nastaveny buď na $T_m = 680 \mu\text{s}$, $T_p = 150 \mu\text{s}$ (opakovací frekvence $f_v = 1,47 \text{ kHz}$ se střídou $D = 22 \%$), nebo na $T_m = 1280 \mu\text{s}$, $T_p = 270 \mu\text{s}$ (opakovací frekvence $f_v = 781 \text{ Hz}$ se střídou $D = 21 \%$). Střední výbojový proud byl ve všech případech $\langle I_v \rangle = 1 \text{ A}$. Výbojový proud v pulzu byl v rozmezí $I_v = (4,5 \div 4,9) \text{ A}$.

Časový průběh napětí na výboji V_v a výbojového proudu I_v je vyneseno na obr. 4.17 pro výboj v argonu s parametry $T_m = 1280 \mu\text{s}$, $T_p = 270 \mu\text{s}$. Napětí na výboji bylo změřeno osciloskopickou sondou umístěnou vně vakuové komory na přívodu napětí k trysce. Výbojový proud byl určen z úbytku napětí na odporu v sérii mezi tryskou a stejnosměrným generátorem.

Parametry plazmatu byly měřeny na ose souměrnosti trysky ve vzdálenostech 20 mm a 40 mm od jejího ústí. Pro měření bylo použito sondové zařízení SmartProbe firmy Scientific Systems se sondou tvořenou platinovým drátkem o průměru $300 \mu\text{m}$ a délce 1,5 mm. Sonda byla umístěna kolmo na rovinu definovanou osou trysky a spojnicí pólových nástavců magnetu. Vliv magnetického pole na sondovou charakteristiku byl zanedbatelný.

Rozdělovací funkce elektronů je během pulzu při pulzním DC buzení výboje přibližně maxwellovská, typická EEPF pro výboj v argonu je na obr. 4.11(b). Při výboji ve směsi argonu s kyslíkem je tvar EEPF během



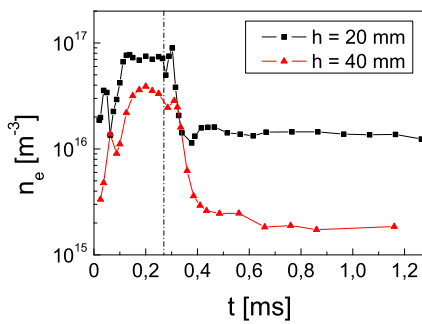
Obrázek 4.17: Časový průběh napětí na výboji V_v a výbojového proudu I_v pro výboj v argonu při pulzním DC buzení s kontinuálním RF buzením výboje na pozadí. V grafu je vyneseno úplný průběh napětí a průběhy napětí a proudu středovaných přes několik period pomocného RF výboje.

pulzu také přibližně maxwellovský.

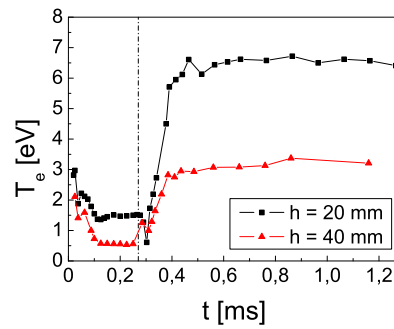
Hustota elektronů byla určována z elektronového proudu v potenciálu plazmatu podle vztahu (2.15). Teplota elektronů byla určována ze směrnice lineární aproximace elektronového proudu v semilogaritmickém měřítku podle vztahu (2.14).

Na obr. 4.18 je vynesena časový vývoj parametrů plazmatu v pulzním DC tryskovém výboji v argonu, změřených na ose trysky ve vzdálenostech $h = 20$ mm a $h = 40$ mm od jejího ústí.

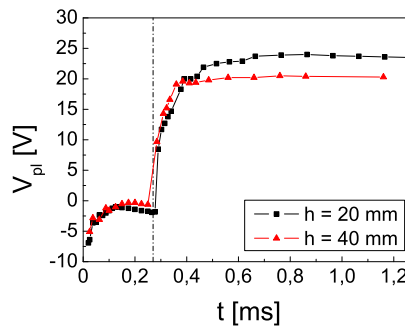
Kvalitativně je průběh parametrů plazmatu v obou vzdálenostech od trysky stejný a lze jej rozdělit do čtyř oblastí podle průběhu hustoty elektronů. Po začátku pulzu DC napětí se nachází první oblast, ve které dochází k nárůstu hustoty a vyskytuje se zde i její určité lokální maximum. Následuje oblast ustálené velikosti n_e během pulzu. Po skončení pulzu lze pozorovat



(a) Hustota elektronů.



(b) Teplota elektronů.



(c) Potenciál plazmatu.

Obrázek 4.18: Časový vývoj parametrů plazmatu ve dvou vzdálenostech h od ústí trysky pro pulzní DC tryskový výboj v argonu; $T_p = 270 \mu\text{s}$, $T_m = 1,28$ ms. Začátek pulzu DC napětí je v čase $t = 0$ s, konec pulzu je vyznačen čerchovanou čarou. Po celou periodu modulace je zapálen slabý RF výboj.

oblast poklesu n_e s dalším lokálním maximem. Čtvrtou charakteristickou oblastí je pak oblast ustálené velikosti n_e v pauze mezi pulzy DC napětí, za přítomnosti pomocného RF napětí na trysce. Pro měření ve vzdálenosti $h = 20$ mm na obr. 4.18(a) se první oblast nachází v časech $t \approx (0 \div 130)$ μs s lokálním maximem v čase $t = 40$ μs ; druhá oblast v časech $t \approx (130 \div 270)$ μs ; třetí oblast v časech $t \approx (270 \div 420)$ μs s lokálním maximem v čase $t = 300$ μs a čtvrtá oblast v časech $t \approx (0,42 \div 1,28)$ ms. Průběh dalších parametrů plazmatu — teploty elektronů a potenciálu plazmatu lze rozdělit do stejných oblastí; T_e a V_{pl} se mění v první a třetí oblasti a nabývají stálých hodnot ve druhé a čtvrté oblasti popsanych výše.

Ustálená hustota elektronů je během pulzu DC napětí vyšší než během pauzy mezi pulzy, kdy hoří jen slabý kontinuální RF výboj, díky mnohem většímu výkonu přiváděnému na trysku během pulzu. Ustálená teplota elektronů je naopak nižší během pulzu DC napětí než během pauzy. Vyšší teplota elektronů je pro RF výboj ve srovnání s DC nebo pulzním DC výbojem typická, viz tab. 4.1.

Potenciál plazmatu je během pulzu DC napětí záporný, zhruba -1 V, a během pauzy kladný, odpovídající RF výboji, viz tab. 4.1. Z tabulky je také vidět, že pro odlišný pracovní tlak a jiný průtok argonu tryskou je během pulzu DC napětí pozorován záporný potenciál plazmatu o velikosti -10 V. Záporná hodnota V_{pl} byla v ustálené oblasti během pulzu DC napětí pozorována také v argonu v pulzním DC magnetronu [69, 72]. V práci [69] byl tento jev vysvětlován pomalým poklesem silného elektrického pole, které se ve výboji ustaví na začátku pulzu, kdy napětí mezi katodou a uzemněným reaktorem dosahuje velkých záporných hodnot. V práci [72] byl záporný potenciál plazmatu v ustálené fázi pulzu pozorován za přítomnosti plovoucího substrátu ve vzdálenosti 80 mm od terče magnetronu, zatímco byl-li substrát uzemněn nebo umístěn dále od terče (150 mm), byl již pozorován mírně kladný potenciál plazmatu, typický pro stejnosměrné výboje. Záporná hodnota V_{pl} byla vysvětlována zablokováním proudu elektronů z plazmatu na uzemněné stěny vakuové komory plovoucím substrátem, umístěným v prvním případě do míst, kde protínal magnetické siločáry nevyváženého magnetronu. V našem případě substrát ve vakuové komoře přítomen nebyl a naměřená záporná hodnota V_{pl} může tedy souviset spíše se silným elektrickým polem mezi katodou a uzemněnou vakuovou komorou. Tuto hypotézu podporuje i časový vývoj V_{pl} , kdy je nejzápornější na začátku pulzu DC napětí, kde je velikost záporného napětí mezi katodou a komorou největší, viz obr. 4.17. Určitý vliv mají ale také konkrétní výbojové podmínky, jak je vidět z rozdílné velikosti záporného V_{pl} pro různý pracovní tlak a průtok plynu tryskou.

Zajímavým jevem je výskyt lokálních maxim hustoty elektronů v přechodových oblastech po přivedení DC napětí na trysku a po jeho odpojení

od trysky. Přítomnost lokálních maxim n_e v přechodových oblastech byla pozorována i v pulzně buzených magnetronech a tento jev je diskutován v přehledové práci [30]. V pracích citovaných a rozebíraných v [30] bylo lokální maximum hustoty pozorováno současně s maximem teploty elektronů především po přivedení záporného DC napětí na trysku, ale i po jeho odpojení. Tento jev byl vysvětlován vznikem svazku rychlých elektronů generovaného pohybující se vrstvou prostorového náboje při rychlé změně napětí na výboji, který přispívá ke zvýšení n_e ionizací neutrálních atomů ve středu výboje.

Lokální maximum teploty bylo pozorováno současně s maximem hustoty elektronů v pulzním DC tryskovém výboji v první, přechodové oblasti popsané výše; ve třetí oblasti bylo naopak pozorováno lokální minimum teploty, viz obr. 4.18(b). Svazkem rychlých elektronů lze tedy vysvětlit jen maximum pozorované v první oblasti. Nastává však mnohem později, přibližně po 40 μs od začátku pulzu pro vzdálenost $h = 20$ mm od trysky, než lokální maxima v pulzních magnetronech, která byla pozorována okolo času 1 μs po začátku pulzu [30]. Tento rozdíl může být způsoben přibližně o řád vyšším tlakem a jinou konfigurací magnetického pole v tryskovém systému oproti experimentům s magnetronem uvedeným v [30]. Zatímco v práci [30] byly rozebírány převážně magnetrony v tzv. nevyváženém módu, kdy magnetické siločáry směřují kolmo k substrátu a umožňují pohyb nabitých částic směrem od terče, v prezentovaných měřeních v tryskovém systému byly magnetické siločáry kolmé na spojnici mezi tryskou a substrátem a díky tomu (a díky vyššímu tlaku) byla snížena pohyblivost nabitých částic směrem od trysky k substrátu. Rychlé elektrony vygenerované pohybující se vrstvou prostorového náboje u trysky, tak mohly do místa měření dorazit v čase o řád delším, než bylo pozorováno u magnetronů v práci [30].

Jiným kvalitativním vysvětlením pro pozorovaný vývoj parametrů plazmatu v přechodových oblastech může být změna režimů výboje spojená se změnou impedance plazmatu. Podobný jev byl navržen jako vysvětlení průběhů parametrů plazmatu při pulzním RF buzení tryskového systému v oddílu 4.2.2. Lokální maximum v první oblasti může být způsobeno zesílením slabého kontinuálního RF výboje po přivedení záporného napětí na trysku. Následuje zapálení stejnosměrného tryskového výboje s efektem duté katody a změna impedance plazmatu. Se změnou impedance plazmatu vzroste část vysokofrekvenčního výkonu odražená od trysky, poklesne vliv RF buzení na výboj a hustota elektronů se sníží. Poté následuje zesilování stejnosměrného výboje s efektem duté katody až do ustálené velikosti n_e během pulzu. Po ukončení pulzu DC napětí zanikne stejnosměrný tryskový výboj s efektem duté katody a dojde k poklesu n_e . Poté je ustaven opět kontinuální RF výboj s impedancí plazmatu, na kterou je nastavena přizpůsobovací jed-

notka mezi tryskou a vysokofrekvenčním generátorem. V okamžiku zesílení RF výboje pak dojde k lokálnímu nárůstu n_e . Důkazem, že dochází ke změně přizpůsobení výstupu generátoru během pulzu DC napětí a že tedy může docházet k výše popisovaným jevům, je průběh napětí na výboji V_v na obr. 4.17. Amplituda vysokofrekvenčních kmitů V_v je mnohem menší během pulzu než mimo pulz DC napětí.

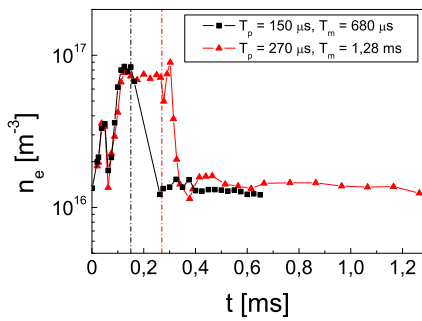
Ze srovnání parametrů plazmatu změřených na ose výboje ve dvou různých vzdálenostech od ústí trysky je vidět, že plazma je v době mimo pulz soustředěno u ústí trysky více než plazma během pulzu DC napětí. Ustálená velikost n_e v pulzu je ve vzdálenosti $h = 40$ mm přibližně dvakrát nižší než ve vzdálenosti $h = 20$ mm, zatímco ustálená velikost n_e mimo pulz se liší přibližně desetkrát, viz obr. 4.18(a). Šíření plazmatu od ústí trysky směrem k substrátu je řízeno spíše hydrodynamikou proudění plynu než ambipolární difúzí. Podle [73] je za daných podmínek proudění plazmatu nadzvukové a plazma je soustředěno do relativně úzkého kanálu okolo osy výboje. Vyšší teplota elektronů mimo pulz než během pulzu pak přispívá k vyšší radiální difúzi plazmatu, což může být vysvětlením poklesu n_e na ose výboje směrem od trysky většího v době mimo pulz než během pulzu.

Kvalitativní průběh hustoty elektronů (lokální maximum, minimum, ustálení velikosti) v přechodové oblasti po začátku pulzu je v obou vzdálenostech od trysky stejný, ale je časově posunutý; jevy uvedené v závorce nastávají pro $h = 40$ mm o přibližně $25 \mu\text{s}$ později než pro $h = 20$ mm. Z toho lze přibližně určit rychlost šíření plazmatu směrem od trysky po začátku pulzu: $v_p \approx 800 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

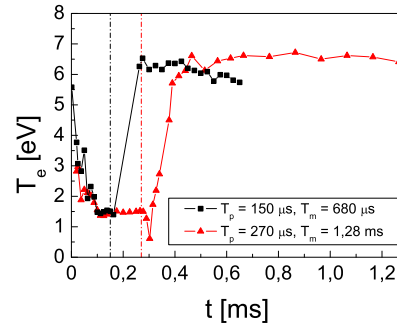
Na obr. 4.19 je zobrazeno srovnání průběhů parametrů plazmatu pro dvě různě dlouhé periody T_m pulzní modulace DC napětí na výboji s přibližně stejnou střídou, určující doby trvání pulzů T_p . I pro kratší použitou periodu T_m byla však doba T_p dostatečně dlouhá, aby se výboj dostal během pulzu do oblasti ustálených parametrů plazmatu.

Průběhy parametrů plazmatu v přechodové oblasti po začátku pulzu a v oblasti ustálených parametrů plazmatu během pulzu DC napětí jsou pro oba případy stejné v rámci chyby měření, jen lokální maximum teploty elektronů bylo při měření s kratší T_m výraznější. Parametry plazmatu v přechodové oblasti nemohly být při měření s kratší T_m vyhodnoceny, příslušné změřené sondové charakteristiky byly v tomto případě příliš ovlivněny přechodovými jevy v plazmatu po ukončení pulzu. Velikost ustálených parametrů plazmatu v pomocném RF výboji v pauze mezi pulzy je v obou případech shodná v rámci chyby měření.

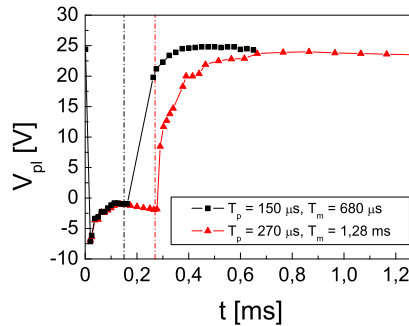
Na obr. 4.20 jsou srovnávány průběhy parametrů plazmatu v pulzním DC tryskovém výboji v čistém argonu a ve směsi argonu s molekulárním kyslíkem.



(a) Hustota elektronů.



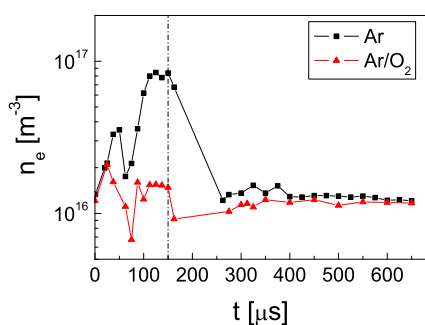
(b) Teplota elektronů.



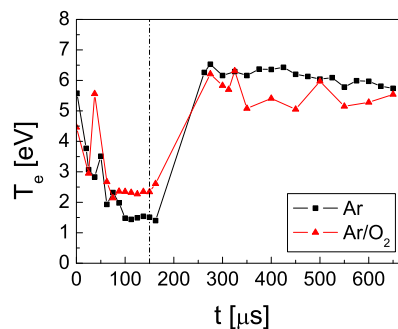
(c) Potenciál plazmatu.

Obrázek 4.19: Časový vývoj parametrů plazmatu ve vzdálenosti $h = 20$ mm od ústí trysky pro pulzní DC tryskový výboj v argonu pro dvě různě dlouhé doby pulzu T_p a periody modulace T_m . Začátek pulzu DC napětí je v čase $t = 0$ s, konec pulzu je vyznačen čerchovanou čarou. Po celou periodu modulace je zapálen slabý RF výboj.

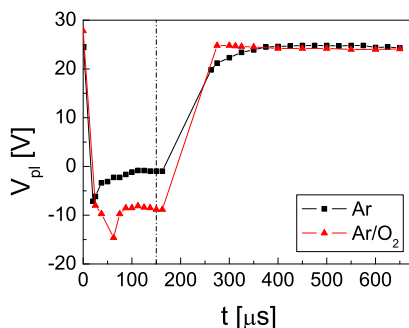
Kvalitativně je časový vývoj parametrů plazmatu ve výboji ve směsi Ar/O₂ stejný jako v čistém argonu; lze jej rozdělit do stejných oblastí jako v argonu a v první, přechodové oblasti lze pozorovat lokální maximum hustoty a teploty elektronů. V ustálené oblasti během pulzu jsou přítomností kyslíku parametry plazmatu výrazně ovlivněny. Naopak v ustálené oblasti během pauzy, kdy hoří jen pomocný RF výboj, jsou parametry plazmatu přítomností kyslíku ovlivněny jen minimálně. Fluktuace hodnot T_e pro výboj ve směsi Ar/O₂ na obr. 4.20(b) jsou dány chybou jejich určení, která byla v tomto případě vyšší než pro výboj v argonu kvůli vlivu fluktuací potenciálu plazmatu, typických pro výboje za přítomnosti molekulárního kyslíku, na sondovou charakteristiku. Nižší hustotu a vyšší teplotu elektronů v ustálené oblasti během pulzu ve výboji v Ar/O₂ lze vysvětlit přítomností záporných



(a) Hustota elektronů.



