

Přírodovědecká fakulta Masarykovy univerzity
PRAKTIKUM Z FYZIKY PLAZMATU
Studium rozpadu plazmatu mikrovlnnou metodou

Zpracovali: Radek Horňák, Lukáš Vrána

Naměřeno: 15. 3. 2022

1 Teorie

1.1 Difúze a rekombinace v plazmatu

Důležitou charakteristikou plazmatu jakožto ionizovaného plynu je koncentrace elektronů a iontů. Pokud přestaneme dodávat energii, plazma se začne rozpadat, což se projeví postupným poklesem koncentrace nabitých částic. Tento pokles je způsoben buď difúzí a následnou rekombinací na stěnách nebo objemovou rekombinací.

Řešením rovnice kontinuity pro koncentraci elektronů

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{\Phi} = 0 \quad (1)$$

za předpokladu, že máme výbojku válcového tvaru s délkou větší než poloměrem, dostáváme koncentraci elektronů v jedné dimenzi jako

$$n(x, t) = n_0(x) e^{\left(-\frac{Dt}{\Lambda^2}\right)} \quad (2)$$

kde n_0 je koncentrace elektronů v počátku $x = 0$, D je difúzní koeficient, t je čas a Λ je difúzní délka. Radiální profil koncentrace je v tomto případě

$$n_0(x) = \text{konst. } J_0\left(\frac{x}{\Lambda}\right) \quad (3)$$

kde J_0 je Besselova funkce prvního druhu. Difúzní délku lze vyjádřit jako

$$\Lambda \approx \frac{r_0}{2,405} \quad (4)$$

kde r_0 je poloměr výbojky a 2,405 je první kořen funkce J_0 . Objemovou rekombinaci můžeme popsat rovnicí

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2 \quad (5)$$

kde α je koeficient rekombinace. Kvůli trojným srážkám se rekombinační ztráty více projevují při vysokém tlaku. Difúzní ztráty jsou naopak dominantní při nízkém tlaku a jsou charakterizovány časovou závislostí

$$n(t) = n_0 e^{\left(-\frac{Dt}{\Lambda^2}\right)} \quad (6)$$

a tedy funkce $\ln n = f(t)$ je lineární, ze směrnice přímky lze určit D . V případě rekombinace z řešení (5) získáme

$$\frac{1}{n(t)} = \frac{1}{n_0} + \alpha t \quad (7)$$

a závislost $1/n = f(t)$ je lineární, ze směrnice určíme α . Pokud tímto způsobem určíme jeden z koeficientů, tedy D nebo α , děláme to za předpokladu zanedbání druhého procesu.

Nabízí se tedy vyjádřit $n(t)$ se zahrnutím obou koeficientů. Řešení kombinace diferenciálních rovnic (1) a (5) je vztah

$$n(t) = \frac{1}{c e^{\frac{tD}{\Lambda^2}} - \frac{\alpha \Lambda^2}{D}} \quad (8)$$

1.2 Rezonátorová metoda stanovení koncentrace elektronů

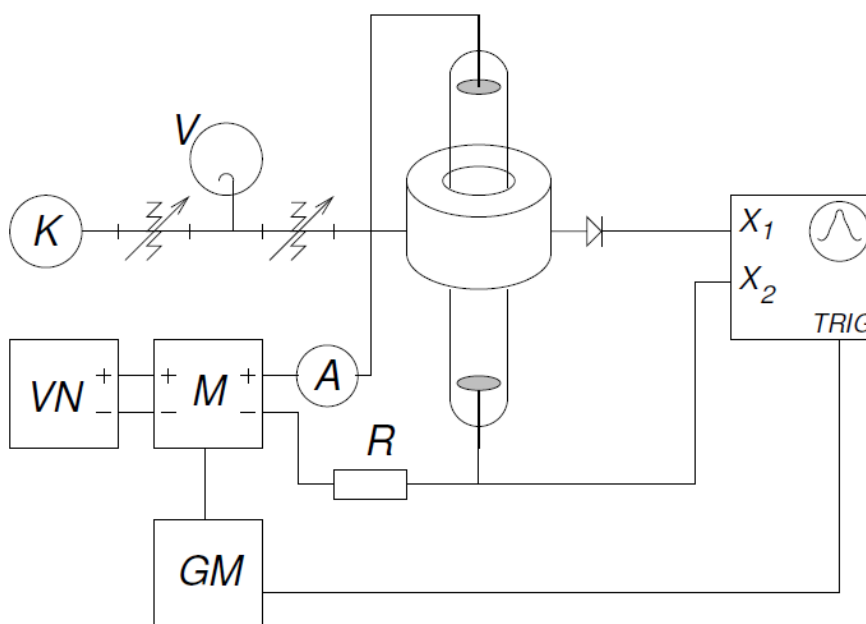
Pokud v rezonátoru zapálíme plazma, změní se jeho rezonanční frekvence ω i kvalita rezonátoru Q . Pro střední koncentraci elektronů \bar{n} ve výbojce o průměru R' platí závislost na čase

