

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 Difuze 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 nabitéch 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

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

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. Difuzní 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 napsat jako časovou změnu koncentrace, tedy *Dopřát novouci'*

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

kde α je koeficient rekombinace. Obecně platí, že rekombinační ztráty se více projevují při vysokém tlaku. Difuzní ztráty jsou naopak dominantní při nízkém tlaku a jsou charakterizovány časovou závislostí

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

a tedy funkce $\ln n = f(t)$ je lineární, ze směrnice přímky lze určit D . V případě rekombinace platí *z náseni' (5) získáme*

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

*a tedy řešení homogenní rovnice
(1) a (5)*

diferenciálních

a závislost $1/n = f(t)$ je lineární, ze směrnice určíme α . Pokud tímto způsobem určujeme jeden z koeficientů, tedy D nebo α , děláme to za předpokladu zanedbání druhého procesu. Nabízí se tedy vyjádřit $n(t)$ se zahrnutím obou koeficientů ~~pomocí zpřesněné rovnice~~

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

1.2 Rezonátorová metoda stanovení koncentrace elektronů

Pokud v rezonátoru zapálíme plazmu, 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

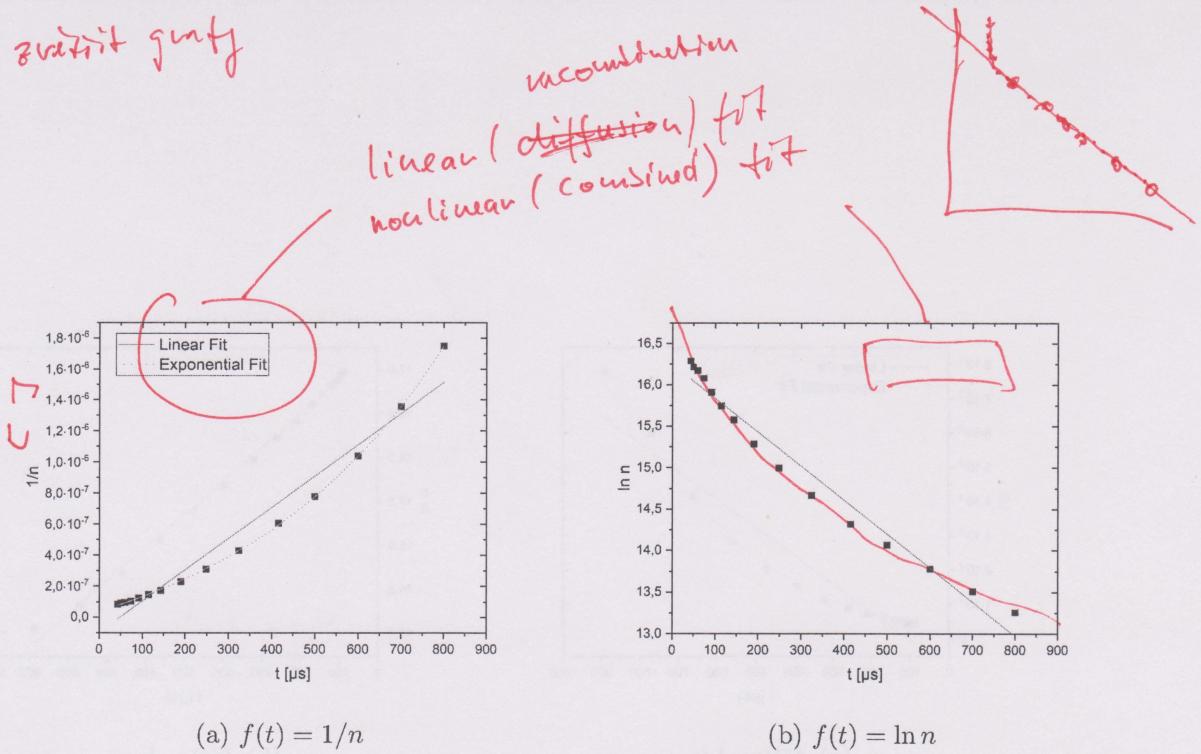
Měřící aparatura obsahuje vysokofrekvenční laditelný zdroj, který dodává energii do rezonátoru o poloměru $R = 40$ mm, jehož osou prochází výbojka o poloměru $R' = 9$ mm. Prošly signál je na vstupu do osciloskopu usměrněný diodou. Proud měříme ampérmetrem, napětí ~~součin~~ *výbojek* osciloskopem. Výbojka je čerpána rotační olejovou ~~a difuzní~~ *tschémou* ~~výbojek~~ *dynamickou rekonverzí*.

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 difuze nebo rekombinace. α a D včetně n_0 také určíme proložením funkcí podle rovnice (8) a výsledky porovnáme.