(b) Teplota elektronů.



(c) Potenciál plazmatu.

Obrázek 4.20: Časový vývoj parametrů plazmatu ve vzdálenosti $h = 20$ mm od ústí trysky pro pulzní DC tryskový výboj v argonu a pro výboj ve směsi argonu s kyslíkem; $T_p = 150 \mu\text{s}$, $T_m = 680 \mu\text{s}$. Začátek pulzu DC napětí je v čase $t = 0$ s, konec pulzu je vyznačen čerchovanou čarou. Po celou periodu modulační je zapálen slabý RF výboj.

iontů kyslíku, jak bylo diskutováno v oddílu 4.2.2. Přibližně shodné parametry plazmatu v ustálené oblasti během pauzy je pak možné vysvětlit zanedbatelnou koncentrací záporných iontů během pomocného RF výboje v pauze. Záporné ionty O^- jsou v magnetronu za podobných výbojových podmínek, jaké jsou zde zkoumány, generovány převážně v místě terče nebo v oblasti prostorového náboje v okolí terče — katody [70, 74]. Lze předpokládat, že v tryskovém výboji tomu bude podobně, zvláště, když je pracovní plyn přiváděn do reaktoru skrz trysku, která slouží zároveň jako terč pro odprašování atomů titanu. Hustota negativních iontů tedy může záviset na druhu a velikosti buzení tryskového výboje a při (slabém) RF buzení může být výrazně nižší než během pulzu DC napětí.

Záporný potenciál plazmatu během pulzu DC napětí má ve směsi Ar/O_2

větší velikost než v čistém argonu, viz obr. 4.20(c). Podobný jev byl pozorován pro výboje v magnetronu v pracích [69, 75].

4.3 Studium proudu kladných iontů na substrát

Proud iontů na substrát se záporným středním předpětím vůči plazmatu byl studován v systému s titanovou tryskou, bez přítomnosti uzemněného vodivého krytu na trysce.

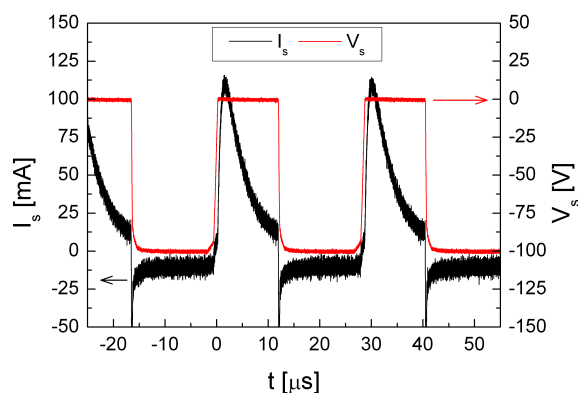
V první sadě experimentů byl iontový proud určován pro vysokofrekvenční buzení substrátu pomocí dvou rozdílných metod, popsanych v oddílu 2.2, a pro srovnání byl iontový proud určován za stejných podmínek také pro pulzní DC buzení substrátu. Nejprve byly rozdílné metody určení iontového proudu porovnány v tryskovém systému s přidavným magnetickým polem u ústí trysky při DC buzení výboje, výsledky těchto měření jsou uvedeny a diskutovány v oddílu 4.3.1. Další srovnání metod proběhlo v tryskovém systému bez přidavného magnetického pole při DC a RF buzení výboje, výsledky těchto měření jsou uvedeny a diskutovány v oddílu 4.3.2.

V druhé části experimentů byl studován časový vývoj a střední hodnota iontového proudu při pulzním DC buzení výboje v tryskovém systému bez přidavného magnetického pole. Tato měření byla provedena pouze pro pulzní DC buzení substrátu a jejich výsledky jsou uvedeny a diskutovány v oddílu 4.3.3.

4.3.1 Iontový proud v tryskovém systému s přidavným magnetickým polem

Měření proudu kladných iontů na substrát v systému s přidavným magnetickým polem u ústí trysky byla provedena jak pro výboj v argonu, tak pro výboj ve směsi argonu s molekulárním kyslíkem. V prvním případě byl průtok argonu nastaven na $Q_{Ar} = 0,233 \text{ Pa}\cdot\text{m}^3\cdot\text{s}^{-1}$, v druhém případě byl průtok argonu $Q_{Ar} = 0,203 \text{ Pa}\cdot\text{m}^3\cdot\text{s}^{-1}$ a průtok kyslíku $Q_{O_2} = 0,108 \text{ Pa}\cdot\text{m}^3\cdot\text{s}^{-1}$. Tlak v komoře byl držen na hodnotě $p = 2,7 \text{ Pa}$. Tryskový výboj byl buzen stejnosměrně. Výbojový proud byl nastavován v rozmezí $I_v = (100 \div 600) \text{ mA}$. Napětí mezi tryskou a uzemněnými stěnami vakuové komory bylo ve všech případech v rozmezí $V_v = (200 \div 220) \text{ V}$.

Pro měření iontového proudu byla použita nerezová elektroda o průměru 40 mm. Elektroda byla umístěna ve vzdálenosti 34 mm od ústí trysky po směru proudění plazmatu, osa elektrody byla shodná s osou trysky. Na elek-



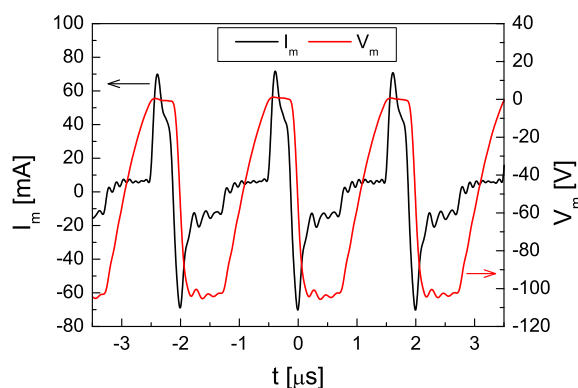
Obrázek 4.21: Průběh napětí na měřicí elektrodě V_s a proudu elektrodou I_s při pulzním DC buzení. Velikost napětí na elektrodě během pulzu $V_{s,DC} = -100$ V; DC výboj s magnetickým polem, v argonu, s výbojovým proudem $I_v = 600$ mA.

trodu byly postupně přiváděny tři různé druhy buzení napětí: pulzní DC buzení s opakovací frekvencí 35 kHz, RF buzení s frekvencí 500 kHz a pulzně modulované RF buzení s frekvencí 13,56 MHz.

Typické průběhy napětí na elektrodě a proudu elektrodou při pulzním DC buzení jsou zobrazeny na obr. 4.21. Proud kladných iontů byl při pulzním DC buzení elektrody určován jako proud I_s během trvání pulzu záporného napětí. Pro odstranění šumu byl výsledný iontový proud brán jako průměr středních hodnot proudu určených pro několik následujících pulzů.

Proud I_s během pauzy mezi pulzy záporného napětí je tvořen elektrony (má opačné znaménko než proud tvořený kladnými ionty během pulzu) a je dán průběhem napětí přiváděného na elektrodu během pauzy. Toto napětí bylo po ukončení pulzu záporného napětí mírně vyšší než plovoucí potenciál a postupně se plovoucímu potenciálu přibližovalo. Průběh napětí na elektrodě během pauzy byl dán konstrukcí bipolárního spínače zapojeného mezi měřicí elektrodu a DC zdroj. Průběh proudu I_s během pauzy mezi pulzy záporného napětí nemá vliv na určení iontového proudu během pulzů.

Příklad časového průběhu napětí V_m a proudu I_m změřených na přívodu napětí k elektrodě při RF buzení s frekvencí 500 kHz je na obr. 4.22. Průběhy V_m a I_m byly určeny pomocí zařízení pro měření vysokofrekvenčního proudu a napětí popsaného v oddílu 3.3.1. Pro frekvenci 500 kHz byl vliv impedance přívodu mezi místem měření (vně vakuové komory) a elektrodou, rozebíraný v oddílu 2.2.3, zanedbatelný. Iontový proud byl určován přímo z proudu I_m pomocí metody proudu v minimu napětí, viz oddíl 2.2.1. Parazitní kapacita

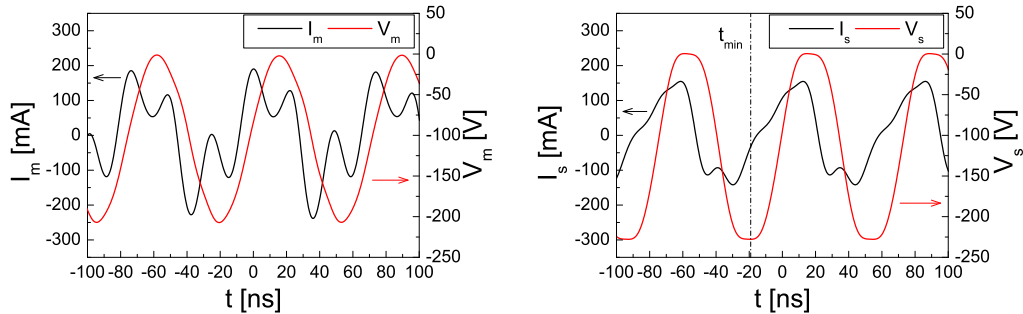


Obrázek 4.22: Průběh napětí V_m a proudu I_m změřených na přívodu napětí k elektrodě při RF buzení s frekvencí 500 kHz. Střední hodnota napětí na elektrodě $V_{s,DC} = -100$ V; DC výboj s magnetickým polem, v argonu, s výbojovým proudem $I_v = 600$ mA.

mezi elektrodou a uzemněnými stěnami vakuové komory sice není zanedbatelná, ale posuvný proud tekoucí touto kapacitou je nulový v čase t_{min} , kdy je napětí na elektrodě minimální. Pro metodu proudu v minimu napětí nebylo proto pro frekvenci 500 kHz zapotřebí přepočítávat měřený proud a napětí na proud tekoucí elektrodou I_s a napětí na elektrodě V_s .

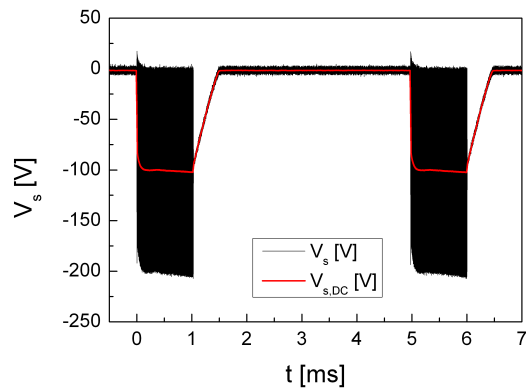
Fluktuace proudu I_m na intervalu, kdy bylo napětí V_m minimální, viz obr. 4.22, byly způsobeny fluktuacemi výstupu generátoru napětí; tyto fluktuace byly na přívodu napětí pozorovány i bez přítomnosti výboje. Pro potlačení vlivu těchto fluktuací a šumu byl iontový proud určován jako průměr středních hodnot proudu I_m během minimálního napětí V_m určených pro několik následujících period napětí.

Při buzení elektrody napětím o frekvenci 13,56 MHz byl iontový proud určován jak metodou proudu v minimu napětí, tak metodou pulzní modulace napětí, viz oddíl 2.2.2. Příklad průběhů napětí V_m a proudu I_m změřených na přívodu napětí k elektrodě při RF buzení s frekvencí 13,56 MHz je na obr. 4.23(a). Pro frekvenci 13,56 MHz již nelze zanedbat vliv impedance přívodu napětí mezi místem měření a elektrodou. Pro přepočet napětí V_m a proudu I_m na napětí na elektrodě V_s a proud elektrodou I_s byl použit elektrický model přívodu jako elektrického vedení s charakteristickou impedancí Z_1 a elektrickou délkou d_1 zakončeného parazitní kapacitou C_p . Jedná se o model elektrického vedení zobrazený na obr. 2.5(c), přičemž nebyla použita kapacita C_1 , jejíž zkusmé přidání model nijak výrazně neovlivnilo. Pro kompenzaci posuvného proudu byl použit bočník popsáný na konci oddílu 2.2.3. Pa-



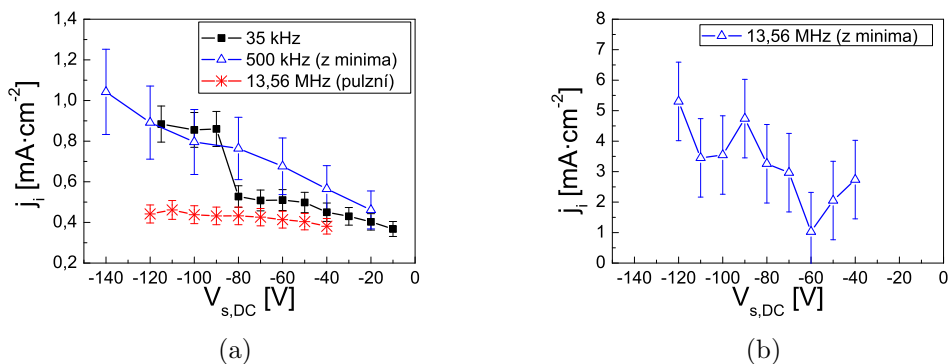
(a) Proud a napětí změřené na přívodu k elektrodě vně vakuové komory. (b) Přepočtený proud a napětí na elektrodě. Čerchovanou čarou je vyznačen čas t_{\min} , při kterém je napětí na elektrodě minimální.

Obrázek 4.23: Průběh napětí a proudu během pulzu při pulzním RF buzení s frekvencí 13,56 MHz. Střední hodnota napětí na elektrodě během pulzu $V_{s,DC} = -100$ V; DC výboj s magnetickým polem, v argonu, s výbojovým proudem $I_v = 600$ mA.



Obrázek 4.24: Průběh napětí na měřicí elektrodě při pulzním RF buzení s frekvencí 13,56 MHz. Střední hodnota napětí na elektrodě během pulzu $V_{s,DC} = -100$ V; DC výboj s magnetickým polem, v argonu, s výbojovým proudem $I_v = 600$ mA.

parametry modelu: Z_1 , d_1 a C_p byly určeny z napětí V_m a proudu I_m změřených bez plazmatu pro různé frekvence buzení elektrody a pro různé kondenzátory připojené mezi elektrodu a uzemněné části komory, reprezentující různé zakončující impedance. Podrobně je použitý model spolu s určením jeho parametrů popsán v práci [76]. Na obr. 4.23(b) jsou zobrazeny napětí na elektrodě V_s a proud elektrodou I_s určené pomocí elektrického modelu z napětí V_m a



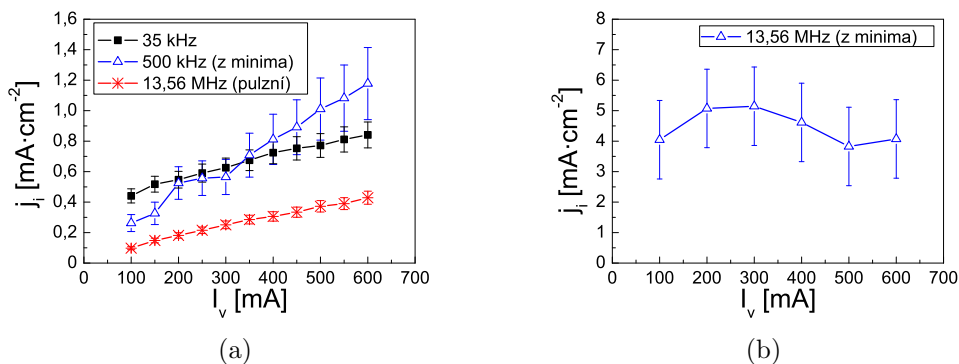
Obrázek 4.25: Závislost hustoty elektrického proudu iontů na velikosti DC napětí na elektrodě pro různé frekvence buzení elektrody a různé metody určení iontového proudu: z minima — metodou proudu v minimu napětí, pulzní — metodou pulzní modulace RF napětí. DC výboj s magnetickým polem, v argonu, s výbojovým proudem $I_v = 600$ mA.

proudu I_m na obr. 4.23(a). Metodou proudu v minimu napětí byl iontový proud určován z I_s v čase t_{\min} , jak je na obr. 4.23(b) naznačeno.

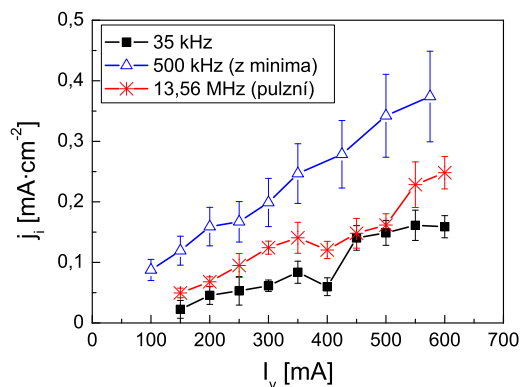
Na obr. 4.24 je zobrazen průběh napětí pro určení iontového proudu metodou pulzní modulace, změřený na přívodu napětí pomocí osciloskopické sondy za stejných podmínek, za jakých byly změřeny průběhy napětí a proudu během pulzu, zobrazené na obr. 4.23. Iontový proud byl metodou pulzní modulace určován z poklesu napětí na elektrodě během prvních 100 μ s po ukončení pulzu RF napětí.

V níže uvedených grafech je vynesena hustota elektrického proudu kladných iontů na elektrodu j_i , která byla určena vydělením změřených iontových proudů plochou elektrody. Na obr. 4.25 je zobrazena závislost j_i na velikosti stejnosměrného napětí na elektrodě $V_{s,DC}$ pro výboj v argonu s výbojovým proudem $I_v = 600$ mA. Na obr. 4.26 je vynesena závislost j_i na velikosti výbojového proudu I_v pro DC napětí na elektrodě $V_{s,DC} = -100$ V a výboj v argonu a na obr. 4.27 je stejná závislost pro výboj ve směsi argonu s kyslíkem. Pro pulzní DC a pulzně modulované RF buzení elektrody odpovídají chybové úsečky v grafech směrodatné odchylce určené při vyhodnocení iontového proudu z více pulzů. Při určování iontových proudů metodou proudu v minimu napětí byla chyba měření odvozena od přesnosti určení průběhů napětí a proudu pomocí zařízení pro měření RF proudu a napětí.