$$\bar{n}(t) = \frac{0,271 R^2 \Delta f(t) 8 \pi^2 \epsilon_0 m f_0}{0,64 R'^2 e^2} \quad (9)$$

kde R je poloměr rezonátoru, $\Delta f(t)$ je rozdíl frekvencí zdroje f' a rezonanční frekvence prázdného rezonátoru f_0 , ϵ_0 je permitivita vakua, m je hmotnost elektronu, R' je poloměr výbojky a e je elementární náboj.

2 Měření a výsledky

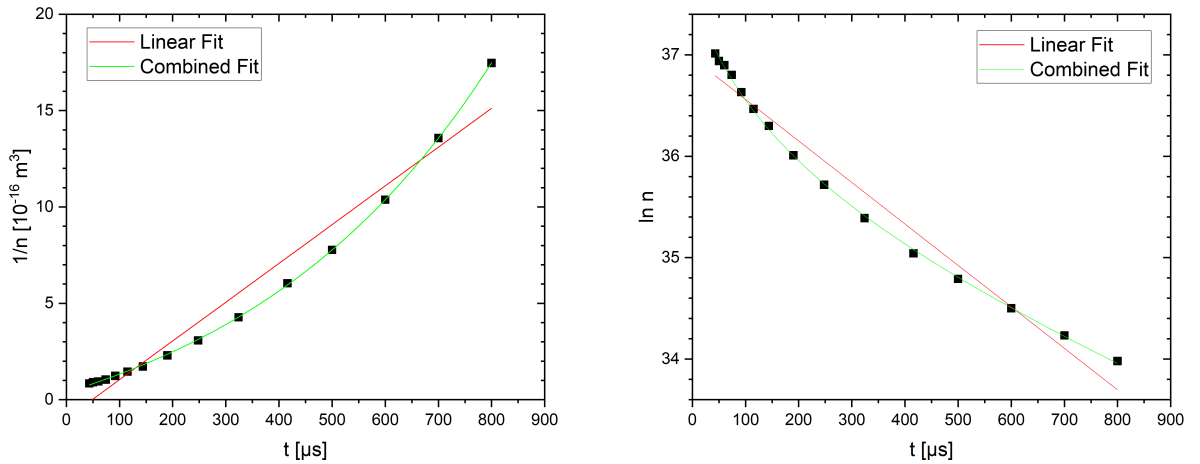
Měřicí aparatura obsahuje vysokofrekvenční laditelný zdroj, který dodává energii do rezonátoru o poloměru $R = 40$ mm, jehož osou prochází výbojka o poloměru $R' = 9$ mm. Prošlý signál je na vstupu do osciloskopu usměrněný diodou. Proud výbojem měříme ampérmetrem, signál osciloskopem. Výbojka je čerpána rotační olejovou vývěvou, tlak měříme Piraniho manometrem. Ve výbojce máme argon. Tlak nastavujeme změnou průtoku argonu a následným ustanovením dynamické rovnováhy. Schéma aparatury je na obr. 1.