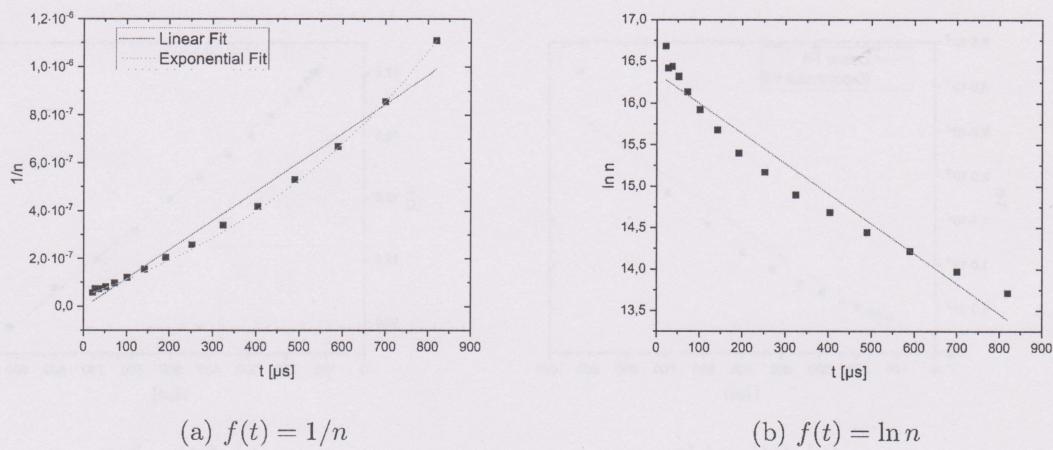
Závislosti $1/n = f(t)$ a $\ln n = f(t)$ včetně proložení podle exponenciální rovnice (8) jsou vyneseny v grafech na obrázcích 1–7. Koeficienty α a D určené z proložených lineárních a exponenciálních funkcí jsou uvedeny v tab. 1. Vidíme, že ~~exponenciální~~ fit podle rovnice 8 je nejpřesnější, při našich podmínkách měření tedy probíhala rekombinace i difuze zároveň. Výsledné koeficienty se ~~z lineárních~~ fitů oproti exponenciálnímu fitu liší v některých případech i více než dvojnásobně. Pro tlaky v rozmezí 50–200 Pa jsou závislosti $\ln n = f(t)$ též lineární, převládá zde tedy difuze nad rekombinací. Pro vyšší tlak 450 Pa je lineárnější závislost $1/n = f(t)$, dominantní je rekombinace v objemu. Toto pozorování je v souladu s teorií. Pro tlaky 5–20 Pa není ani jedna ze závislostí lineární, nelze tak určit dominantní proces.

Separátuji × kombinoval jsem

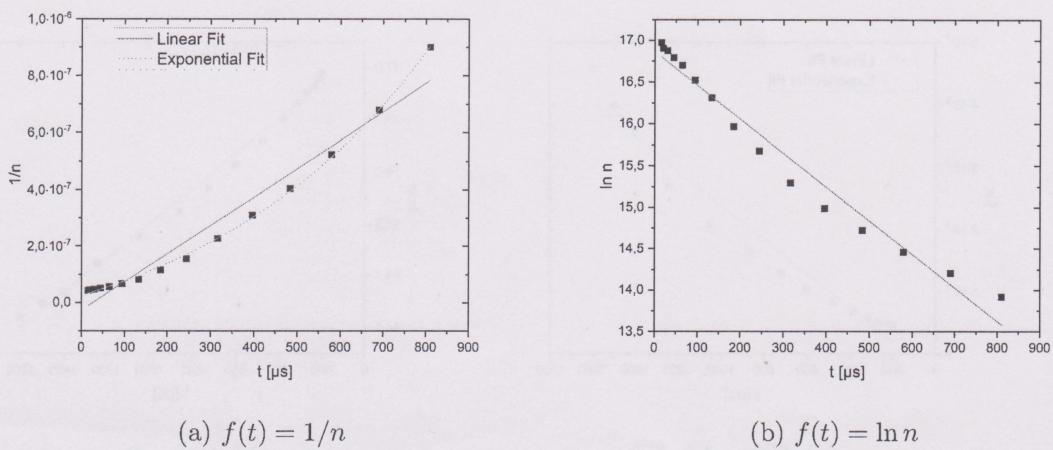
zdejší závislost funk



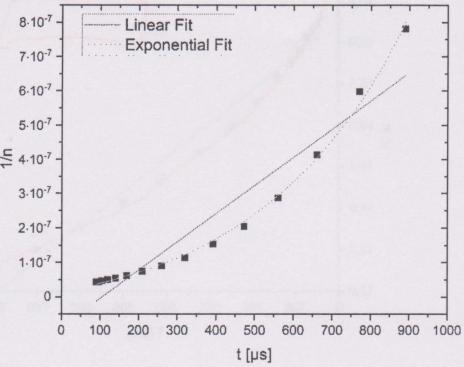
Obrázek 1: Časová závislost koncentrace elektronů pro tlak 5 Pa. houska Ar