Hustota iontového proudu určeného metodou pulzní modulace RF napětí je v argonu v rámci chyby měření srovnatelná s hustotou proudu při pulzním



Obrázek 4.26: Závislost hustoty elektrického proudu iontů na velikosti výbojového proudu pro různé frekvence buzení elektrody a různé metody určení iontového proudu: z minima — metodou proudu v minimu napětí, pulzní — metodou pulzní modulační RF napětí. DC napětí na elektrodě $V_{s,DC} = -100$ V a DC výboj s magnetickým polem, v argonu.



Obrázek 4.27: Závislost hustoty elektrického proudu iontů na velikosti výbojového proudu pro různé frekvence buzení elektrody a různé metody určení iontového proudu: z minima — metodou proudu v minimu napětí, pulzní — metodou pulzní modulační RF napětí. DC napětí na elektrodě $V_{s,DC} = -100$ V a DC výboj s magnetickým polem, ve směsi argonu a kyslíku.

DC buzení pro DC napětí na elektrodě v rozmezí $V_{s,DC} = (-80 \div 0)$ V, viz obr. 4.25(a). V tomto rozmezí (a pro iontový proud určený metodou pulzní modulační i pro nižší $V_{s,DC}$) je pro zmíněné metody j_i přibližně konstantní, což odpovídá teorii nasyceného proudu nabitých částic na rovinnou langmuirskou sondu; analogický vztah pro elektrony je (2.3). Pro $V_{s,DC} < -80$ V

byla při pulzním DC buzení pozorována skoková změna j_i na vyšší hodnotu. S velkou pravděpodobností se nejednalo o změnu podmínek ve výboji během měření, protože byl nejdříve postupně změřen každý druhý bod zleva pro pulzní DC buzení na obr. 4.25(a) a následně změřeny zprava ostatní body. Zároveň byla pozorována velikost j_i pro pulzní DC buzení vyšší než velikost j_i pro RF buzení určená metodou pulzní modulační pro různé výbojové proudy I_v při $V_{s,DC} = -100$ V, viz obr. 4.26(a). Skoková změna velikosti iontového proudu pozorovaná při pulzním DC buzení souvisela tedy pravděpodobně s nějakým procesem při interakci iontů se substrátem závislým na energii dopadajících iontů. Z provedených měření však druh tohoto procesu nebylo možno blíže určit.

Velikosti j_i určené pro pulzní DC buzení a metodou pulzní modulační pro RF buzení s frekvencí 13,56 MHz jsou ve výboji ve směsi argonu s kyslíkem, tj. za podmínek pro depozice vrstev TiO_x , srovnatelné, viz obr. 4.27.

Hustota iontového proudu určená pro RF buzení pomocí metody proudu v minimu napětí je systematicky vyšší než hustota určená pro pulzní DC buzení a hustota určená pro RF buzení metodou pulzní modulační; při RF buzení s frekvencí 13,56 MHz je až desetkrát vyšší, jak je vidět při srovnání obr. 4.25(a) a 4.25(b) a obr. 4.26(a) a 4.26(b). Částečně lze tento jev vysvětlit poměrně velkou chybou určení iontového proudu pomocí metody proudu v minimu napětí. Dále může být velikost iontového proudu určená metodou proudu v minimu napětí větší, než je skutečná hodnota iontového proudu, pokud nejsou splněny předpoklady této metody, zejména pokud není splněna nerovnost (2.26). Dalším možným vysvětlením vyšší hustoty iontového proudu určeného metodou proudu v minimu napětí je ovlivnění plazmatu okolo elektrody vysokofrekvenčním napětím na ní přítomném. Metodou proudu v minimu napětí je totiž iontový proud určován během pulzu vysokofrekvenčního napětí na elektrodě, zatímco metodou pulzní modulační je iontový proud určován v době po ukončení pulzu RF napětí. Při pulzním DC buzení elektrody je pak používáno nízkých frekvencí buzení, při kterých již plazma okolo elektrody ovlivněno být nemusí. Blíže je příčina diskutovaného jevu studována v následujícím oddílu.

Hustota iontového proudu roste přibližně lineárně s rostoucím výbojovým proudem, viz obr. 4.26 a 4.27. Tento nárůst odpovídá přibližně lineárnímu nárůstu hustoty nabitých částic s výbojovým proudem v DC tryskovém výboji. Pro stejné podmínky je iontový proud na elektrodu nižší ve výboji ve směsi argonu s kyslíkem než ve výboji v čistém argonu. To je způsobeno poklesem hustoty nabitých částic po přidání kyslíku do výboje.

4.3.2 Iontový proud v tryskovém systému bez magnetického pole

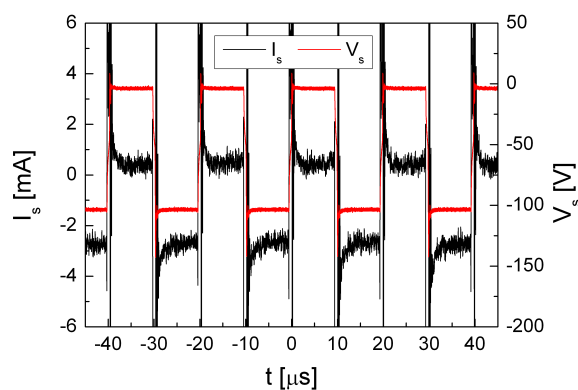
Proud kladných iontů na substrát byl zkoumán v tryskovém systému bez přítomnosti magnetického pole u ústí trysky pro výboj v argonu. Průtok argonu tryskou byl nastaven na $Q_{\text{Ar}} = 0,203 \text{ Pa}\cdot\text{m}^3\cdot\text{s}^{-1}$. Tlak v komoře byl držen na $p = 2,7 \text{ Pa}$.

Bylo provedeno měření iontového proudu při stejnosměrném a při vysokofrekvenčním buzení tryskového výboje. Při stejnosměrném buzení byl nastaven proud výbojem na $I_v = 600 \text{ mA}$, napětí mezi tryskou a uzemněnými stěnami vakuové komory bylo $V_v = 240 \text{ V}$. Při RF buzení výboje bylo na trysku přiváděno napětí s frekvencí $13,56 \text{ MHz}$ a výkon přiváděný na trysku byl nastavován v rozmezí $P_v = (50 \div 250) \text{ W}$.

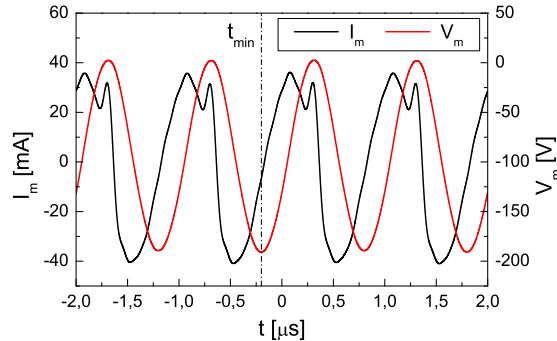
Pro měření byla použita menší, měděná elektroda s keramickým krytem. Elektroda byla umístěna ve vzdálenosti 30 mm od ústí trysky po směru proudění plazmatu, osa elektrody byla shodná s osou trysky.

Opět byly porovnávány různé druhy buzení záporného předpětí elektrody vůči plazmatu: pulzní DC buzení s opakovací frekvencí 50 kHz , RF buzení s frekvencí $(0,50 \div 1,25) \text{ MHz}$ a pulzně modulované RF buzení s frekvencí $13,56 \text{ MHz}$.

Na obr. 4.28 je zobrazen typický průběh proudu elektrodou I_s a napětí na elektrodě V_s při pulzním DC buzení elektrody a stejnosměrném buzení tryskového výboje. Proud kladných iontů byl pro pulzní DC buzení určován



Obrázek 4.28: Průběh proudu elektrodou I_s a napětí na elektrodě V_s při pulzním DC buzení. Velikost napětí na elektrodě během pulzu $V_{s,DC} = -100 \text{ V}$; DC výboj v argonu, bez magnetického pole, s výbojovým proudem $I_v = 600 \text{ mA}$.



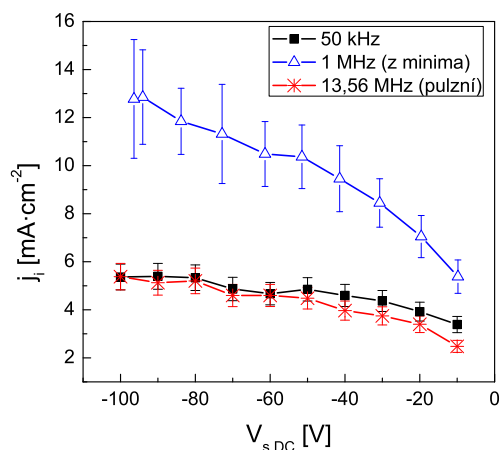
Obrázek 4.29: Průběh napětí V_m a proudu I_m změřených na přívodu napětí k elektrodě při RF buzení s frekvencí 1 MHz. Střední hodnota napětí na elektrodě během pulzu $V_{s,DC} = -100$ V; DC výboj v argonu, bez magnetického pole, s výbojovým proudem $I_v = 600$ mA. Čerchovanou čarou je vyznačen čas t_{min} , při kterém je napětí V_m minimální.

z proudu I_s během trvání pulzu záporného napětí V_s způsobem stejným jako v oddílu 4.3.1. Proud elektrodou I_s se během pauzy mezi pulzy záporného napětí ustálil rychleji, než tomu bylo v případě na obr. 4.21, protože byl použit jiný, modifikovaný bipolární spínač mezi elektrodou a DC zdrojem, který lépe držel hodnotu napětí během pauzy.

Na obr. 4.29 je příklad průběhu proudu a napětí změřených na přívodu napětí k elektrodě pro RF buzení elektrody s frekvencí 1 MHz a stejnosměrný výboj. Iontový proud byl pro RF buzení elektrody s frekvencí z rozmezí $(0,50 \div 1,25)$ MHz určován metodou proudu v minimu napětí z proudu I_m a napětí V_m . Pro dané rozmezí frekvencí buzení nebylo zapotřebí přepočítávat I_m a V_m na proud elektrodou I_s a napětí na elektrodě V_s z důvodů stejných, jaké byly diskutovány v oddílu 4.3.1.

Při buzení elektrody s frekvencí 13,56 MHz byl iontový proud určován metodou pulzní modulace. Průběh napětí na elektrodě byl kvalitativně stejný jako je průběh zobrazený na obr. 4.24.

Na obr. 4.30 je vynesena závislost hustoty proudu kladných iontů na elektrodě j_i na velikosti stejnosměrného napětí na elektrodě $V_{s,DC}$, změřená ve stejnosměrně buzeném tryskovém výboji. Velikosti j_i při pulzním DC buzení a při RF buzení s frekvencí 13,56 MHz určené metodou pulzní modulace jsou shodné v rámci chyby měření. Velikosti j_i určené metodou proudu v minimu napětí při RF buzení s frekvencí 1 MHz jsou systematicky vyšší, podobně jako tomu je v případě DC tryskového výboje s magnetickým polem umístěným u ústí trysky, viz obr. 4.25(a).



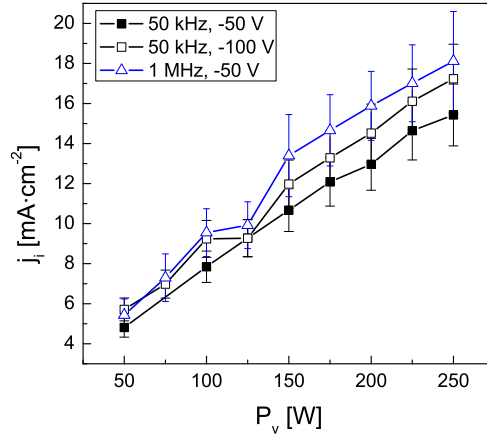
Obrázek 4.30: Závislost hustoty elektrického proudu iontů na velikosti DC napětí na elektrodě pro různé frekvence buzení elektrody a různé metody určení iontového proudu: z minima — metodou proudu v minimu napětí, pulzní — metodou pulzní modulační RF napětí. DC výboj v argonu, bez magnetického pole, s výbojovým proudem $I_v = 600$ mA.

Hustota proudu iontů byla ve výboji bez magnetického pole přibližně desetkrát vyšší než ve výboji s magnetickým polem, protože toto pole u ústí trysky, se siločárami kolnými na směr proudění pracovního plynu, omezuje pohyb nabitých částic od trysky směrem k substrátu.

Na obr. 4.31 je vynesena závislost j_i na vysokofrekvenčním výkonu P_v přiváděném na trysku při RF buzení tryskového výboje. Střední hodnota napětí na elektrodě byla nastavována na $V_{s,DC} = -50$ V pro obě použité metody buzení měřící elektrody: pulzní DC buzení a RF buzení s frekvencí 1 MHz. Hustota iontového proudu byla změřena pro pulzní DC buzení elektrody i při $V_{s,DC} = -100$ V. Vysokofrekvenční buzení měřící elektrody s frekvencí 13,56 MHz nemohlo být použito kvůli interferenci s buzením výboje.

Rozdíl mezi hustotou iontového proudu určeného při pulzním DC buzení elektrody a určeného metodou proudu v minimu napětí při RF buzení elektrody s frekvencí 1 MHz je pro RF buzení výboje mnohem menší než pro DC buzení výboje.

Při buzení elektrody s frekvencí 500 kHz ÷ 1 MHz není splněna nerovnost (2.26). Plazmová frekvence iontů Ar^+ , které tvoří většinu kladných iontů ve výboji, vypočítaná podle vztahu (2.27) pro $n_i = n_e$, změřené pomocí langmuirovské sondy, je větší než kruhová frekvence buzení elektrody. Kladné ionty tak reagují na okamžité napětí na vrstvě prostorového náboje místo



Obrázek 4.31: Závislost hustoty elektrického proudu iontů na velikosti RF výkonu přiváděného na trysku při RF buzení výboje v argonu, bez magnetického pole. 50 kHz, -50 V — pulzní DC buzení měřící elektrody s $V_{s,DC} = -50$ V; 50 kHz, -100 V — pulzní DC buzení elektrody s $V_{s,DC} = -100$ V; 1 MHz, -50 V — RF buzení měřící elektrody s $V_{s,DC} = -50$ V a iontovým proudem určeným metodou proudu v minimu napětí.

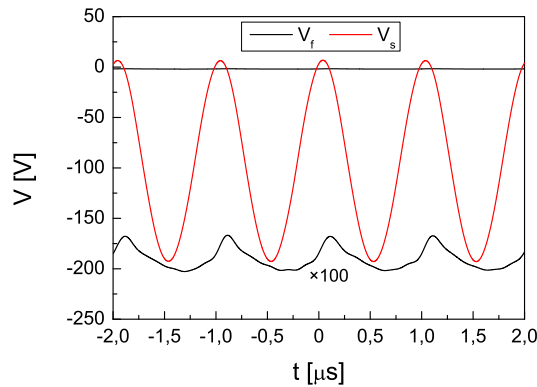
pouze na střední hodnotu napětí jako v případě, kdy je nerovnost (2.26) splněna. V tomto případě pak iontový proud určený metodou proudu v minimu napětí odpovídá okamžitému napětí v minimu $V_{s,min} \approx 2V_{s,DC}$ a ne napětí $V_{s,DC}$, jako je tomu v případě, že ionty reagují jen na střední hodnotu napětí. Hustotu iontového proudu určeného metodou proudu v minimu napětí pro $V_{s,DC} = -50$ V je tedy nutné srovnávat s hustotou iontového proudu určeného pro pulzní DC buzení elektrody s $V_{s,DC} = -100$ V. Při tomto srovnání jsou již hustoty proudu naměřené oběma metodami při RF buzení tryskového výboje shodné v rámci chyby měření, viz obr. 4.31. Při DC buzení tryskového výboje je j_i určené metodou proudu v minimu napětí i pro $2V_{s,DC}$ větší než j_i určené ostatními dvěma metodami pro $V_{s,DC}$, viz obr. 4.25 a obr. 4.30. Shoda velikosti j_i pro měření v RF tryskovém výboji však znamená, že chyba určení iontového proudu není hlavní příčinou rozdílu velikostí j_i při měření v DC tryskovém výboji, přinejmenším pro RF buzení měřící elektrody s frekvencí 1 MHz.

Další možnou příčinou rozdílu hodnot j_i v DC tryskovém výboji je skutečnost, že čas t_{min} byl při použití metody proudu v minimu napětí určován z průběhu napětí na elektrodě V_s a ne z průběhu napětí na oblasti prostoro-ového náboje okolo elektrody V_{sh} . Tento rozdíl je diskutován v oddílu 2.2.1

a ilustrován na obr. 2.3. Při určování iontových proudů metodou proudu v minimu napětí bylo předpokládáno, že se potenciál plazmatu V_{pl} nemění v čase v reakci na RF napětí na měřicí elektrodě. Pokud by však měla v DC výboji impedance plazmatu charakter odporu a velikost srovnatelnou s velikostí impedance vrstvy prostorového náboje okolo elektrody při jejím buzení pomocí RF napětí, měla by časově proměnná složka V_{pl} srovnatelnou velikost s velikostí napětí V_{sh} a zároveň by jejich fázový posun (impedance vrstvy má kapacitní charakter) způsobil, že napětí V_s a V_{sh} by nenabývala minima ve stejném čase. Proud elektrodou I_s v minimu napětí V_s by pak neodpovídal iontovému proudu na elektrodu.

Pro určení velikosti časově proměnné složky V_{pl} při RF buzení elektrody bylo provedeno měření potenciálu na další, pomocné elektrodě podle prací [36,37], jak bylo popsáno v oddílu 2.2.1. Jako pomocná elektroda byl použit měděný pásek s rozměry přibližně 10×100 mm, který byl umístěn okolo vysokofrekvenčně buzené měřicí elektrody. Časový průběh potenciálu pomocné elektrody byl měřen pomocí osciloskopické napěťové sondy s malou kapacitou a velkou impedancí.

Napětí V_f mezi pomocnou sondou a uzemněnou vakuovou komorou změřené v DC výboji při RF buzení elektrody s frekvencí 1 MHz sestává ze stejnosměrné hodnoty a pouze minimální časově proměnné složky, viz obr. 4.32. Ani v RF výboji nebyla na pomocné sondě pozorována významná časově proměnná složka napětí s frekvencí 1 MHz. Po odečtení průběhu napětí V_f od průběhu napětí V_s dojde pouze ke změně velikosti minimálního napětí,



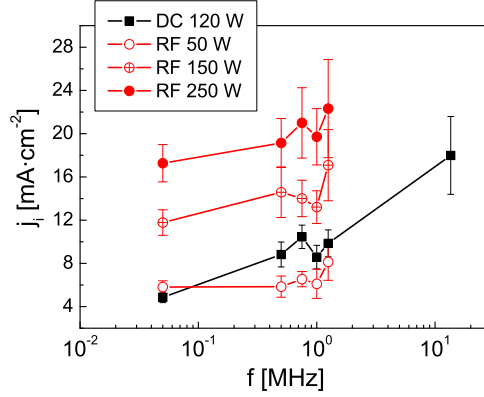
Obrázek 4.32: Časový průběh napětí V_f na pomocné sondě v DC výboji v argonu, bez magnetického pole, při RF buzení měřicí elektrody s frekvencí 1 MHz a $V_{s,DC} = -100$ V. Průběh napětí V_s na měřicí elektrodě je také zobrazen.

ale toto minimum nastává ve stejném čase t_{\min} jako nastává minimum samotného V_s při DC i při RF buzení výboje. Určením iontového proudu v minimu napětí V_s tedy nedochází k žádné významné systematické chybě.