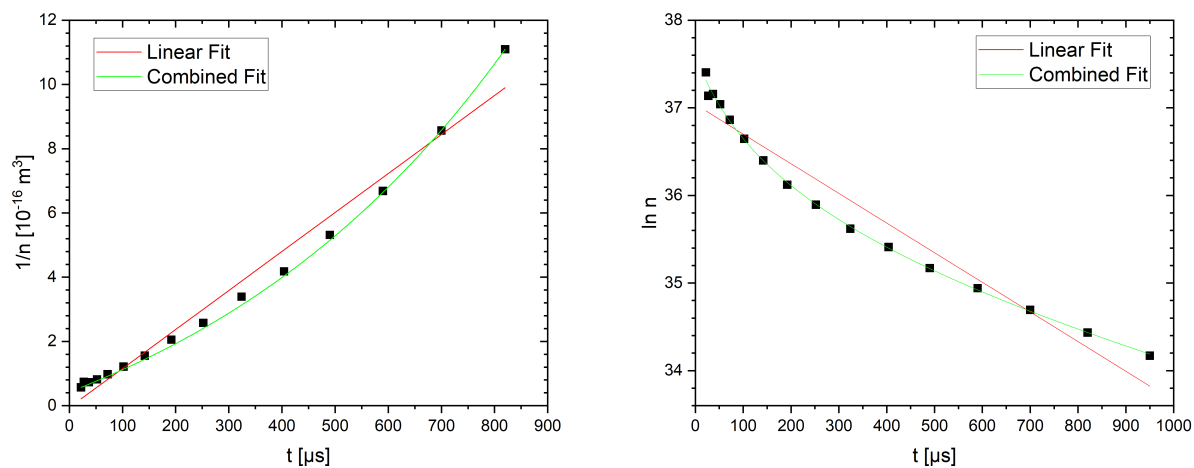
Obrázek 1: Schéma použité aparatury

Rezonanční frekvence prázdného rezonátoru f_0 se po zapálení výboje zvýší na f_1 . Po vypnutí přívodu energie se plazma začne rozpadat a rezonanční frekvence opět klesá až na původní hodnotu f_0 . Tento periodický proces lze zachytit osciloskopem. Při měření měníme frekvenci zdroje f' a z oscilogramu určujeme čas t' , za který dojde k rezonanci. Také si zaznamenáváme f_0 , abychom následně mohli vypočítat koncentraci elektronů ze vztahu (9). Následně můžeme graficky vynést závislosti $1/n = f(t)$ a $\ln n = f(t)$, určit z nich α , D a rozhodnout, zda je převládajícím procesem difúze nebo rekombinace. α a D včetně n_0 také určíme proložením funkcí podle rovnice (8) a výsledky porovnáme.

