

STUDIUM ELEKTRICKÉHO POLE A SRÁŽEK SEKUNDÁRNĚ EMITOVANÝCH ELEKTRONŮ VE STĚNOVÉ VRSTVĚ PLAZMATU

P. Jelínek, J. Blažek, P. Špatenka

Katedra fyziky, PF JU České Budějovice, Jeronýmova 10, České Budějovice

Abstrakt:

V práci je studováno elektrické pole a toky nabitých částic v těsné blízkosti katody ve stejnosměrném výboji plazmatu směsi vodík - metan. Ve stěnové vrstvě katody jsou metodou Monte-Carlo simulovány ionizační srážky elektronů sekundárně emitovaných z katody s molekulami metanu.

Klíčová slova: stěnová vrstva, stejnosměrný výboj, plazma, metoda Monte Carlo

Úvod

Při plazmatické depozici tenkých vrstev rozhodují vlastnosti plazmatu v tenké vrstvě těsně u povrchu substrátu, v tzv. stěnové vrstvě (anglicky sheath). V této vrstvě je soustředěn téměř celý potenciálový spád stejnosměrného výboje mezi plazmatem a substrátem. Podmínky v sheathu zásadně ovlivňují vlastnosti deponovaných vrstev.

V MATLABu jsme pro tento účel odladili program, který počítá průběh elektrického pole a elektrické toky ve stěnové vrstvě vytvořené při katodě ve stejnosměrném výboji. Předpokládáme, že substrát je vodivě spojen s katodou. Výpočty byly prováděny pro parametry plazmatu, nastavené pro depozici cylindrických uhlíkových struktur, tzv. nanotubes [1]. Tlak v reaktoru byl 10 mbar. Ze sondových měření byla určena koncentrace elektronů v objemu plazmatu (bulku) $n_b = 2 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$, a jejich teplota, $T_e = 0.8 \text{ eV}$. Napětí ve stěnové vrstvě $U_s = 650 \text{ V}$ bylo s dostatečnou přesností stanoveno jako napětí mezi elektrodami. Zároveň byl měřen výbojový proud. Ten silně závisel na složení plazmatu. Experimentální uspořádání je podrobně popsáno v [2].

Základní rovnice

Výpočty pole byly provedeny pro rovinnou stěnovou vrstvu. Závislost elektrického pole na vzdálenosti x od katody je popsána Poissonovou rovnicí. Při napětí katody řádově rovném několika stům voltů je koncentrace elektronů ve vrstvě zanedbatelná, a tak

$$\frac{dE}{dx} = \frac{e n_i}{\varepsilon_0} \quad \left(E = -\frac{d\varphi}{dx} \right), \quad (1)$$

kde $n_i(x)$ je průběh koncentrace iontů. Tuto rovnici je nutné doplnit okrajovými podmínkami na hranici stěnové vrstvy,

$$\begin{aligned}\varphi(0) &= -U_s \\ \varphi(s) &= 0, \quad E(s) = 0.\end{aligned}\tag{2}$$

Poslední podmínka určuje tloušťku stěnové vrstvy s .

Zanedbáme-li změnu počtu iontů v důsledku jejich srážek s neutrály, platí pro jejich koncentraci rovnice kontinuity

$$en_i v_i = -J_0,\tag{3}$$

kde $v_i(x)$ je střední rychlost iontů a J_0 je proudová hustota, o níž předpokládáme, že je určena z měření. Osu x orientujeme směrem od katody k anodě, odtud původ záporného znaménka u proudové hustoty. Počáteční hodnota koncentrace iontů na hranici sheathu byla volena na základě Bohmova kritéria [3],

$$n_i(s) \approx 0.61 \cdot n_b.\tag{4}$$

Systém předchozích dvou rovnic doplňuje pohybová rovnice, svazující elektrické pole s rychlostí iontů. V případě srážkové stěnové vrstvy jde o driftovou rychlost,

$$v_i = \mu_i E.\tag{5}$$

Za tlaků řádově rovného několika milibarům lze koeficient pohyblivosti iontů vyjádřit ve tvaru [4]