Dalším možným vysvětlením vyšší hustoty iontového proudu určené metodou proudu v minimu napětí pro RF buzení měřicí elektrody při DC buzení výboje je ovlivnění plazmatu v okolí elektrody samotným RF buzením. Tuto hypotézu podporuje závislost j_i na $V_{s,DC}$ v DC výboji pro buzení měřicí elektrody s frekvencí 500 kHz, zobrazená na obr. 4.25(a), a pro buzení měřicí elektrody s frekvencí 1 MHz, zobrazená na obr. 4.30. Zatímco je j_i určené ostatními metodami přibližně konstantní s $V_{s,DC}$ pro dostatečně velká záporná předpětí (kromě skoku pro pulzní DC buzení elektrody při měřeních v tryskovém systému s magnetickým polem, který byl diskutován v oddílu 4.3.1), j_i určené metodou proudu v minimu napětí pro frekvence 500 kHz a 1 MHz s rostoucí velikostí $V_{s,DC}$ roste. Konstantní hodnota j_i odpovídá teorii rovinné langmuirovské sondy v oblasti nasyceného iontového proudu, růst j_i s velikostí $V_{s,DC}$ je očekáván, pokud RF buzení elektrody ovlivňuje okolní plazma a toto ovlivnění je závislé na amplitudě RF buzení.

Plazma okolo vysokofrekvenčně buzené elektrody je ovlivňováno stochastickým ohřevem elektronů na pohybující se vrstvě prostorového náboje okolo elektrody [68]. Hustota výkonu na jednotku plochy roste při stochastickém ohřevu podle [68] s rostoucí amplitudou (která je zhruba rovna $V_{s,DC}$) a s rostoucí frekvencí napětí na vysokofrekvenční elektrodě. Nárůst iontového proudu s rostoucí frekvencí buzení byl pro DC buzení výboje a RF buzení měřicí elektrody pozorován, jak je vidět na obr. 4.33. Iontový proud, jehož hustota je zobrazena na obr. 4.33, byl určen metodou proudu v minimu napětí s výjimkou pro body pro $f = 50$ kHz, které byly určeny standardním způsobem pro pulzní DC buzení měřicí elektrody. Pro určení iontového proudu v DC výboji pro $f = 13,56$ MHz byl použit elektrický model přívodu napětí na elektrodu popsáný v oddílu 4.3.1 a v práci [76]. Závislost j_i na frekvenci buzení je mnohem výraznější při DC buzení než při RF buzení výboje.

Podle předchozí diskuse je možné, že je plazma okolo měřicí elektrody ohříváno, pokud je na ní přítomno vysokofrekvenční buzení. Tento ohřev se může projevit vyšší teplotou elektronů. Teplota elektronů v DC tryskovém výboji je zhruba $T_e \approx 0,2$ eV, efektivní teplota elektronů v RF tryskovém výboji je o řád vyšší $T_{e,eff} \approx (4 \div 5)$ eV, viz tab. 4.1 nebo práce [67]. Řádově rozdílná velikost teploty elektronů může být vysvětlením vyššího vlivu vysokofrekvenčního buzení měřicí elektrody na okolní plazma při DC buzení výboje než při RF buzení výboje, zvýšení teploty elektronů v okolí RF elektrody se více projeví v DC tryskovém výboji, kde je T_e nižší. Zvětší-li se teplota elektronů v okolí měřicí elektrody, vzroste hustota iontového proudu díky



Obrázek 4.33: Závislost hustoty iontového proudu určeného metodou proudu v minimu napětí na frekvenci buzení měřící elektrody při DC napětí na elektrodě $V_{s,DC} = -50$ V. DC tryskový výboj v argonu, bez magnetického pole, s výbojovým proudem $I_v = 600$ mA odpovídajícím výkonu $P_v = 120$ W absorbovanému ve výboji a RF tryskový výboj ve stejné konfiguraci, pro tři různé výkony přiváděné na trysku.

závislosti střední rychlosti kladných iontů na hranici vrstvy prostorového náboje na teplotě elektronů podle tzv. Bohmova kritéria [77]:

$$\langle v_i \rangle \approx \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}}. \quad (4.3)$$

Ohřev plazmatu okolo elektrody s RF napětím může vést také ke zvýšení hustoty nabitých částic, které by také vedlo ke zvýšení iontového proudu. Změna n_e (nárůst ale i pokles) s velikostí buzení byla např. pozorována v práci [78] při RF buzení elektrody vložené do induktivně vázaného vysokofrekvenčního výboje. Zvýšení n_e by se však projevilo i při měřeních iontového proudu metodou pulzní modulační RF napětí, kdy byl iontový proud měřen v časech $t = (10 \div 100) \mu\text{s}$ po skončení pulzu RF napětí. Hustota elektronů totiž za daných podmínek relaxuje v řádově srovnatelných dobách, případně déle, jak je vidět na výsledcích sondových měření v časově proměnném plazmatu, viz např. obr. 4.4(a), 4.9(a) nebo 4.16(a). Protože zvýšení iontového proudu nebylo pozorováno při metodě pulzní modulační RF napětí ani v časech řádově jednotky mikrosekund po ukončení pulzu, k významnému zvýšení n_e okolo elektrody v důsledku jejího RF buzení nedochází.

Zvýšení hustoty iontového proudu díky zvýšení teploty elektronů stochastickým ohřevem by však metodou pulzní modulační RF napětí zachyceno ne-

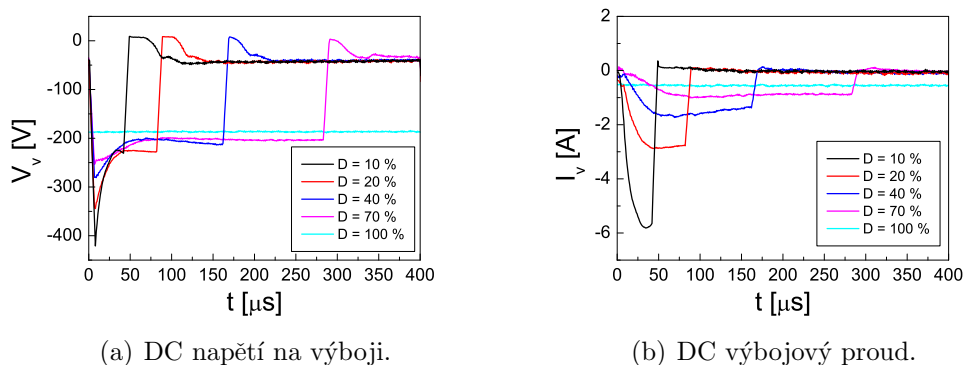
bylo, protože teplota elektronů za daných podmínek relaxuje mnohem rychleji, viz obr. 4.4(b), 4.9(b) nebo 4.16(b). Pozorované vyšší hodnoty j_i určené metodou proudu v minimumu napětí ve srovnání s hodnotami určenými jinými metodami v DC tryskovém výboji lze tedy tímto způsobem vysvětlit.

4.3.3 Iontový proud v pulzním DC tryskovém výboji

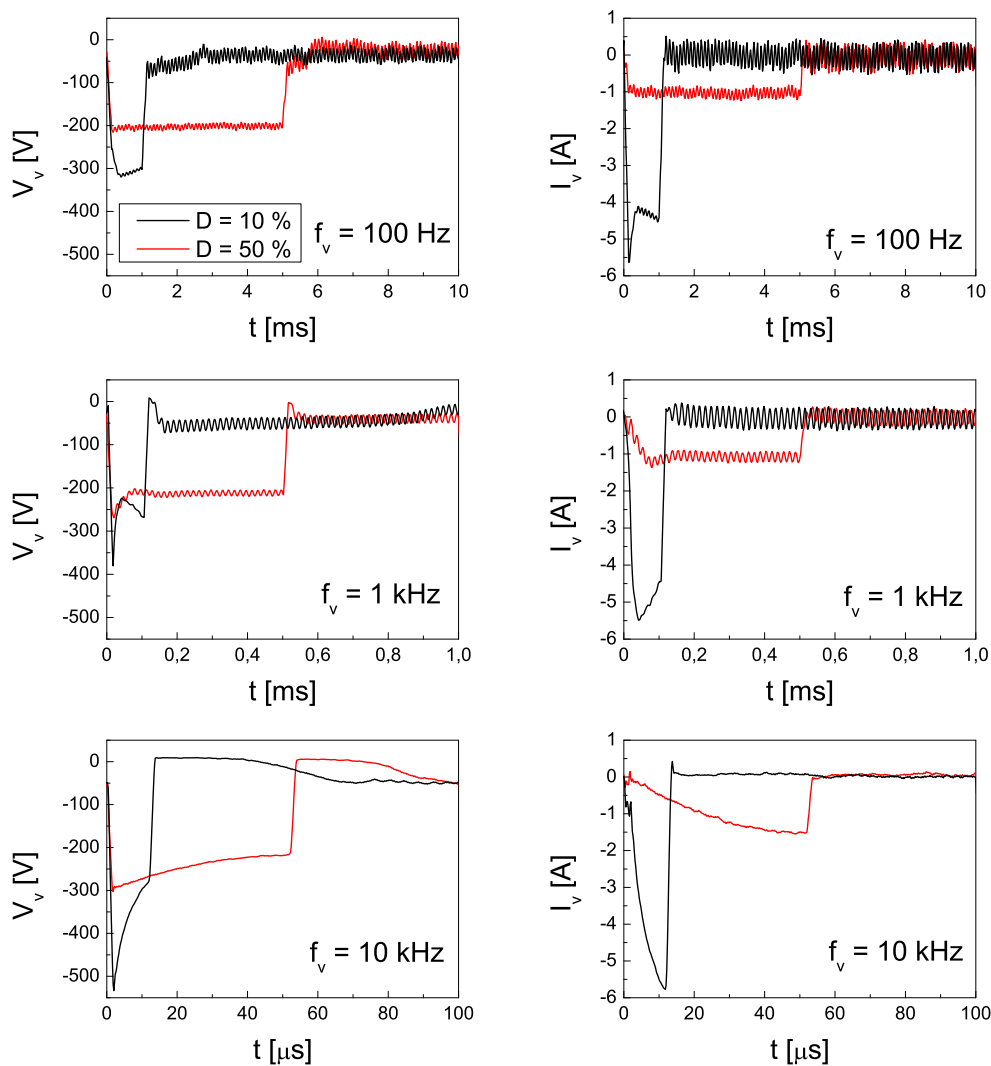
Při pulzním DC buzení výboje byl iontový proud studován v tryskovém systému bez přítomnosti magnetického pole, jak v čistém argonu, tak ve směsi argonu s molekulárním kyslíkem. V obou případech byl tryskou do reaktoru přiváděn pouze argon, přičemž jeho průtok byl nastaven na $Q_{\text{Ar}} = 0,203 \text{ Pa}\cdot\text{m}^3\cdot\text{s}^{-1}$. Pro měření ve směsi argonu s kyslíkem byl kyslík přiváděn do vakuové komory bočním vstupem, s průtokem $Q_{\text{O}_2} = 0,101 \text{ Pa}\cdot\text{m}^3\cdot\text{s}^{-1}$. Pracovní tlak byl při měřeních v argonu držen na $p = 2,7 \text{ Pa}$ a při měřeních ve směsi Ar/O₂ na $p = 6,7 \text{ Pa}$.

Výboj v trysce byl buzen pulzně spínaným zdrojem stejnosměrného napětí, ke kterému byl paralelně připojen generátor vysokofrekvenčního napětí o frekvenci 13,56 MHz, viz obr. 3.1(c). Zdroj RF napětí pracoval v kontinuálním módu, pomocný RF výkon přiváděný na trysku měl velikost $P_{\text{RF}} \approx 3 \text{ W}$. DC zdroj byl spínán s frekvencí $f_v = 100 \text{ Hz} \div 25 \text{ kHz}$ a střídou $D = (10 - 90) \%$. Střední výbojový proud byl ve všech případech $\langle I_v \rangle = 500 \text{ mA}$.

Průběhy napětí na trysce V_v a proudu tryskou I_v jsou pro buzení výboje s frekvencí $f_v = 2,5 \text{ kHz}$ a různou střídou D zobrazeny na obr. 4.34. Zobraze-



Obrázek 4.34: Průběhy napětí na výboji a výbojového proudu pro různou střídu D při pulzním DC buzení výboje ve směsi Ar/O₂ s frekvencí buzení $f_v = 2,5 \text{ kHz}$. $D = 100 \%$ odpovídá DC výboji. Začátek pulzu DC napětí je vždy v čase $t = 0 \text{ s}$. Zobrazeny jsou průběhy středované přes několik period pomocného RF buzení výboje.



Obrázek 4.35: Průběhy napětí na výboji V_v a výbojového proudu I_v při pulzním DC buzení výboje ve směsi Ar/O₂ pro tři různé frekvence buzení f_v a střídy $D = 10\%$ a $D = 50\%$.

ny jsou průběhy pro výboj ve směsi Ar/O₂, v čistém argonu jsou průběhy V_v a I_v s těmi na obr. 4.34 prakticky shodné, především díky tomu, že byl kyslík při měřeních ve směsi Ar/O₂ přiváděn do reaktoru bočním vstupem a tryskou byl v obou případech přiváděn pouze čistý argon.

Průběhy V_v a I_v zobrazené na obr. 4.34 byly získány z naměřených průběhů průměrováním sousedních bodů kvůli potlačení RF složky; V_v a I_v ve skutečnosti obsahují ještě RF složku odpovídající pomocnému buzení (srov-

nej s obr. 4.17). Průměrováním jsou mírně zkresleny (zpomaleny) hrany V_v a I_v v přechodových oblastech po začátku a po ukončení pulzu DC napětí.

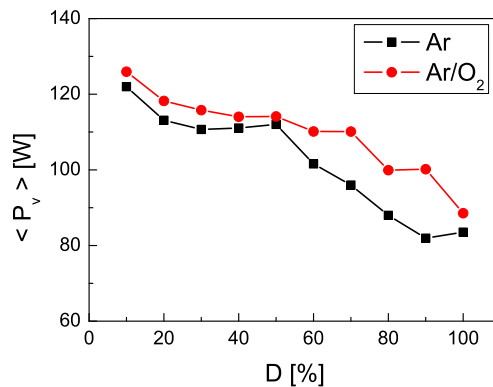
Na obr. 4.35 jsou zobrazeny průběhy V_v a I_v při pulzním DC buzení výboje ve směsi Ar/O₂ pro různé frekvence buzení f_v a střídy $D = 10\%$ a $D = 50\%$. Průběhy V_v a I_v na obr. 4.35 byly opět získány průměrováním sousedních bodů v naměřených průbězích obsahujících RF složku odpovídající pomocnému buzení. Zobrazené průběhy pro $f_v = 100$ Hz a $f_v = 1$ kHz obsahují i přes průměrování stále RF složku, která má však díky průměrování menší amplitudu než ve skutečnosti. Silnější filtrace — průměrování z více sousedních bodů nebylo v tomto případě pro úplné potlačení RF složky použito kvůli již velkému následnému zkreslení hran V_v a I_v v přechodových oblastech.

Na obr. 4.36 je zobrazen střední výkon přiváděný na trysku při pulzním DC buzení s frekvencí $f_v = 2,5$ kHz a proměnnou střídou D a na obr. 4.37 je zobrazen střední výkon při pulzním DC buzení s různými frekvencemi f_v a střídami $D = 10\%$ a $D = 50\%$. Střední výkon byl určován z průběhů V_v a I_v podle vztahu:

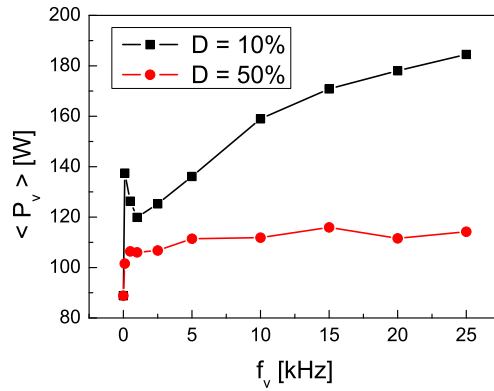
$$\langle P_v \rangle = \frac{1}{T_m} \int_0^{T_m} V_v(t) I_v(t) dt, \quad (4.4)$$

kde T_m je perioda modulace výboje.

Iontový proud byl měřen měděnou elektrodou ve vzdálenosti 30 mm od ústí trysky. Na elektrodu bylo přiváděno pulzní DC napětí s frekvencí 50 kHz a střídou 50%. Typický průběh proudu elektrodou I_s je zobrazen na obr. 4.38

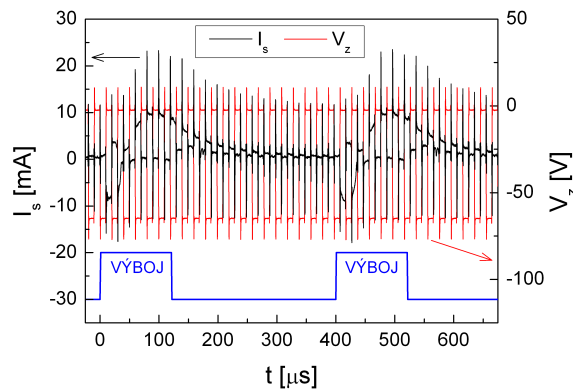


Obrázek 4.36: Střední výkon přiváděný na trysku při pulzním DC buzení výboje s frekvencí $f_v = 2,5$ kHz a proměnnou střídou D . $D = 100\%$ odpovídá DC výboji. Ar — výboj v argonu, Ar/O₂ — výboj ve směsi argonu s kyslíkem.