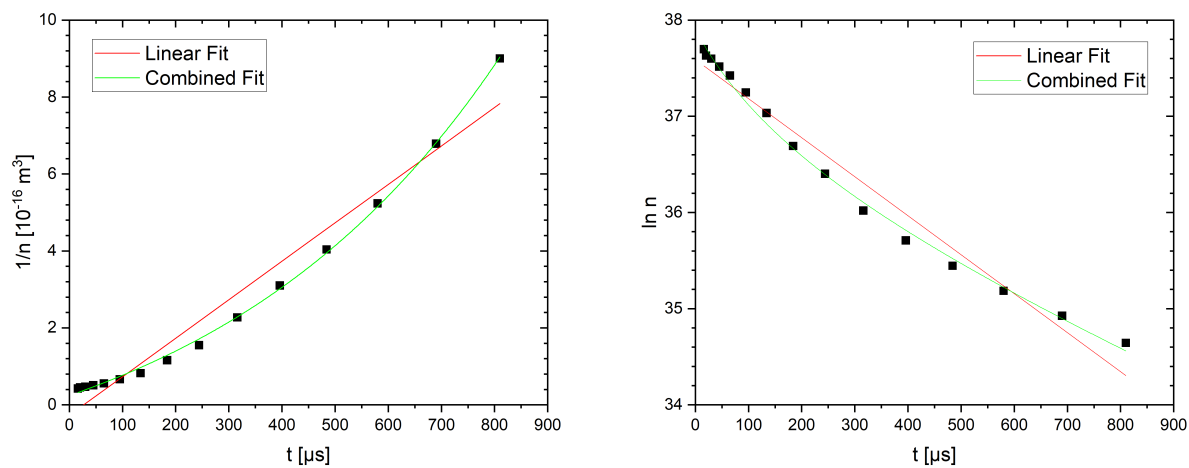
Závislosti $1/n = f(t)$ a $\ln n = f(t)$ včetně proložení podle exponenciální rovnice (8) jsou vyneseny v grafech na obrázcích 2–8. Koeficienty α a D určené z proložených lineárních a exponenciálních funkcí jsou uvedeny v tab. 1. Vidíme, že fit podle rovnice 8 je nejpřesnější, při našich podmínkách měření tedy probíhala rekombinace i difúze zároveň. Výsledné koeficienty se ze separátních fitů oproti kombinovanému fitu liší v některých případech i více než dvojnásobně. Pro tlaky v rozmezí 80–318 Pa jsou závislosti $\ln n = f(t)$ téměř lineární, převládá zde tedy difúze nad rekombinací. Pro vyšší tlak 716 Pa je lineárnější závislost $1/n = f(t)$, dominantní je rekombinace v objemu. Toto pozorování je v souladu s teorií. Pro tlaky 8–32 Pa není ani jedna ze závislostí lineární, nelze tak určit dominantní proces.



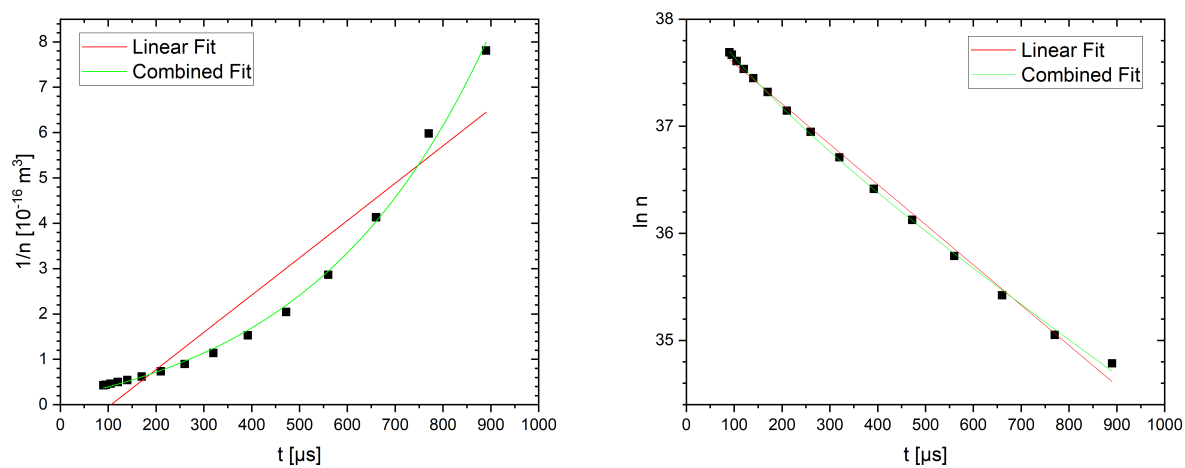
Obrázek 2: Časová závislost koncentrace elektronů pro tlak 8 Pa.