$$\mu_i \equiv \frac{2}{\pi} \cdot \frac{e\lambda_i}{M_i |v_i|}.\tag{6}$$

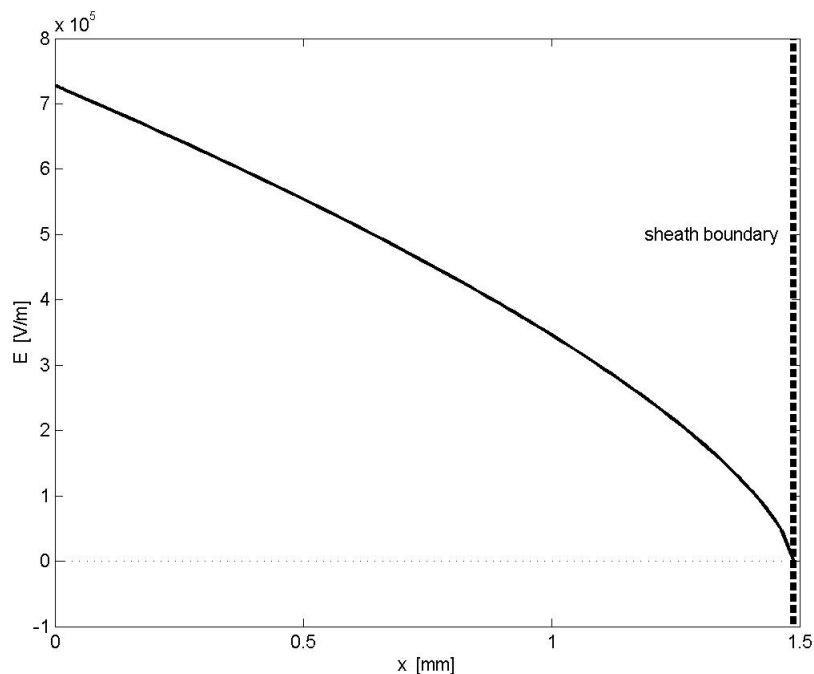
V tomto vztahu je M_i hmotnost iontů a λ_i jejich střední volná dráha, $\lambda_i \equiv 1/n\sigma$, kde n je koncentrace neutrálů a σ srážkový průřez. Ten je ovšem funkcí energie. Pro jednoduchost výpočtů jsme ale závislost střední volné dráhy na energii neuvažovali a její konstantní hodnotu jsme odhadli ze střední energie iontů ve stěnové vrstvě a z experimentálně určené proudové hustoty J_0 . Konkrétně jsme

pro plazma s vodíkovými ionty H^+ zvolili $\lambda_i \sim 4 \cdot 10^{-5}$ m, pro plazma s převládajícími ionty CH_3^+ pak $\lambda_i \sim 2 \cdot 10^{-5}$ m.

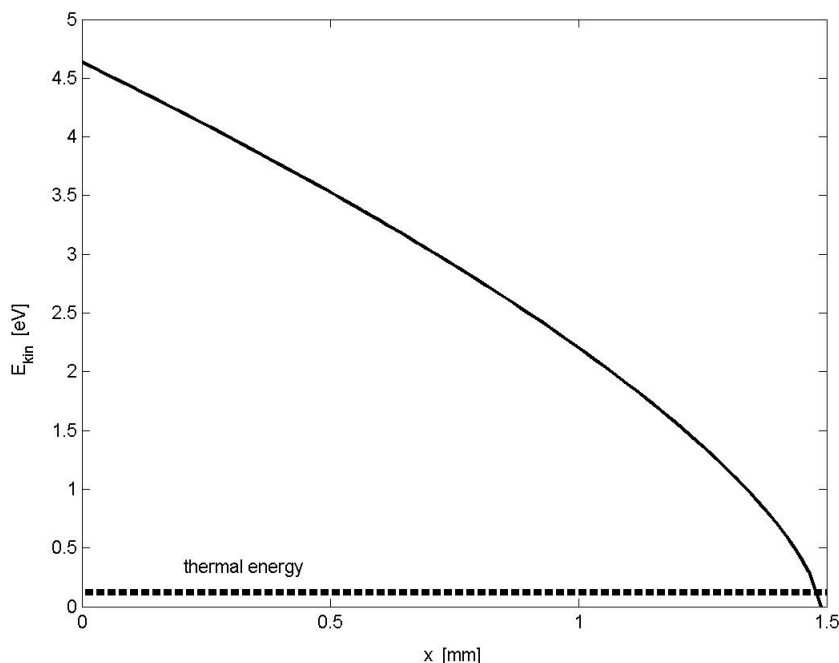
Grafické znázornění řešení soustavy rovnic (1-6) pro plazma za daných experimentálních podmínek je v tabulce 1 a na obrázcích 1, 2. Vidíme, že energie iontů dopadajících na katodu se substrátem silně závisí na jejich hmotnosti. Naproti tomu se ukazuje, že elektrické pole a tloušťka stěnové vrstvy závisí na typu iontů jen velmi málo.

	$E(0)$ [V/m]	$n_i(0)$ [m ⁻³]	$E_{kin}(0)$ [eV]	s [mm]
H^+	7.2E5	1.8E16	9.2	1.5
CH_3^+	7.3E5	1.8E16	4.6	1.5

Tab 1 Elektrická intenzita, koncentrace iontů a jejich energie těsně u povrchu katody (substrátu) v závislosti na typu iontů



Obr. 1 Průběh intenzity ve srážkové stěnové vrstvě plazmatu s ionty CH_3^+



Obr. 2 Kinetická energie iontů CH_3^+ ve srážkové stěnové vrstvě plazmatu

Modelování toku elektronů sekundárně emitovaných z katody

Zajímavá je otázka, zda tok elektronů, sekundárně emitovaných z katody nebo substrátu v důsledku dopadu iontů, může znatelněji ovlivnit chemické složení plazmatu v oblasti stěnové vrstvy. Elektrony překonávají ve stěnové vrstvě napětí řádově několik set voltů, čemuž odpovídá energie několika set elektronvoltů. Tyto elektrony mohou tak ve stěnové vrstvě disociovat a ionizovat molekuly.