Obrázek 4.37: Střední výkon přiváděný na trysku při pulzním DC buzení výboje ve směsi Ar/O₂ s různou frekvencí buzení f_v a střídami $D = 10\%$ a $D = 50\%$. $f_v = 0$ Hz odpovídá DC výboji.

spolu s průběhem napětí V_z na zdroji budícím elektrodu. Pro přehlednost jsou průběhy I_s a V_z částečně vyhlazeny, při zpracování dat byly používány nevyhlazené průběhy. Napětí na elektrodě během pulzů $V_{s,DC}$, jehož průběh není na obr. 4.38 zobrazen, se v čase mění způsobem stejným, jako se mění proud I_s během periody modulace výboje. S rostoucím proudem I_s roste úbytek napětí na měřicím odporu a klesá absolutní hodnota (záporného)



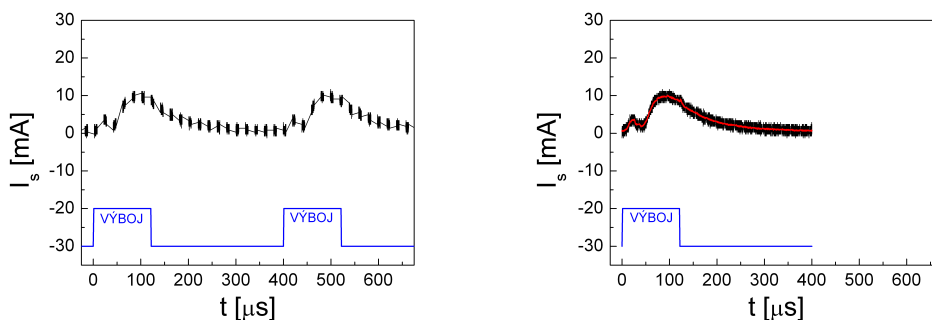
Obrázek 4.38: Průběhy proudu elektrodou I_s a napětí na zdroji budícího elektrodu V_z při pulzním DC buzení měřicí elektrody v pulzním DC tryskovém výboji. Výboj v argonu, $f_v = 2,5$ kHz, $D = 30\%$. Pro přehlednost jsou průběhy I_s a V_z částečně vyhlazeny. Pulzní modulace výboje je naznačena schématicky.

napětí $V_{s,DC}$, protože napětí na zdroji buzení elektrody V_z bylo během pulzů konstantní, viz obr. 4.38. Při měřeních bylo nastaveno takové napětí V_z , aby napětí na elektrodě během pulzů bylo $V_{s,DC} \leq -50$ V pro celou periodu buzení výboje.

Aby bylo možné určit průběh iontového proudu při záporném napětí na měřicí elektrodě pro celou periodu buzení výboje, byl proud I_s změřen pro několik následujících period buzení výboje. Pulzní buzení měřicí elektrody nebylo synchronizováno s pulzním buzením výboje, a tak byly pulzy záporného napětí na měřicí elektrodě přítomny v různých časech po začátku jednotlivých pulzů napětí na trysce. Při zpracování dat byl nejprve vybrán proud I_s během pulzů napětí na elektrodě, viz obr. 4.39(a). Poté byla data z následujících period buzení výboje přeložena přes sebe na intervalu $(0, T_m)$ a tímto způsobem byl získán průběh iontového proudu během celé periody buzení výboje, viz obr. 4.39(b). Dále v textu jsou prezentovány průběhy hustoty proudu kladných iontů na měřicí elektrodě j_i vyhlazené průměrováním naměřeného průběhu přes několik sousedních bodů, viz obr. 4.39(b). Hustota iontového proudu j_i byla určena jako podíl výsledného iontového proudu a plochy elektrody.

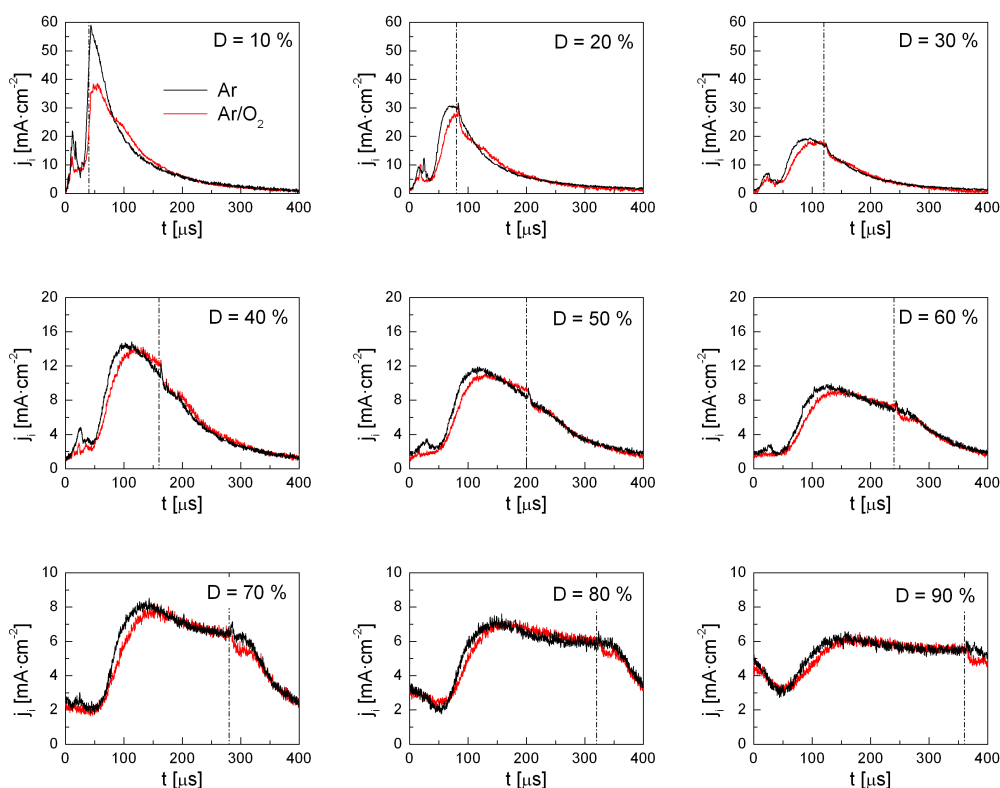
Na obr. 4.40 jsou zobrazeny průběhy j_i pro pulzní DC tryskový výboj s frekvencí $f_v = 2,5$ kHz a různé velikosti střídy D . Na obrázku jsou vyneseny průběhy j_i jak pro výboj v argonu, tak pro výboj ve směsi argonu s kyslíkem.

Časový průběh j_i lze rozdělit do tří oblastí, stejných jako byly první tři oblasti použité pro popis časového průběhu parametrů plazmatu v pulzním DC tryskovém výboji, studovaných v oddílu 4.2.3: přechodová oblast po přivedení



(a) Proud elektrodou během pulzů napětí na elektrodě (nevyhlazený). (b) Výsledný průběh iontového proudu pro celou periodu buzení výboje: černě — nevyhlazený, červeně — vyhlazený.

Obrázek 4.39: Určení průběhu iontového proudu pro celou periodu buzení výboje z proudu elektrodou I_s na obr. 4.38.



Obrázek 4.40: Časové průběhy hustoty iontového proudu na elektrodu s pulzním DC buzením o frekvenci 50 kHz a s napětím během pulzu $V_{s,DC} \leq -50$ V. Pulzní DC tryskový výboj s opakovací frekvencí $f_v = 2,5$ kHz a různou velikostí střídý. Střední výbojový proud $\langle I_v \rangle = 500$ mA. Ar — výboj v argonu, Ar/O₂ — výboj ve směsi argonu s kyslíkem. Začátky pulzů DC napětí na trysce jsou v $t = 0$ s, konce pulzů jsou vyznačeny čerchovanou čarou. Jednotlivé grafy mají různé měřítko na ose y.

DC napětí na trysku, oblast ustáleného výboje během pulzu a přechodová oblast po ukončení pulzu DC napětí na trysce. Čtvrtá oblast popisovaná v oddílu 4.2.3, oblast ustálených parametrů plazmatu v pauze mezi pulzy, na průběhu j_i pozorována není, protože bylo použito slabšího pomocného RF výboje a kratší doby pauzy (dané vyšší frekvencí modulace) oproti měřením v oddílu 4.2.3. Začátek pulzu DC napětí nastával ještě během přechodové oblasti po skončení pulzu předchozího, kdy se parametry plazmatu neustálily na hodnotách odpovídajících pomocnému RF výboji.

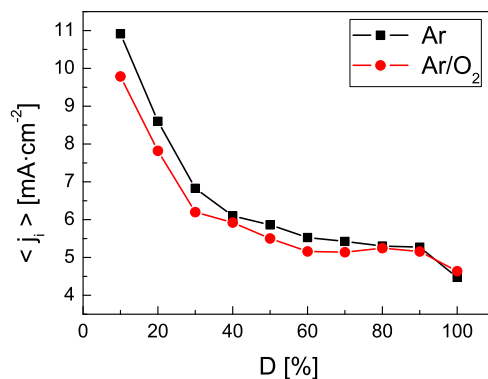
Na průběhu j_i v přechodové oblasti po přivedení DC napětí na trysku lze pro menší střídý ($D \leq 60\%$) pozorovat lokální maximum, které odpovídá lokálnímu maximu pozorovanému na průběhu n_e , viz obr. 4.18(a),

4.19(a) a 4.20(a) v oddílu 4.2.3, kde byla přítomnost tohoto maxima diskutována. Po dosažení druhého maxima j_i během pulzu mírně klesá v oblasti, která odpovídá oblasti ustálených parametrů plazmatu v oddílu 4.2.3. Výjimkou je průběh j_i pro $D = 10\%$, kdy je pulz ukončen dříve, než dojde k dosažení druhého maxima. Mírný pokles j_i v oblasti ustáleného výboje během pulzu DC napětí odpovídá poklesu výbojového proudu I_v v této oblasti, viz obr. 4.34(b). Při měřeních parametrů plazmatu pomocí langmuirovské sondy byl výbojový proud v oblasti ustálených parametrů plazmatu během pulzu DC napětí konstantní, viz obr. 4.17.

Při $D > 60\%$ není pozorováno lokální maximum j_i v přechodové oblasti po začátku pulzu, místo něj je v této oblasti pozorován pokles j_i , který navazuje na pokles v přechodové oblasti po skončení pulzu. Pro tyto velké střídavy se průběh j_i na obr. 4.40 jeví jako posunutý o zhruba $50 \mu\text{s}$ od začátku pulzu (pokles j_i po začátku pulzu by se při posunu t zpět o $50 \mu\text{s}$ cyklicky přesunul na konec intervalu). Tento posun je pravděpodobně způsoben konečnou rychlostí šíření hustého plazmatu vznikajícího během pulzu DC napětí díky efektu duté katody a lokalizovaného v trysce. Při vzdálenosti měřicí elektrody 30 mm od ústí trysky vychází rychlost šíření plazmatu směrem od trysky na $v_p \approx 600 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, což je hodnota řádově srovnatelná s velikostí rychlosti šíření plazmatu po začátku pulzu $v_p \approx 800 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ odhadnutou z měření langmuirovskou sondou ve dvou vzdálenostech od trysky v oddílu 4.2.3. Při střídách $D > 60\%$ nestihne dojít během pauzy po skončení pulzu k výrazné změně parametrů plazmatu a při příchodu dalšího pulzu DC napětí na trysce je výboj zapálen bez přechodových jevů, které se projevují lokálním maximem j_i , resp. n_e .

Integrací průběhů j_i z obr. 4.40 přes celou periodu buzení výboje byla určována střední hodnota hustoty iontového proudu $\langle j_i \rangle$, jejíž závislost na velikosti střídavy D je vynesena na obr. 4.41. Střední hustota iontového proudu je ve výboji ve směsi Ar/O₂ pouze mírně nižší než ve výboji v čistém argonu, což vyplývá i z podobných průběhů j_i pro výboj ve směsi Ar/O₂ a výboj v argonu na obr. 4.40. Výrazný pokles hustoty elektronů pozorovaný po přidání kyslíku do výboje při měřeních prezentovaných v oddílu 4.2.3, viz obr. 4.20(a), na $\langle j_i \rangle$ pozorován není, z více možných důvodů.

V oddílu 4.2.3 byla měření v obou druzích pracovního plynu provedena za stejného tlaku, zatímco měření iontového proudu studovaná v tomto oddílu byla z technických důvodů provedena za různých tlaků, pracovní tlak při měření ve směsi Ar/O₂ byl větší ($p = 6,7 \text{ Pa}$) než při měřeních v argonu ($p = 2,7 \text{ Pa}$). Hustota nabitých částic v tryskovém výboji při konstantním výkonu přiváděném na trysku roste s tlakem, jak bylo změřeno za podobných podmínek a diskutováno v práci [67]. Pokles hustoty elektronů (a iontů) po přidání kyslíku tak byl částečně vyrovnán nárůstem hustoty s tlakem.



Obrázek 4.41: Střední hustota iontového proudu na elektrodu s pulzním DC buzením o frekvenci 50 kHz a s napětím během pulzu $V_{s,DC} \leq -50$ V. Pulzní DC tryskový výboj s opakovací frekvencí $f_v = 2,5$ kHz a různou velikostí střídy D . Střední výbojový proud $\langle I_v \rangle = 500$ mA. Ar — výboj v argonu, Ar/O₂ — výboj ve směsi argonu s kyslíkem. $D = 100$ % odpovídá DC výboji.

Dále byl kyslík při měřeních v oddílu 4.2.3 přiváděn do reaktoru skrz trysku, zatímco při měřeních v tomto oddílu bočním vstupem; skrz trysku byl nyní přiváděn vždy jen argon. Pokles n_e po přidání kyslíku byl v oddílu 4.2.3 vysvětlován tvorbou záporných iontů kyslíku; záporné ionty jsou za podobných podmínek ve výbojích v magnetronu generovány u terče — katody [70, 74]. V případě tryskového výboje je katodou tryska, v níž je díky přivádění kyslíku do komory bočním vstupem místo tryskou v tomto případě mnohem menší hustota částic kyslíku než při měřeních v oddílu 4.2.3. A konečně, hustota kladných iontů, určující j_i , se nezmění případným nahrazením části elektronů stejným počtem záporných iontů ve výboji.

Se zkracující se dobou trvání pulzu roste střední proud kladných iontů na elektrodu i přesto, že střední výbojový proud je konstantní, $\langle I_v \rangle = 500$ mA. Částečně lze nárůst $\langle j_i \rangle$ s klesající střídou D vysvětlit nárůstem středního výkonu $\langle P_v \rangle$ přiváděného na trysku, viz obr. 4.36. Střední výkon $\langle P_v \rangle$ rostl s klesajícím D díky časovému průběhu napětí na výboji V_v ; pro udržení konstantního středního proudu $\langle I_v \rangle$ muselo být použito takového průběhu V_v během pulzu, že střední výkon $\langle P_v \rangle$ vycházel vyšší pro nižší D . Nárůst $\langle P_v \rangle$ s klesajícím D však není procentuálně tak velký jako nárůst $\langle j_i \rangle$, zvláště pro střídy $D < 40$ %, srovnej obr. 4.36 a 4.41. Hlavní příčina nárůstu $\langle j_i \rangle$ pro klesající D tak leží pravděpodobně jinde.

Nárůst $\langle j_i \rangle$ s klesající střídou D lze kvalitativně vysvětlit následujícím modelem průběhu j_i během periody buzení výboje. Střední hodnota $\langle j_i \rangle$ bude

v tomto modelu tvořena součtem příspěvků ze dvou časových intervalů: z oblasti během pulzu záporného DC napětí na trysce a z oblasti během pauzy mezi pulzy. Příspěvek pomocného RF výboje k $\langle j_i \rangle$ bude pro potřeby modelu zanedbán, což lze odůvodnit zanedbatelnou velikostí j_i na konci pauzy při $D = 10\%$ na obr. 4.41, kdy je vliv pomocného RF výboje na hodnotu j_i nejvyšší ze zobrazených průběhů.

Matematicky lze rozdělení na dvě navrhované oblasti vyjádřit jako součet dvou členů:

$$\langle j_i \rangle = \frac{1}{T_m} \int_0^{T_m} j_i(t) dt = \frac{1}{T_m} \int_0^{T_m D} j_{i,p}(t) dt + \frac{1}{T_m} \int_{T_m D}^{T_m} j_{i,a}(t) dt, \quad (4.5)$$

kde $j_{i,p}(t)$ je průběh hustoty proudu iontů během pulzu DC napětí na výboji a $j_{i,a}(t)$ průběh hustoty proudu iontů během pauzy. Doba trvání pulzu je vyjádřena jako součin $T_m D$, kde D je bráno v desetinném tvaru (např. $D = 0,3$).

V modelu bude předpokládáno, že první člen na pravé straně rovnice (4.5), příspěvek k $\langle j_i \rangle$ během pulzu, je úměrný střední hodnotě výbojového proudu během pulzu. Tento předpoklad je založen na tom, že j_i je přímo úměrné hustotě iontů, která roste přibližně přímo úměrně s okamžitým výbojovým proudem za daných podmínek, viz obr. 4.12. O výbojovém proudu I_v bude předpokládáno, že je nenulový jen během pulzu, což je prakticky dobře splněno, viz obr. 4.34(b).

Z předpokladu nulového I_v mimo pulz a z předpokladu přímé úměry prvního členu na pravé straně rovnice (4.5) na střední hodnotě I_v během pulzu vyplývá, že zmíněný člen je úměrný střední hodnotě I_v během celé periody, tj. $\langle I_v \rangle$. Střední hodnota $\langle I_v \rangle$ byla při prezentovaných měřeních vždy stejná, tj. první člen na pravé straně rovnice (4.5) je konstantní a dále bude označen jako $j_{i,DC}$, protože odpovídá hustotě iontového proudu při stejnosměrném buzení výboje za daných podmínek s výbojovým proudem rovným $\langle I_v \rangle$. Z toho, že je zmíněný člen konstantní, vyplývá, že pokud lze použít prezentovaný model, je za nárůst $\langle j_i \rangle$ s klesajícím D , viz obr. 4.41, zodpovědný druhý člen na pravé straně rovnice (4.5), tj. že s klesající střídou D roste celkový příspěvek průběhu $j_{i,a}(t)$ v oblasti dohasínajícího výboje k $\langle j_i \rangle$.

V oblasti dohasínajícího výboje během pauzy bude v modelu předpokládán průběh $j_{i,a}(t)$ analogický s časovým vývojem hustoty nabitých částic. Za daných podmínek se plazma rozpadá difúzí a hustota nabitých částic klesá exponenciálně podle vztahu (4.1). Analogicky bude proto $j_{i,a}(t)$ předpokládáno ve tvaru:

$$j_{i,a}(t) = j_{i,a0} \cdot \exp\left(-\frac{t - T_m D}{\tau_r}\right), \quad (4.6)$$

kde $j_{i,a0}$ je hustota iontového proudu na konci pulzu (v čase $t = T_m D$) a τ je časová konstanta poklesu hustoty iontového proudu během pauzy.