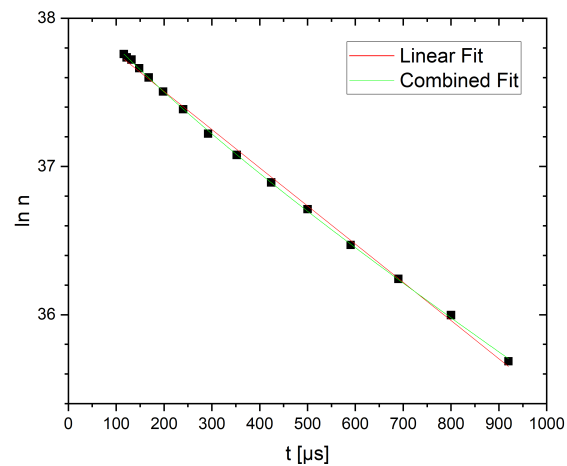
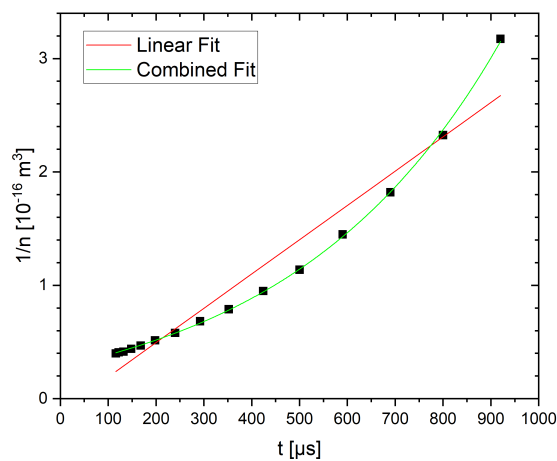
Obrázek 3: Časová závislost koncentrace elektronů pro tlak 16 Pa.



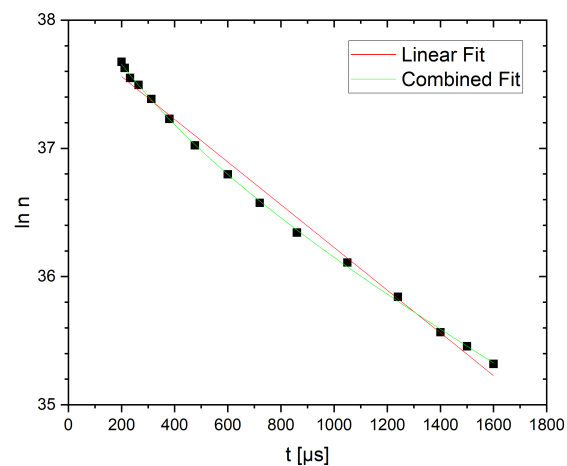
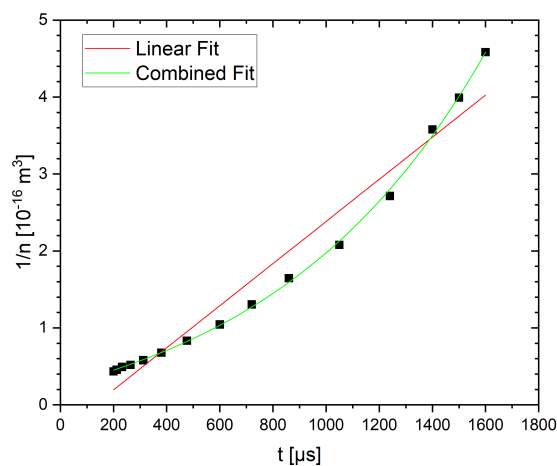
Obrázek 4: Časová závislost koncentrace elektronů pro tlak 32 Pa.



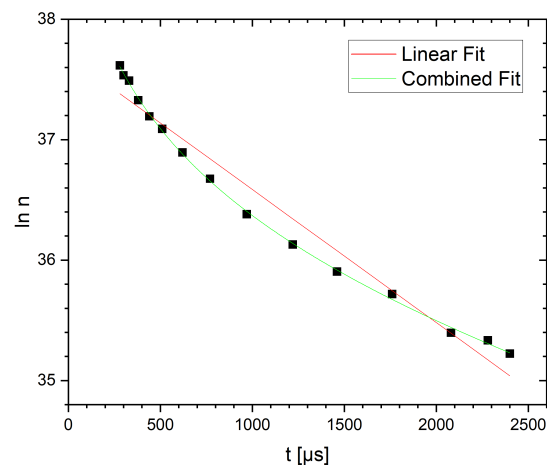
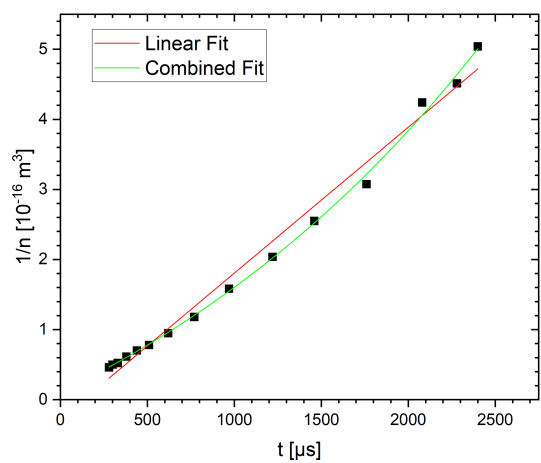
Obrázek 5: Časová závislost koncentrace elektronů pro tlak 80 Pa.