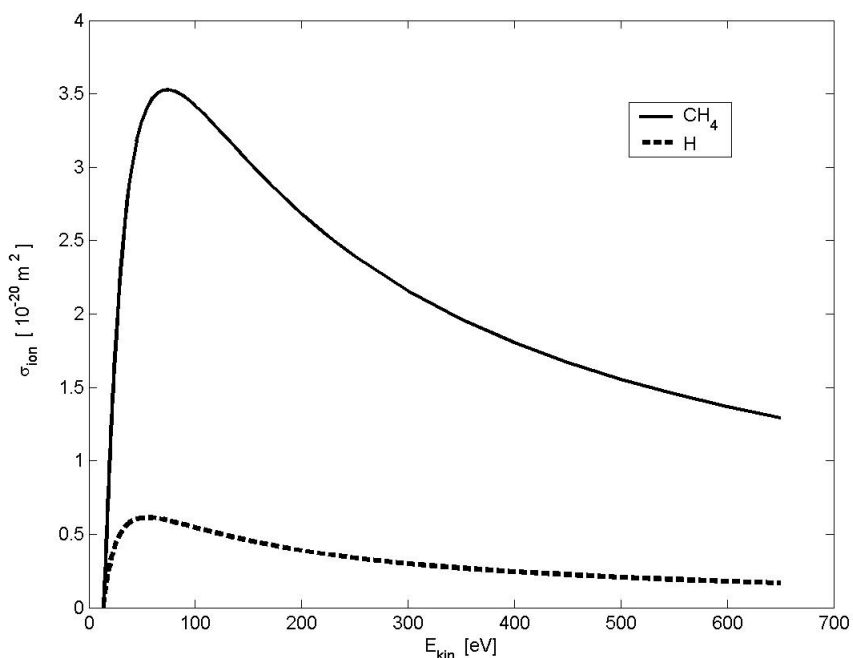
Sekundární emisi elektronů způsobenou dopadem iontů na substrát lze fenomenologicky popsat pomocí tzv. emisního koeficientu γ , jenž vyjadřuje počet emitovaných elektronů, připadajících na jeden dopadající iont. Tomu odpovídá vztah mezi hustotami toku elektronů a iontů,

$$J_e = \gamma J_i. \quad (7)$$

Koeficient γ závisí na materiálu emitujícího povrchu, na typu iontů a ovšem i na jejich energii [3]. Je tak velmi těžké stanovit pro dané experimentální podmínky jeho hodnotu. Navíc k sekundární emisi dochází i jinými mechanismy, např. dopadem metastabilních atomů. Pro naše účely jsme odhadli $\gamma \sim 10^{-3}$. Iontový proud J_i je přibližně roven celkovému proudu J_0 , může být tedy určen měřením.

Metodami molekulární dynamiky a Monte Carlo jsme studovali průběh ionizačních srážek elektronu s molekulami metanu ve stěnové vrstvě, připadajících na jeden emitovaný elektron.

Ionizační srážkové průřezy elektronů s neutrály byly získány z webovských stránek [5], jejich průběh je na obrázku 3. Průběh intenzity ve stěnové vrstvě je znázorněn na obr. 1. Jiné formy nepružných srážek (excitace, disociace) jsme zatím neuvažovali, jejich srážkové průřezy nebyly pro nás dostupné. V tomto – zatím velmi hrubém – přiblížení jsme dospěli ke třem ionizačním srážkám elektronu s molekulami metanu. Lze očekávat, že s uvážením dalších mechanismů ztráty energie elektronů bude skutečný počet ionizačních srážek podstatně nižší, k tomu přistupuje i relativně malá hodnota koeficientu γ . Za daných experimentálních podmínek tedy sekundárně emitované elektrony pravděpodobně výrazněji neovlivňují chemické složení plazmatu ve stěnové vrstvě. Model bude dále upřesňován.



Obr. 3 Ionizační srážkové průřezy elektronu s atomy vodíku (H) a molekulami metanu (CH₄)

Poděkování:

Tato práce byla podpořena granty MSM 124100004 a FRVŠ 1870/2003.

Literatura:

- [1] C.N.R. Rao et al: Nanotubes. CHEMPYSICHEM 2001 (2) 79.
- [2] Ch. Täschner, F. Pácal, A. Leonhardt, P. Špatenka, R. Kaltofen, A. Graff, Synthesis of aligned carbon nanotubes by DC plasma-enhanced hot filament CVD, Plasma Source Science and Technol. – accepted.
- [3] M.A. Lieberman, A.J. Lichtenberg: Principles of plasma discharges and materials processing. John Wiley & Sons (1994).
- [4] V.A. Godyak, N. Sternberg, IEEE Trans. Plasma. Sci. 18 (1990) 159.
- [5] physics.nist.gov/PhysRefData/Ionization (www stránky).

Kontakt:

Petr Jelínek
katedra fyziky PF JU
Jeronýmova 10
371 15 České Budějovice

e-mail: pjelinek@pf.jcu.cz
tel.: +420 387 773 124