Dalším předpokladem modelu bude, že hustota iontového proudu na konci pulzu je určena vztahem:

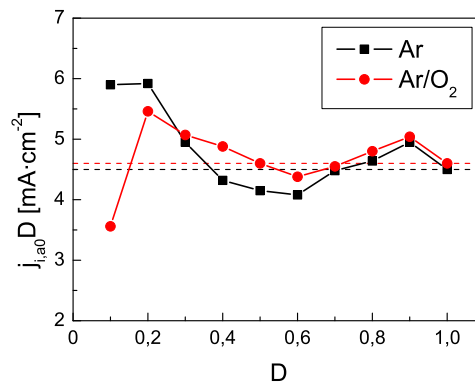
$$j_{i,a0} = \frac{j_{i,DC}}{D}. \quad (4.7)$$

Základem tohoto vztahu je příklad s konstantní hustotou iontového proudu během pulzu $j_{i,p}(t)$. Aby byl v takovém případě první člen na pravé straně rovnice (4.5) roven $j_{i,DC}$, jak je odvozeno za daných předpokladů výše, musí během pulzu platit $j_{i,p}(t) = \frac{j_{i,DC}}{D}$, viz:

$$\frac{1}{T_m} \int_0^{T_m D} j_{i,p}(t) dt = \frac{1}{T_m} \int_0^{T_m D} \frac{j_{i,DC}}{D} dt = j_{i,DC}. \quad (4.8)$$

Hustota iontového proudu ve skutečnosti konstantní není, viz obr. 4.40, ale lze předpokládat, že velikost hustoty iontového proudu na konci pulzu splňuje rovnici (4.7) alespoň pro velké střídání D , kdy dojde k ustálení parametrů plazmatu během pulzu. Že je tento předpoklad opodstatněný je vidět na obr. 4.42, kde je vyneseno součin hustoty iontového proudu na konci pulzu a střídání $j_{i,a0} D$ určený z průběhů na obr. 4.40. Z obrázku je vidět, že pro střídání $D > 30\%$ zhruba platí vztah 4.7, kdy je za $j_{i,DC}$ brána velikost j_i určená pro DC výboj za stejných podmínek. Tato hodnota je v grafu vynesena pro $D = 1$ a vyznačena přerušovanou čarou.

Z rovnic (4.5)–(4.7) lze získat vztah pro střední hustotu iontového proudu



Obrázek 4.42: Součin hustoty iontového proudu na konci pulzu a střídání, určený z průběhů j_i na obr. 4.40. Přerušovanou čarou jsou vyznačeny hodnoty $j_{i,DC}$, určené při $D = 1$.

Tabulka 4.2: Experimentálně určené parametry pro výpočet $\langle j_i \rangle$ podle vztahu 4.9 pro pulzní DC tryskový výboj v argonu a ve směsi Ar/O₂ za zkoumaných podmínek.

	$j_{i,DC}$ [mA·cm ⁻¹]	τ_r [μ s]	T_m [μ s]
Ar	4,5	80	400
Ar/O ₂	4,6	90	400

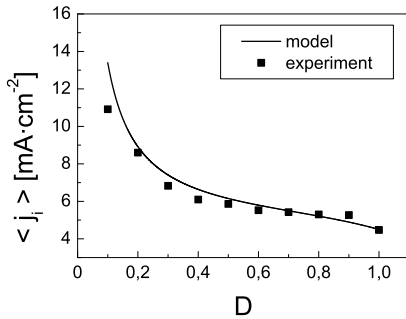
pro uvedený model průběhu j_i :

$$\langle j_i \rangle = j_{i,DC} + \frac{j_{i,DC}}{D} \frac{\tau_r}{T_m} \left[1 - \exp \left(-\frac{T_m - T_m D}{\tau_r} \right) \right]. \quad (4.9)$$

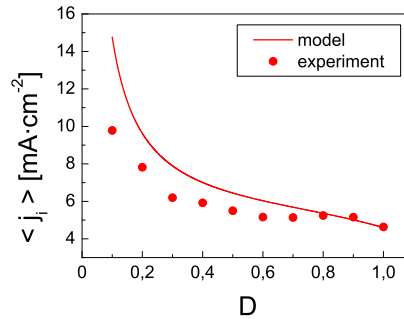
Nezávislou proměnnou v rovnici (4.9) je velikost střídy D , ostatní veličiny na pravé straně rovnice jsou parametry modelu. Tyto parametry, určené experimentálně, jsou pro výboj v argonu a ve směsi Ar/O₂ shrnuty v tabulce 4.2. Za parametr $j_{i,DC}$ byla brána hustota iontového proudu j_i v případě DC výboje za stejných podmínek. Časová konstanta τ_r byla pro daný pracovní plyn určena jako průměr hodnot časových konstant určených pro jednotlivé střídy D z poklesu j_i po skončení pulzu. Tento pokles nebyl pro všechna D přesně lineární v semilogaritmickém měřítku po celou dobu trvání pauzy mezi pulzy, tj. úplně neodpovídal rovnici (4.6). Dal se ale dobře lineárně aproximovat v semilogaritmickém měřítku v časech $\tau = (50 \div 100) \mu$ s po ukončení pulzu, kde byly vzaty časové konstanty τ_r , z nichž byly vypočteny průměrné hodnoty uvedené v tabulce 4.2.

Srovnání závislosti střední hodnoty hustoty iontového proudu na střídě vypočtené podle vztahu (4.9) a získané experimentálně je na obr. 4.43. Z tohoto srovnání je vidět, že navržený model kvalitativně odpovídá experimentálně získaným datům. Velmi dobrá kvantitativní shoda modelu s experimentem pro výboj v argonu je spíše náhodná vzhledem k hrubým předpokladům modelu. Z podobnosti tvaru závislosti $\langle j_i \rangle$ na D určené experimentálně a vypočtené podle modelového vztahu (4.9) lze odvodit, že za nárůst $\langle j_i \rangle$ s klesající střídou pulzního buzení výboje D je zodpovědný především proud iontů na substrát z rozpadajícího se plazmatu po skončení pulzu DC napětí na trysce, tj. druhý člen na pravé straně rovnice (4.5).

Průběhy hustoty proudu kladných iontů na elektrodu — substrát s pulzním DC buzením o frekvenci 50 kHz a s napětím během pulzu $V_{s,DC} \leq -50$ určené pro pulzní DC tryskový výboj ve směsi Ar/O₂ pro různé frekvence buzení výboje f_v a střídu $D = 10\%$ jsou zobrazeny na obr. 4.44 a stejné průběhy pro střídu $D = 50\%$ jsou zobrazeny na obr. 4.45.



(a) Výboj v Ar.



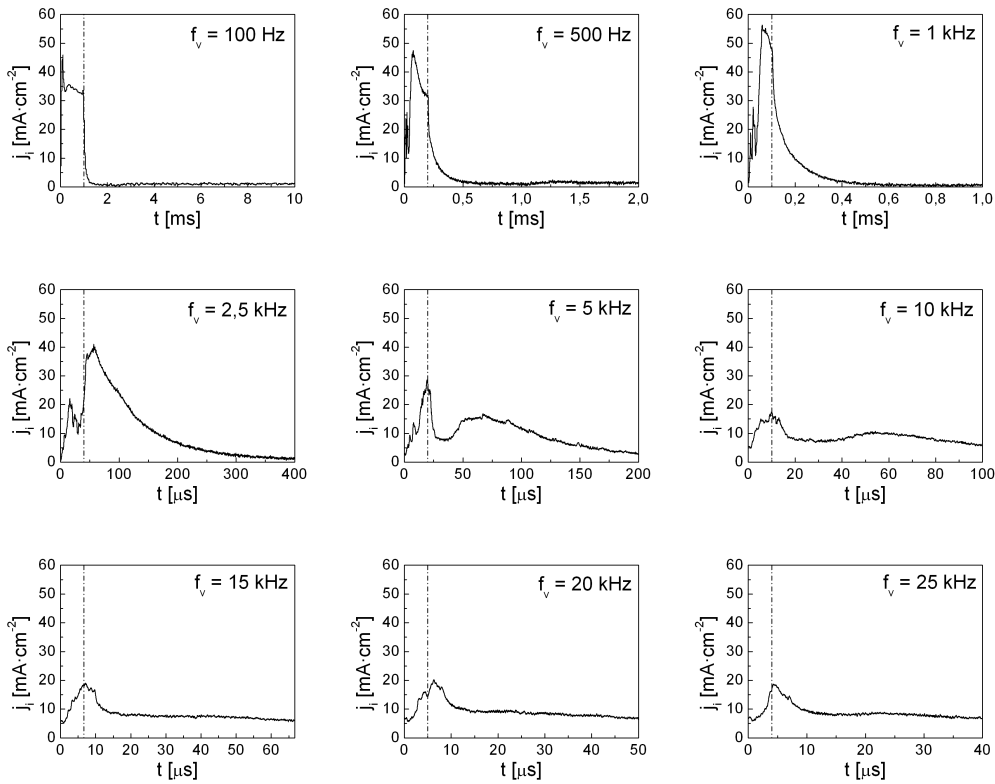
(b) Výboj v Ar/O₂.

Obrázek 4.43: Závislost střední hustoty iontového proudu na D střídě vypočtená podle modelového vztahu (4.9) a určená experimentálně.

Z průběhů j_i na obr. 4.44 a 4.45 je vidět, že velikost j_i začíná růst směrem k ustálené hodnotě přibližně po $(40 \div 50) \mu\text{s}$ od začátku pulzu pro frekvence buzení $f_v \leq 10 \text{ kHz}$. Zvláště patrné je to např. pro $f_v = 10 \text{ kHz}$ na obr. 4.45, kdy nárůst j_i probíhá až po ukončení pulzu DC napětí na trysce, jenž trvá právě $50 \mu\text{s}$. Tento posun byl diskutován výše a lze jej vysvětlit pomocí konečné rychlosti šíření hustého plazmatu vzniklého efektem duté katody směrem od trysky.

S rostoucí frekvencí buzení výboje f_v dochází k přechodu průběhu j_i od průběhu pro $f_v < 10 \text{ kHz}$ s ohraničenou oblastí větší velikosti j_i během pulzu k průběhu pro $f_v > 10 \text{ kHz}$ s přibližně konstantní velikostí j_i , odpovídajícímu spíše stejnosměrnému buzení výboje. Tento jev souvisí pravděpodobně s časovou konstantou poklesu j_i , která je pro výboj ve směsi Ar/O₂ zhruba $90 \mu\text{s}$, viz tabulka 4.2, tj. je pro frekvence $f_v > 10 \text{ kHz}$ větší než perioda buzení výboje. Hustota iontového proudu tedy již pro tyto frekvence nestihne mezi jednotlivými pulzy DC napětí na trysce významně poklesnout a ustálí se na určité rovnovážné hodnotě.

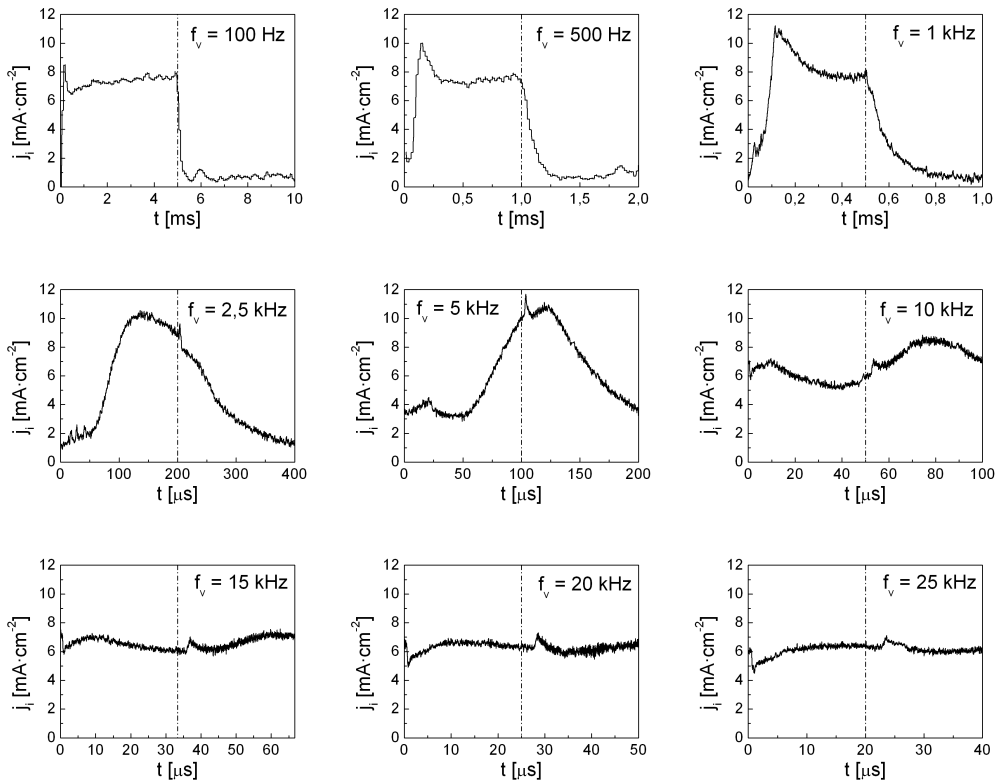
Na průběhu j_i pro vyšší frekvence je patrné lokální minimum v čase přibližně $1 \mu\text{s}$ po začátku pulzu, především na obr. 4.45 pro $f_v > 10 \text{ kHz}$. Přítomnost tohoto lokálního minima lze vysvětlit dopadem svazku rychlých elektronů generovaného pohybující se oblastí prostorového náboje při přivedení pulzu záporného napětí na trysce. Takovýto svazek rychlých elektronů je navržen jako vysvětlení jevů pozorovaných v pulzních magnetronech a diskutovaných v přehledové práci [30]. V měřeních diskutovaných v práci [30] se svazek elektronů projevuje jako lokální maxima hustoty a teploty elektronů ve stejném čase $1 \mu\text{s}$ po začátku pulzu, jako je pozorováno lokální minimum j_i v tomto případě. Svazek rychlých elektronů vzniklý při prudké změně napětí



Obrázek 4.44: Časové průběhy hustoty iontového proudu na elektrodu s pulzním DC buzením o frekvenci 50 kHz a s napětím během pulzu $V_{s,DC} \leq -50$. Pulzní DC tryskový výboj ve směsi Ar/O₂ se střídou $D = 10\%$ a různou opakovací frekvencí buzení f_v . Střední výbojový proud $\langle I_v \rangle = 500$ mA. Začátky pulzů DC napětí na trysce jsou v $t = 0$ s, konce pulzů jsou vyznačeny čerchovanou čarou.

na trysce by se od ní šířil mnohem větší rychlostí než plazma vzniklé efektem duté katody, což by vysvětlovalo, že není pozorován se zpožděním ($40 \div 50$) μs jako ostatní průběh j_i . Zároveň by měl dostatečnou energii pro překonání potenciálové bariéry na vrstvě prostorového náboje okolo měřicí elektrody.

Lokální maximum j_i v přechodové oblasti v časech $t = (0 \div 50)$ μs po začátku pulzu lze pak vysvětlit krátkodobým zesílením pomocného RF výboje, jak bylo diskutováno v oddílu 4.2.3 pro odpovídající lokální maxima hustoty a teploty elektronů změřená ve stejném čase po začátku pulzu. Na obr. 4.45 lze také pozorovat lokální maxima j_i v čase přibližně 4 μs po ukončení pulzu. Tato lokální maxima pravděpodobně souvisejí se změnou napětí na trysce po ukončení pulzu podobně, jako tomu bylo v případě lokálních minim v čase přibližně 1 μs po začátku pulzu; v práci [30] byla

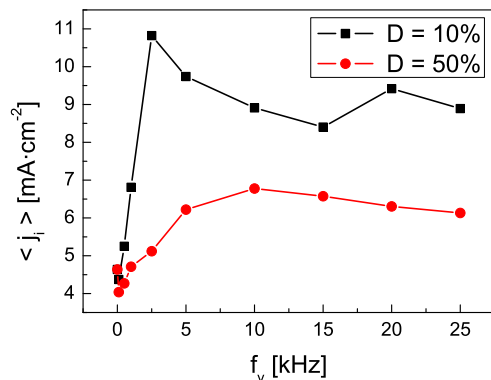


Obrázek 4.45: Časové průběhy hustoty iontového proudu na elektrodu s pulzním DC buzením o frekvenci 50 kHz a s napětím během pulzu $V_{s,DC} \leq -50$ V. Pulzní DC tryskový výboj ve směsi Ar/O₂ se střídou $D = 50\%$ a různou opakovací frekvencí buzení f_v . Střední výbojový proud $\langle I_v \rangle = 500$ mA. Začátky pulzů DC napětí na trysce jsou v $t = 0$ s, konce pulzů jsou vyznačeny čerchovanou čarou.

pozorována a diskutována lokální maxima parametrů plazmatu i po skončení pulzu DC napětí v pulzně buzených magnetronech, jejich příčina tam však již není tak dobře doložena jako u lokálních maxim parametrů plazmatu po začátku pulzu, vysvětlovaných svazkem rychlých elektronů.

Střední hodnota hustoty iontového proudu určená integrací průběhů j_i zobrazených na obr. 4.44 a 4.45 je vynesena na obr. 4.46. Střední hustota $\langle j_i \rangle$ zpočátku roste s rostoucí frekvencí buzení výboje, pro určitou frekvenci f_v dosahuje maxima a poté je přibližně konstantní až mírně klesá s dalším zvyšováním f_v . Maximum $\langle j_i \rangle$ nastává při $f_v = 2,5$ kHz pro střídu $D = 10\%$ a při $f_v = 10$ kHz pro střídu $D = 50\%$.

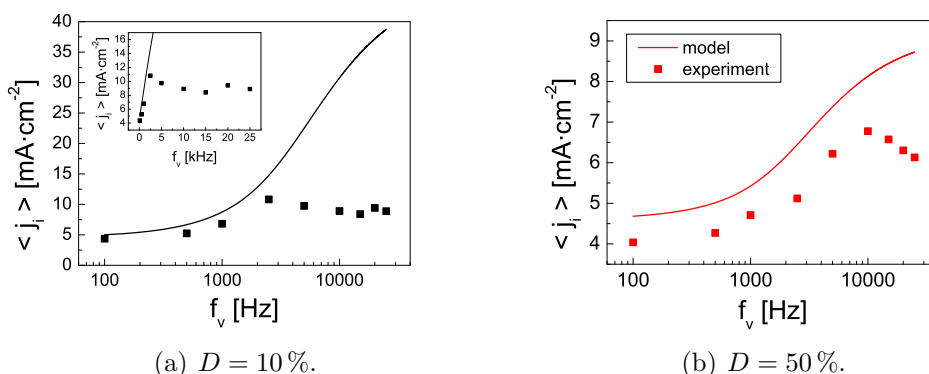
Závislost $\langle j_i \rangle$ na f_v opět nelze vysvětlit závislostí středního výkonu přiváděného na trysku $\langle P_v \rangle$ na f_v ; určitý nárůst středního výkonu s f_v byl sice



Obrázek 4.46: Střední hustota iontového proudu na elektrodu s pulzním DC buzením o frekvenci 50 kHz a s napětím během pulzu $V_{s,DC} \leq -50$ V. Pulzní DC tryskový výboj ve směsi Ar/O₂ se střídou $D = 10\%$ a $D = 50\%$ a s různou opakovací frekvencí f_v . Střední výbojový proud $\langle I_v \rangle = 500$ mA. $f_v = 0$ Hz odpovídá DC výboji.

při $D = 10\%$ pozorován, ale procentuálně neodpovídá velikosti nárůstu $\langle j_i \rangle$, a navíc při pulzním DC buzení s $D = 50\%$ byl $\langle P_v \rangle$ prakticky konstantní, srovnej obr. 4.37 a 4.46. Pro vysvětlení závislostí na obr. 4.46 lze opět použít model popsaný vztahem (4.9).