Obrázek 6: Časová závislost koncentrace elektronů pro tlak 159 Pa.



Obrázek 7: Časová závislost koncentrace elektronů pro tlak 318 Pa.



Obrázek 8: Časová závislost koncentrace elektronů pro tlak 716 Pa.

Tabulka 1: Hodnoty koeficientu rekombinace α a difúzního koeficientu D určené z lineárních proložení $1/n = f(t)$, $\ln n = f(t)$ a kombinovaného proložení dle rovnice (8).

Tlak	Lineární fit $1/n = f(t)$		Lineární fit $\ln n = f(t)$	
[Pa]	$\alpha [10^{-12} \text{m}^3 \text{s}^{-1}]$			$D [10^{-3} \text{m}^2 \text{s}^{-1}]$
8	2.01 ± 0.11			57.3 ± 2.8
16	1.21 ± 0.05			50.7 ± 3.3
32	1.00 ± 0.06			56.9 ± 2.7
80	0.82 ± 0.07			52.7 ± 1.0
159	0.30 ± 0.02			36.1 ± 0.5
318	0.27 ± 0.02			23.2 ± 0.6
716	0.21 ± 0.01			15.5 ± 0.8
Tlak	Kombinovaný fit $1/n = f(t)$		Kombinovaný fit $\ln n = f(t)$	
[Pa]	$\alpha [10^{-12} \text{m}^3 \text{s}^{-1}]$	$D [10^{-3} \text{m}^2 \text{s}^{-1}]$	$\alpha [10^{-12} \text{m}^3 \text{s}^{-1}]$	$D [10^{-3} \text{m}^2 \text{s}^{-1}]$
8	0.7734 ± 0.0004	28.4 ± 0.4	0.6750 ± 0.0023	31.5 ± 1.2
16	0.576 ± 0.006	21.8 ± 1.5	0.642 ± 0.012	18.8 ± 2.0
32	0.436 ± 0.003	25.2 ± 1.3	0.278 ± 0.005	34.7 ± 3.0
80	0.180 ± 0.003	37.1 ± 2.2	0.087 ± 0.0005	44.1 ± 1.4
159	0.0292 ± 0.0002	31.6 ± 0.8	0.0409 ± 0.0001	30.1 ± 0.6
318	0.0590 ± 0.0004	16.8 ± 0.7	0.0686 ± 0.0002	16.0 ± 0.5
716	0.118 ± 0.003	5.6 ± 0.7	0.118 ± 0.001	5.6 ± 0.5

3 Závěr

V této úloze jsme se zabývali rozpadem plazmatu a popsali jsme procesy, jakým k němu dochází. Naším úkolem bylo určit koncentraci elektronů v závislosti na čase po vypnutí výboje. Z těchto závislostí, které jsme naměřili pro tlaky v rozmezí 8–716 Pa, jsme fitováním třemi různými funkcemi určili koeficienty rekombinace a difúzní koeficienty. Naše výsledky se pro oblast 80–716 Pa shodují s teorií. Při nízkém tlaku do 318 Pa je dominantním procesem difúze, při 716 Pa je to naopak rekombinace. Pro tlaky 8–32 Pa jsme z našich dat převládající proces určit nedokázali.