Srovnání středních hustot iontového proudu určených experimentálně pro různé frekvence buzení výboje a získaných ze vztahu (4.9) je na obr. 4.47. Pro výpočet průběhu $\langle j_i \rangle$ podle vztahu (4.9) byly použity hodnoty $j_{i,DC}$ a τ_r pro směs Ar/O₂ uvedené v tabulce 4.2, střída D byla parametrem s příslušnou



Obrázek 4.47: Závislost střední hustoty iontového proudu na frekvenci buzení výboje vypočtená podle modelového vztahu (4.9) a určená experimentálně.

velikostí (0,1 nebo 0,5), nezávislou proměnnou byla perioda modulace výboje $T_m = \frac{1}{f_v}$.

Z obr. 4.47 je vidět, že se model kvalitativně shodoval s naměřenými hodnotami $\langle j_i \rangle$ v oblasti, kde $\langle j_i \rangle$ určená experimentálně rostla, tj. pro $f_v \leq 2,5$ kHz pro střihu $D = 10\%$ a pro $f_v \leq 10$ kHz pro střihu $D = 50\%$. Pro vyšší než uvedené frekvence buzení výboje dochází k přechodu od pulzního charakteru časového průběhu j_i k charakteru odpovídajícímu spíše stejnosměrnému výboji, viz obr. 4.44 a 4.45. Navrhovaný model lze tedy pro popis chování $\langle j_i \rangle$ použít jen v případě, kdy je na časovém průběhu j_i zřetelně oddělená oblast pulzu a pauzy, což se dá očekávat vzhledem k charakteru modelu, ve kterém je $\langle j_i \rangle$ tvořeno ze dvou příspěvků časově odpovídajících pulzu a pauze.

Za počáteční nárůst $\langle j_i \rangle$ s f_v při konstantní střídě D je opět zodpovědný druhý člen na pravé straně rovnice (4.9), tj. příspěvek k $\langle j_i \rangle$ od dohasínajícího výboje během pauzy mezi pulzy záporného DC napětí na trysce.

Kapitola 5

Závěr

V předkládané práci byly studovány parametry plazmatu v místě substrátu v plazmatických tryskových systémech s efektem duté katody určených pro depozice tenkých vrstev $\text{Ba}_x\text{Sr}_{(1-x)}\text{TiO}_3$ a TiO_x . V práci byly také implementovány a porovnány různé metody určení hustoty proudu kladných iontů z plazmatu na substrát použitelné při depozicích dielektrických tenkých vrstev.

V pulzním RF tryskovém výboji pro depozice vrstev $\text{Ba}_x\text{Sr}_{(1-x)}\text{TiO}_3$ byly pomocí metody langmuirovské sondy určeny parametry plazmatu jak v konfiguraci s jednou tryskou tvořenou ze dvou částí, tak v konfiguraci se dvěma samostatnými tryskami. Bylo zjištěno, že jsou hustota a efektivní teplota elektronů v místě substrátu během pulzů RF napětí v obou konfiguracích za daných vnějších podmínek přibližně stejné: $n_e \approx 3 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$, $T_{e,\text{eff}} \approx 5 \text{ eV}$; v konfiguraci se dvěma tryskami mají n_e a $T_{e,\text{eff}}$ uvedenou velikost během pulzů na obou tryskách. Parametry plazmatu jsou během pulzů pro časy $t \geq 100 \mu\text{s}$ po jejich začátku přibližně konstantní, ustálené; změny parametrů plazmatu se v uvedených případech odehrávají v čase $t < 100 \mu\text{s}$ po začátku pulzů, kdy parametry plazmatu nebyly měřeny, a tento časový interval je krátký ve srovnání s celkovou délkou pulzů. Na skutečnosti, že jsou v systému se dvěma tryskami během pulzů na jednotlivých tryskách parametry plazmatu přibližně stejné a ustálené, byla založena metoda depozice vrstev BSTO s poměrem atomů barya a stroncia ovlivnitelným poměrem dob trvání pulzů na jednotlivých tryskách [C1]. Parametry plazmatu v místě substrátu jsou při této metodě stále stejné, což umožňuje studium vlastností vrstev BSTO s proměnným chemickým složením připravených za stejných depozičních podmínek, jež mohou vlastnosti vrstev ovlivnit.

V rozpadajícím se plazmatu po skončení pulzů RF napětí je na EEPF přebytek rychlých elektronů, čemuž odpovídá poměrně vysoká efektivní teplota elektronů: $T_{e,\text{eff}} = (1 \div 2) \text{ eV}$. Tento jev může být způsoben přítomností

metastabilních atomů argonu, které přispívají k ohřevu elektronů.

Z porovnání poklesu n_e v dohasínajícím výboji pro systém s jednou tryskou a systém se dvěma tryskami lze usuzovat, že přítomnost uzemněného vodivého krytu u ústí trysky ovlivňuje rychlost rozpadu plazmatu. Toto ovlivnění lze vysvětlit efektivním zkrácením vzdálenosti středu plazmatu od uzemněných ploch, ke kterým se nabitě částice dostávají ambipolární difúzí a na kterých plazma zaniká rekombinací. Rychlost rozpadu plazmatu po skončení výbojového pulzu je důležitý parametr ovlivňující např. střední proud kladných iontů na substrát, jak bylo v rámci práce ukázáno a bude ještě uvedeno níže.

Výsledky studia parametrů plazmatu v tryskovém systému pro depozice vrstev BSTO s jednou tryskou byly publikovány v pracích [A1, B1, B2] a v tryskovém systému se dvěma tryskami v pracích [A2–A4, B3–B5].

V tryskovém systému pro depozice vrstev TiO_x byly parametry plazmatu studovány v místě substrátu pro různé typy buzení výboje: DC buzení, pulzně spínané DC buzení, RF buzení a pulzně modulované RF buzení. Srovnání parametrů plazmatu určených pomocí metody langmuirovské sondy, typických pro jednotlivé typy buzení je v tabulce 4.1. Rozdělovací funkce elektronů podle energie je za zkoumaných podmínek bimaxwellovská při DC buzení, přibližně maxwellovská během pulzu při pulzním DC buzení a odpovídající zhruba druyvesteynovskému rozdělení při RF a pulzním RF buzení. Možným vysvětlením rozdílného tvaru EEPF pro DC a pulzní DC buzení je přítomnost pomocného RF buzení přiváděného na trysku spolu s pulzním DC buzením; pomocné RF buzení zvedá teplotu elektronů a může tak kompenzovat ztráty jejich energie způsobené nepružnými srážkami elektronů s neutrálními atomy, které vedou k bimaxwellovskému tvaru EEPF ve výbojích v argonu. Druyvesteynovské rozdělení elektronů podle energie pro RF a pulzní RF buzení znamená, že za daných podmínek převažuje ohmický ohřev elektronů v objemu plazmatu nad stochastickým ohřevem na vrstvě prostorového náboje okolo trysky.

Hustota elektronů je za zkoumaných podmínek výrazně vyšší při DC buzení než během pulzu při pulzním DC buzení výboje, ačkoliv okamžitý výbojový proud je vyšší v druhém případě. To je vysvětlováno nárůstem počtu elektronů díky ionizaci rozprášených atomů titanu; hustota atomů titanu byla při DC buzení vyšší, což bylo pozorováno jako vyšší intenzita jejich emisních čar. Tryska je při DC buzení za uvedených podmínek rozžhavená a vyšší hustota atomů titanu může být způsobena jejich vypařováním z povrchu trysky; při pulzním DC buzení tryska rozžhavená není. Při požadavku co nejvyšší rychlosti depozice vrstev je nejvhodnější použít DC buzení tryskového výboje, kdy je hustota elektronů a hustota rozprášených atomů titanu nejvyšší. Zároveň ale může vysoká teplota trysky při DC buzení vést

k nežádoucí tepelné zátěži substrátu a uvolňování mikroskopických kapek materiálu trysky, které po dopadu na substrát mohou zhoršovat kvalitu deponované vrstvy. V případě depozic vrstev na teplotně citlivé substráty lze použít jeden z ostatních typů buzení, pro něž jsou hustota a teplota elektronů zhruba srovnatelné. Pulzní DC buzení se výrazně liší od RF a pulzního RF buzení pouze hodnotou potenciálu plazmatu: během pulzu při pulzním DC buzení je potenciál plazmatu v místě substrátu záporný (až -10 V za určitých podmínek), zatímco při RF a pulzním RF buzení je kladný (≈ 30 V). Pokud je tedy držák se substrátem držen na určitém záporném potenciálu vůči plazmatu, liší se energie kladných iontů dopadajících na rostoucí vrstvu při použití pulzního DC buzení a vysokofrekvenčních typů buzení výboje, což může vést k vrstvám s různou kvalitou nebo různými vlastnostmi.

Parametry plazmatu při různých druzích buzení tryskového výboje v systému pro depozice vrstev TiO_x jsou porovnávány v pracích [A5, B6].

Při pulzním DC a pulzním RF buzení výboje byl studován časový vývoj parametrů plazmatu v místě substrátu. V obou případech se po počáteční přechodové fázi trvající určitou dobu po začátku pulzu ustálí hustota a teplota elektronů na určitých hodnotách, které se dále během pulzu už nemění. Po ukončení pulzu se v obou případech plazma rozpadá ambipolární difúzí na stěny vakuové komory, čemuž odpovídá přibližně lineární pokles hustoty elektronů v semilogaritmickém měřítku.

Při pulzním RF buzení výboje v argonu roste hustota elektronů v místě substrátu $300 \mu\text{s}$ po začátku pulzu RF napětí na trysce. Zároveň dojde v rozmezí časů ($250 \div 300$) μs po začátku pulzu ke skokové změně efektivní teploty elektronů. Tyto jevy lze vysvětlit změnou režimu výboje: na začátku pulzu může být nejdříve zapálen výboj s impedancí, na kterou není přizpůsoben generátor RF napětí, a tento výboj může po určité době skokově přejít díky postupně se zvyšující hustotě elektronů do druhého režimu, který je charakterizován jinou efektivní teplotou elektronů a na který je již generátor RF napětí přizpůsoben. Tuto hypotézu podporuje časový vývoj RF výkonu přiváděného na trysku.

Při pulzním DC buzení výboje je možno časový vývoj parametrů plazmatu v místě substrátu kvalitativně rozdělit do čtyř oblastí: přechodové oblasti po začátku pulzu, oblasti ustálených parametrů plazmatu během pulzu, přechodové oblasti po ukončení pulzu a oblasti ustálených parametrů plazmatu během pauzy mezi pulzy. Poslední oblast je specifická pro pulzní DC buzení tryskového výboje v kombinaci s kontinuálním pomocným RF buzením; parametry plazmatu v ní mají ustálené hodnoty odpovídající pomocnému RF buzení. V obou přechodových oblastech, jak po začátku, tak po skončení pulzu, bylo pozorováno lokální maximum hustoty elektronů. Jejich přítomnost může být způsobena svazkem rychlých elektronů generovaným

pohybující se vrstvou prostorového náboje, jenž je navrhován jako vysvětlení podobných jevů pozorovaných v pulzních DC magnetronech. Jiným možným vysvětlením je dočasné zesílení pomocného RF výboje přivedením záporného DC napětí po začátku pulzu a změnou impedance plazmatu po skončení pulzu. Druhou hypotézu podporuje časový průběh amplitudy pomocného RF napětí změřený na trysce. Z průběhů parametrů plazmatu změřených při pulzním DC buzení ve dvou vzdálenostech od trysky byla odhadnuta rychlost šíření hustého plazmatu vznikajícího efektem duté katody směrem od trysky na $v_p \approx 800 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

Při pulzním DC a pulzním RF buzení byly porovnány parametry plazmatu pro výboj v čistém argonu a ve směsi argonu s molekulárním kyslíkem za jinak stejných vnějších podmínek. Přítomnost kyslíku ve výboji vede k nižší hustotě a vyšší teplotě elektronů. Nižší hustotu elektronů ve směsi Ar/O₂ je možné vysvětlit tvorbou záporných iontů kyslíku, vyšší teplotu elektronů pak oxidací trysky a snížením rozprašování atomů titanu, které odebírají energii elektronům v nepružných srážkách, a také ohřevem elektronů energií o velikosti elektronové afinity, která se uvolňuje při vzniku negativního iontu kyslíku.

Parametry plazmatu v pulzním RF tryskovém výboji byly diskutovány v pracích [A5, B6], parametry plazmatu v pulzním DC tryskovém výboji byly podrobněji studovány v pracích [A4, B7].

V rámci disertační práce byly implementovány dvě různé metody určování proudu kladných iontů na vysokofrekvenčně buzenou elektrodu — substrát při depozicích dielektrických tenkých vrstev. Pro srovnání byl iontový proud měřen také při pulzně spínaném stejnosměrném buzení elektrody. Velikosti hustoty proudu kladných iontů na vysokofrekvenčně buzený substrát určené metodou pulzní modulace RF napětí jsou v rámci chyby měření shodné s velikostmi určenými při pulzním DC buzení substrátu při stejném stejnosměrném napětí substrátu vůči plazmatu. Velikosti j_i určené metodou proudu v minimu napětí při RF buzení substrátu jsou s velikostmi určenými při pulzním DC buzení substrátu přibližně shodné ve vysokofrekvenčně buzeném výboji, avšak ve stejnosměrně buzeném výboji jsou systematicky vyšší a výrazně rostou s frekvencí buzení substrátu. Z provedených měření vyplývá, že je tato neshoda pozorovaná v DC výboji pravděpodobně způsobena ovlivněním plazmatu okolo substrátu přítomností RF napětí na substrátu a že se toto ovlivnění projevuje nejspíše ohřevem elektronů, které mají v DC výboji řádově nižší teplotu než v RF výboji. Protože teplota elektronů relaxuje po skončení RF buzení substrátu velmi rychle, není naměřena vyšší velikost j_i po skončení pulzu metodou pulzní modulace RF napětí. Metoda proudu v minimu napětí je tedy vhodnější pro určení proudu kladných iontů na vysokofrekvenčně buzený substrát při depozicích dielektrických vrstev, protože

udává iontový proud během přítomnosti RF napětí na substrátu a zachycuje tak oproti metodě pulzní modulace i případné ovlivnění plazmatu v okolí substrátu. Další výhodou metody proudu v minimu napětí je, že ji lze na rozdíl od metody pulzní modulace použít i při pulzním DC buzení výboje.

Hustota iontového proudu na substrát byla určena v tryskovém systému pro depozice vrstev TiO_x za přítomnosti pomocného magnetického pole u výstupu trysky i bez něj. Bez přítomnosti magnetického pole je j_i zhruba desetkrát vyšší, než když je magnetické pole, jež omezuje pohyb nabitých částic směrem od trysky, přítomno.

Podrobné výsledky porovnávání různých metod určování proudu kladných iontů na substrát jsou uvedeny v pracích [A6, B8–B13].

V pulzním DC výboji byl studován časový průběh iontového proudu na substrát. Pro určení časového vývoje j_i bylo použito pulzního DC buzení substrátu s frekvencí spínání větší, než byla frekvence spínání výboje. Byla navržena a použita metoda, při níž je průběh iontového proudu na pulzně DC buzený substrát v pulzně DC buzeném výboji určován z proudu substrátem změřeného pro několik následujících period buzení výboje.

Časový průběh j_i byl studován pro různé střídy a frekvence buzení výboje. Kvalitativně odpovídá průběh j_i průběhu hustoty elektronů změřené pomocí langmuirovské sondy. V přechodové oblasti po začátku pulzu DC napětí na trysce lze pro určité frekvence a střídy buzení výboje pozorovat lokální maximum j_i . Toto lokální maximum je pozorováno, pokud je frekvence dostatečně nízká a doba pulzu dostatečně krátká, aby došlo během pauzy po skončení pulzu k výraznému poklesu j_i , tj. pokud hustota plazmatu dostatečně poklesne před příchodem dalšího pulzu. Při vyšších frekvencích, tj. při větším časovém rozlišení, byly dále na průběhu j_i pozorovány lokální minimum v čase $t \approx 1 \mu\text{s}$ po začátku pulzu a lokální maximum v čase $\tau \approx 4 \mu\text{s}$ po jeho skončení. Lokální minimum časově odpovídá svazku rychlých elektronů, jenž byl pozorován v jiných pracích při pulzním DC buzení magnetronového výboje a jehož vznik je dáván do souvislosti s pohybující se vrstvou prostorového náboje okolo katody, na níž je v krátkém čase přivedeno velké záporné DC napětí. I lokální maximum j_i po skončení pulzu je pravděpodobně způsobeno přechodovými jevy v plazmatu při rychlé změně napětí na trysce. Průběh j_i je celkově posunut v čase přibližně o $50 \mu\text{s}$. Tento posun lze vysvětlit konečnou rychlostí šíření hustého plazmatu vznikajícího efektem duté katody směrem od trysky podobně, jako byl vysvětlován časový posun průběhů parametrů plazmatu změřených pomocí langmuirovské sondy ve dvou vzdálenostech od trysky. Na základě znalosti vzdálenosti místa měření od trysky lze odhadnout rychlost tohoto šíření na $v_p \approx 600 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, což je hodnota srovnatelná s hodnotou určenou ze sondových měření.

Integrací průběhů j_i přes celou periodu buzení výboje byly určeny střední

hodnoty $\langle j_i \rangle$. Velikost $\langle j_i \rangle$ roste s klesající střídou a rostoucí frekvencí buzení výboje pro frekvence a střídy takové, že lze na průběhu j_i rozlišit oblast pulzu a oblast pauzy mezi pulzy. Pro vysvětlení těchto závislostí byl navržen teoretický model, který rozděluje $\langle j_i \rangle$ na dvě části. První část odpovídá příspěvku průběhu j_i během pulzu a druhá příspěvku průběhu j_i během pauzy k $\langle j_i \rangle$. Příspěvek během pulzu je předpokládán úměrný střednímu výbojovému proudu, tzn. že je konstantní v případě prezentovaných měření. Druhý příspěvek je předpokládán ve tvaru exponenciálního poklesu v čase. Navržený model se kvalitativně dobře shoduje s naměřenou závislostí $\langle j_i \rangle$ na střídě a frekvenci buzení výboje. Z toho lze odvodit, že za nárůst $\langle j_i \rangle$ s klesající velikostí střídy a rostoucí frekvencí buzení je zodpovědný proud kladných iontů na substrát ve fázi rozpadajícího se plazmatu po skončení pulzu DC napětí na trysce, přičemž klíčovým parametrem je časová konstanta rozpadu plazmatu.

Výsledky studia proudu kladných iontů na substrát v pulzním DC tryskovém systému byly zaslány k publikaci v práci [A7].

Literatura

- [1] Ellmer K., *Low Temperature Plasmas. Fundamentals, Technologies, and Techniques* (ed. Hippler R., Kersten H., Schmidt M., Schoenbach K. H.), Wiley-VCH, Weinheim (2007), str. 675–714.
- [2] Kelly P. J., Arnell R. D., *Vacuum* **56** (2000), 159–172.
- [3] Bárdoš L., Berg S., *Surf. Coat. Tech.* **54–55** (1992), 91–95.
- [4] Hubička Z., *Low Temperature Plasmas. Fundamentals, Technologies, and Techniques* (ed. Hippler R., Kersten H., Schmidt M., Schoenbach K. H.), Wiley-VCH, Weinheim (2007), str. 715–737.
- [5] Kraus L., Chayka O., Touš J., Fendrych F., Pirola K. R., Šícha M., Jastrabík L., *J. Magn. Magn. Mater.* **226–230** (2001), 669–670.
- [6] Bárdoš L., Berg S., Baránková H., *J. Vac. Sci. Technol. A* **11** (1993), 1486–1490.
- [7] Soukup L., Šícha M., Fendrych F., Jastrabík L., Hubička Z., Chvostová D., Šíchová H., Valvoda V., Tarasenko A., Studnička V., Wagner T., Novák M., *Surf. Coat. Tech.* **116–119** (1999), 321–326.
- [8] Hubička Z., Šícha M., Pajasová L., Soukup L., Jastrabík L., Chvostová D., Wagner T., *Surf. Coat. Tech.* **142–144** (2001), 681–687.
- [9] Čada M., Hubička Z., Adámek P., Ptáček P., Šíchová H., Šícha M., Jastrabík L., *Surf. Coat. Tech.* **174–175** (2003), 627–631.
- [10] Hubička Z., Čada M., Jakubec I., Bludská J., Málková Z., Trunda B., Ptáček P., Přidal J., Jastrabík L., *Surf. Coat. Tech.* **174–175** (2003), 632–637.
- [11] Hubička Z., Čada M., Adámek P., Virostko P., Olejníček J., Deyneka A., Jastrabík L., Jurek K., Suchaneck G., Guenther M., Gerlach G., Boháč P., *Surf. Coat. Tech.* **200** (2005), 940–946.

- [12] Demidov V. I., Ratynskaia S. V., Rypdal K., *Rev. Sci. Instrum.* **73** (2002), 3409–3439.
- [13] Pfau S., Tichý M., *Low Temperature Plasmas. Fundamentals, Technologies, and Techniques* (ed. Hippler R., Kersten H., Schmidt M., Schönbach K. H.), Wiley-VCH, Weinheim (2007), str. 175–214.
- [14] Hubička Z., Čada M., Potůček Z., Ptáček P., Šíchová H., Málková Z., Jastrabík L., Trunda B., *Thin Solid Films* **447–448** (2004), 656–662.
- [15] Kirchoefer S. W., Cukauskas E. J., Barker N. S., Newman H. S., Chang W., *Appl. Phys. Lett.* **80** (2002), 1255–1257.
- [16] Pervez N. K., Hansen P. J., York R. A., *Appl. Phys. Lett.* **85** (2004), 4451–4453.
- [17] Grätzel M., *Nature* **414** (2001), 338–344.
- [18] Hashimoto K., Irie H., Fujishima A., *Jpn. J. Appl. Phys.* **44** (2005), 8269–8285.
- [19] Olejníček J., *Disertační práce*, Univerzita Karlova v Praze (2006).
- [20] Musil J., Kadlec S., *Vacuum* **40** (1990), 435–444.
- [21] Phinichka N., Chandra R., Barber Z. H., *J. Vac. Sci. Technol. A* **22** (2004), 477–481.
- [22] Olaya J. J., Wei G., Rodil S. E., Muhl S., Bhushan B., *Vacuum* **81** (2007), 610–618.
- [23] Woodworth J. R., Abraham I. C., Riley M. E., Miller P. A., Hamilton T. W., Aragon B. P., Shul R. J., Willison C. G., *J. Vac. Sci. Technol. A* **20** (2002), 873–886.
- [24] Hayden C., Gahan D., Hopkins M. B., *Plasma Sources Sci. T.* **18** (2009), 025018.
- [25] Sobolewski M. A., *Appl. Phys. Lett.* **72** (1998), 1146–1148.
- [26] Braithwaite N. S. J., Booth J. P., Cunge G., *Plasma Sources Sci. T.* **5** (1996), 677–684.
- [27] Sobolewski M. A., Wang Y., Goyette A., *J. Appl. Phys.* **91** (2002), 6303–6314.

- [28] Sobolewski M. A., *J. Appl. Phys.* **95** (2004), 4593–4604.
- [29] Vlček J., Pajdarová A. D., Musil J., *Contrib. Plasm. Phys.* **44** (2004), 426–436.
- [30] Bradley J. W., Welzel T., *J. Phys. D Appl. Phys.* **42** (2009), 093001.
- [31] Mott-Smith H. M., Langmuir I., *Phys. Rev.* **28** (1926), 727–763.
- [32] Chen F. F., *Úvod do fyziky plazmatu*, Academia, Praha (1984).
- [33] Nuhn B., Peter G., *Proceedings of the XIIIth International Conference on Phenomena in Ionized Gases* (ed. Bachmann P., Kastelewicz H.), Berlin (1977), str. 97–98.
- [34] Druyvesteyn M. J., *Z. Phys.* **64** (1930), 781–798.
- [35] Kudrna P., *Disertační práce*, Univerzita Karlova v Praze (1997).
- [36] Godyak V. A., Piejak R. B., *J. Appl. Phys.* **68** (1990), 3157–3162.
- [37] Sobolewski M. A., *IEEE T. Plasma Sci.* **23** (1995), 1006–1022.
- [38] Sobolewski M. A., *Phys. Rev. E* **62** (2000), 8540–8553.
- [39] Sobolewski M. A., *J. Appl. Phys.* **90** (2001), 2660–2671.
- [40] Miller P. A., Riley M. E., *J. Appl. Phys.* **82** (1997), 3689–3709.
- [41] Dai Z.-L., Wang Y.-N., *Phys. Rev. E* **69** (2004), 036403.
- [42] Lei M.-H., Zhang Y., Ding W.-Y., Liu J.-Y., Wang X.-G., *Plasma Sci. Technol.* **8** (2006), 544–548.
- [43] Booth J. P., Braithwaite N. S. J., Goodyear A., Barroy P., *Rev. Sci. Instrum.* **71** (2000), 2722–2727.
- [44] Hargis P. J., Greenberg K. E., Miller P. A., Gerardo J. B., Torczynski J. R., Riley M. E., Hebner G. A., Roberts J. R., Olthoff J. K., Whetstone J. R., Van Brunt R. J., Sobolewski M. A., Anderson H. M., Splichal M. P., Mock J. L., Bletzinger P., Garscadden A., Gottscho R. A., Selwyn G., Dalvie M., Heidenreich J. E., Butterbauch J. W., Brake M. L., Passow M. L., Pender J., Lujan A., Elta M. E., Graves D. B., Sawin H. H., Kushner M. J., Verdeyen J. T., Horwath R., Turner T. R., *Rev. Sci. Instrum.* **65** (1994), 140–154.

- [45] Spiliopoulos N., Mataras D., Rapakoulias D. E., *J. Vac. Sci. Technol. A* **14** (1996), 2757–2765.
- [46] Sobolewski M. A., *J. Vac. Sci. Technol. A* **10** (1992), 3550–3562.
- [47] Bauer R. F., Penfield P., *IEEE T. Microw. Theory* **22** (1974), 282–288.
- [48] Butterbaugh J. W., Baston L. D., Sawin H. H., *J. Vac. Sci. Technol. A* **8** (1990), 916–923.
- [49] Butterbaugh J. W., Sawin H. H., *J. Vac. Sci. Technol. A* **10** (1992), 578–579.
- [50] Čada M., *Disertační práce*, Univerzita Karlova v Praze (2004).
- [51] Godyak V. A., Piejak R. B., Alexandrovich B. M., *Plasma Sources Sci. T.* **1** (1992), 36–58.
- [52] Dilecce G., Capitelli M., De Benedictis S., *J. Appl. Phys.* **69** (1991), 121–128.
- [53] Chatterton P. A., Rees J. A., Wu W. L., Al-Assadi K., *Vacuum* **42** (1991), 489–493.
- [54] Paranjpe A. P., McVittie J. P., Self S. A., *J. Appl. Phys.* **67** (1990), 6718–6727.
- [55] Adámek P., *Habilitační práce*, Technická univerzita v Liberci (2004).
- [56] Leonard S. L., *Plasma Diagnostic Techniques* (ed. Huddleston R. H., Leonard S. L.), Academic Press, New York (1965), str. 7–67.
- [57] Ramboz J. D., *IEEE T. Instrum. Meas.* **45** (1996), 511–515.
- [58] Hubička Z., Olejníček J., Čada M., Virostko P., Šíchová H., Deyneka A., Jastrabík L., Chvostová D., Šícha M., *Ferroelectrics* **317** (2005), 193–198.
- [59] Olejníček J., Hubička Z., Virostko P., Deyneka A., Jastrabík L., Chvostová D., Šíchová H., Pokorný J., *Integr. Ferroelectr.* **81** (2006), 227–237.
- [60] Hubička Z., Virostko P., Tichý M., Čada M., Adámek P., Olejníček J., Deyneka A., Churpita O., Valvoda V., Jastrabík L., *Contrib. Plasm. Phys.* **48** (2008), 515–520.

- [61] Ralchenko Y., Kramida A.E., Reader J., NIST ASD Team, *NIST Atomic Spectra Database (version 3.1.5)*, <http://physics.nist.gov/asd3> [17.02.2009] (2008).
- [62] Glosík J., Pavlík J., Šícha M., Tichý M., *Czech J. Phys.* **37** (1987), 188–193.
- [63] Rutscher A., *Low Temperature Plasmas. Fundamentals, Technologies, and Techniques* (ed. Hippler R., Kersten H., Schmidt M., Schoenbach K. H.), Wiley-VCH, Weinheim (2007), str. 1–14.
- [64] Passoth E., Behnke J. F., Csambal C., Tichý M., Kudrna P., Golubovskii Y. B., Porokhova I. A., *J. Phys. D Appl. Phys.* **32** (1999), 2655–2665.
- [65] Toader E. I., *Plasma Sources Sci. T.* **13** (2004), 646–653.
- [66] Hopkins M. B., Anderson C. A., Graham W. G., *Europhys. Lett.* **8** (1989), 141–145.
- [67] Virostko P., *Diplomová práce*, Univerzita Karlova v Praze (2004).
- [68] Lieberman M. A., Lichtenberg A. J., *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*, John Wiley and Sons, New York (1994).
- [69] Straňák V., Hubička Z., Adámek P., Blažek J., Tichý M., Špatenka P., Hippler R., Wrehde S., *Surf. Coat. Tech.* **201** (2006), 2512–2519.
- [70] Mráz S., Schneider J. M., *J. Appl. Phys.* **100** (2006), 023503.
- [71] Straňák V., Blažek J., Wrehde S., Adámek P., Hubička Z., Tichý M., Špatenka P., Hippler R., *Contrib. Plasm. Phys.* **48** (2008), 503–508.
- [72] Welzel T., Dunger T., Liebig B., Richter F., *New J. Phys.* **10** (2008), 123008.
- [73] Hubička Z., Pribil G., Soukup R. J., Ianno N. J., *Surf. Coat. Tech.* **160** (2002), 114–123.
- [74] Welzel T., Kleinhempel R., Dunger T., Richter F., *Plasma Process. Polym.* **6** (2009), *v tisku*, DOI: 10.1002/ppap.200930805.
- [75] Belkind A., Freilich A., Lopez J., Zhao Z., Zhu W., Becker K., *New J. Phys.* **7** (2005), 90.

- [76] Virostko P., Tichý M., Hubička Z., Čada M., Adánek P., *WDS'07 Proceedings of Contributed Papers: Part II - Physics of Plasmas and Ionized Media* (ed. Šafránková J., Pavlů J.), Matfyzpress, Praha (2007), str. 212–217.
- [77] Bohm D., Burhop E. S. H., Massey H. S. W., *The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields* (ed. Guthrie A., Wakerling R. K.), McGraw-Hill, New York (1949), str. 77–86.
- [78] Sobolewski M. A., Kim J.-H., *J. Appl. Phys.* **102** (2007), 113302.

Seznam publikací vztahujících se k disertační práci

Publikace v impaktovaných časopisech

- [A1] Hubička Z., Chichina M., Deyneka A., Kudrna P., Olejníček J., Šíchová H., Šícha M., Jastrabík L., Virostko P., Adámek P., Tichý M., *J. Optoelectron. Adv. M.* **9** (2007), 875–880.
- [A2] Olejníček J., Hubička Z., Virostko P., Deyneka A., Jastrabík L., Adámek P., Šícha M., Tichý M., Šíchová H., *Czech. J. Phys.* **56** (2006), B1283–B1289.
- [A3] Hubička Z., Virostko P., Tichý M., Čada M., Adámek P., Olejníček J., Deyneka A., Churpita O., Valvoda V., Jastrabík L., *Contrib. Plasm. Phys.* **48** (2008), 515–520.
- [A4] Tichý M., Hubička Z., Šícha M., Čada M., Olejníček J., Churpita O., Jastrabík L., Virostko P., Adámek P., Kudrna P., Leshkov S., Chichina M., Kment Š., *Plasma Sources Sci. T.* **18** (2009), 014009.
- [A5] Virostko P., Hubička Z., Adámek P., Čada M., Olejníček J., Tichý M., Šícha M., *Contrib. Plasm. Phys.* **46** (2006), 445–450.
- [A6] Virostko P., Hubička Z., Čada M., Adámek P., Kment Š., Tichý M., *Contrib. Plasm. Phys.* **48** (2008), 527–533.
- [A7] Virostko P., Hubička Z., Čada M., Tichý M., *zasláno do: J. Phys. D Appl. Phys.*

Publikace ve sbornících z konferencí

- [B1] Virostko P., Hubička Z., Olejníček J., Čada M., Adámek P., Šícha M., Tichý M., Chichina M., *CD-ROM Proceedings of the 17th International Symposium on Plasma Chemistry*, Toronto (2005).

- [B2] Hubička Z., Šícha M., Čada M., Olejníček J., Churpita O., Jastrabík L., Virostko P., Adámek P., *CD-ROM Proceedings of the 16th Symposium on Physics of Switching Arc*, Brno (2005).
- [B3] Virostko P., Tichý M., Hubička Z., Olejníček J., Adámek P., *WDS'06 Proceedings of Contributed Papers: Part II - Physics of Plasmas and Ionized Media* (ed. Šafránková J., Pavlů J.), Matfyzpress, Praha (2006), str. 118–122.
- [B4] Virostko P., Hubička Z., Olejníček J., Adámek P., Tichý M., *Proceedings of the 16th Symposium on Application of Plasma Processes* (ed. Matúška J., Matejčík Š., Skalný J. D.) Podbanské (2007), str. 37–38.
- [B5] Hubička Z., Virostko P., Olejníček J., Deyneka A., Adámek P., Valvoda V., Jastrabík L., Šícha M., Tichý M., *Proceedings of the XXVIIIth International Conference on Phenomena in Ionized Gases* (ed. Schmidt J., Šimek M., Pekárek S., Prukner V.), Institute of Plasma Physics AS CR, v. v. i., Praha (2007), str. 765–768.
- [B6] Virostko P., Tichý M., Hubička Z., *WDS'05 Proceedings of Contributed Papers: Part II - Physics of Plasmas and Ionized Media* (ed. Šafránková J.), Matfyzpress, Praha (2005), str. 313–318.
- [B7] Tichý M., Hubička Z., Virostko P., Picková I., Šícha M., Čada M., Olejníček J., Churpita O., Jastrabík L., Adámek P., Kudrna P., Klusoň J., Leshkov S., Chichina M., Kment Š., *přijato v: Journal of Plasma and Fusion Research Series, Proceedings of the International Congress on Plasma Physics*, Fukuoka (2008).
- [B8] Virostko P., Hubička Z., Kment Š., Adámek P., Jastrabík L., Tichý M., *Proceedings of the XXVIIIth International Conference on Phenomena in Ionized Gases* (ed. Schmidt J., Šimek M., Pekárek S., Prukner V.), Institute of Plasma Physics AS CR, v. v. i., Praha (2007), str. 783–786.
- [B9] Virostko P., Tichý M., Hubička Z., Čada M., Adámek P., *WDS'07 Proceedings of Contributed Papers: Part II - Physics of Plasmas and Ionized Media* (ed. Šafránková J., Pavlů J.), Matfyzpress, Praha (2007), str. 212–217.
- [B10] Jelínek P., Virostko P., Hubička Z., Bartoš P., *AIP Conf. Proc.* **963** (2007), 1240–1243.
- [B11] Virostko P., Hubička Z., Čada M., Adámek P., Kment Š., Tichý M., Jastrabík L., *AIP Conf. Proc.* **993** (2008), 427–430.
- [B12] Virostko P., Tichý M., Hubička Z., Čada M., Jelínek P., Kment Š., Jastrabík L., *WDS'08 Proceedings of Contributed Papers: Part II -*

Physics of Plasmas and Ionized Media (ed. Šafránková J., Pavlů J.),
Matfyzpress, Praha (2008), str. 42–47.

- [B13] Virostko P., Hubička Z., Čada M., Kment Š., Jastrabík L., Tichý M.,
*přijato v: Journal of Plasma and Fusion Research Series, Proceedings
of the International Congress on Plasma Physics*, Fukuoka (2008).

Užitný vzor

- [C1] Hubička Z., Olejníček J., Virostko P., Čada M., Jastrabík L., Churpita O., Suchanec G., Deyneka A., Hrabovský M., Systém pro realizaci depozice perovskitových vrstev, *Úřad průmyslového vlastnictví*, č. přihlášky: 2006-18265, č. zápisu: 17135, (2007).