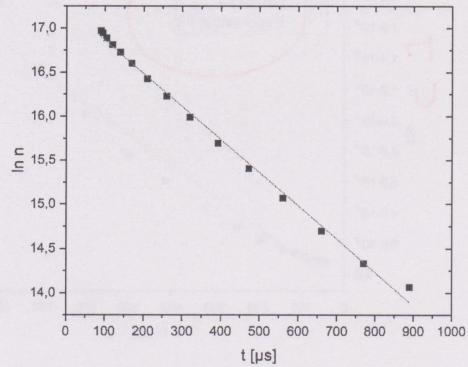
Obrázek 2: Časová závislost koncentrace elektronů pro tlak 10 Pa. houska Ar



Obrázek 3: Časová závislost koncentrace elektronů pro tlak 20 Pa. houska Ar

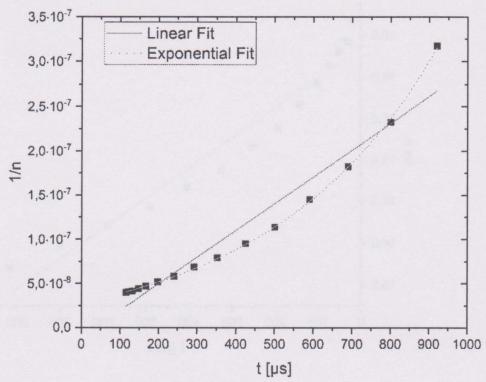


(a) $f(t) = 1/n$

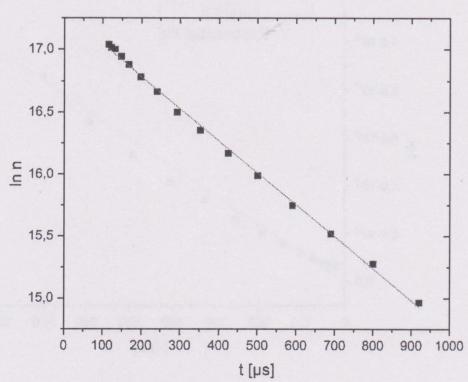


(b) $f(t) = \ln n$

Obrázek 4: Časová závislost koncentrace elektronů pro tlak 50 Pa.

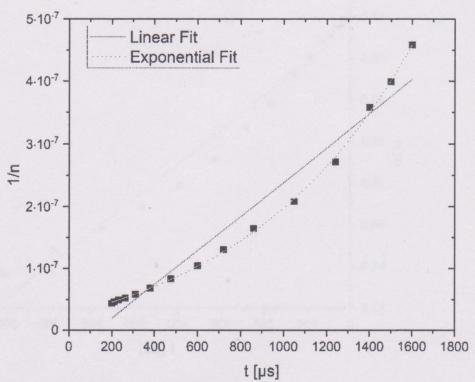


(a) $f(t) = 1/n$

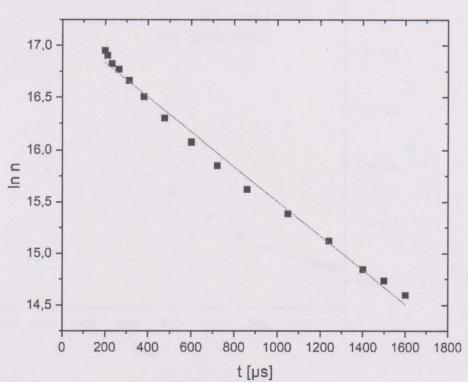


(b) $f(t) = \ln n$

Obrázek 5: Časová závislost koncentrace elektronů pro tlak 100 Pa.



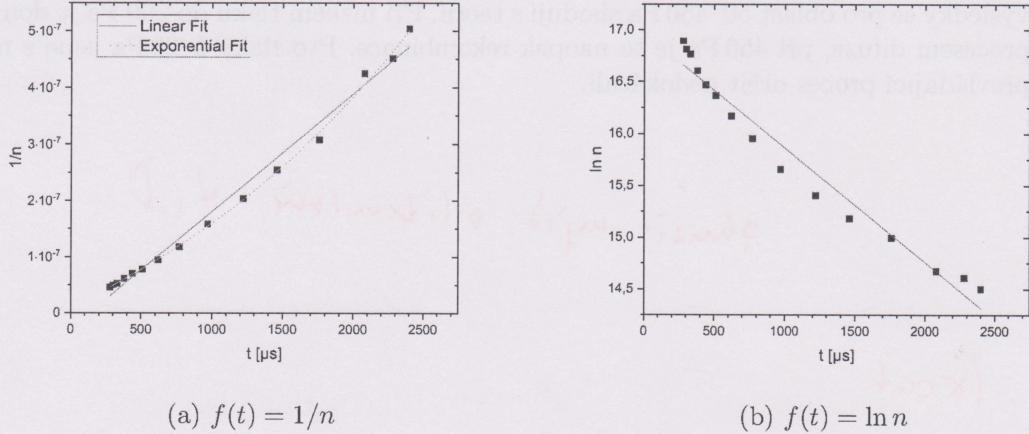
(a) $f(t) = 1/n$



(b) $f(t) = \ln n$

Obrázek 6: Časová závislost koncentrace elektronů pro tlak 200 Pa.

počet elektronů v jednotce prostoru, kterou je měření koncentraci nejdříve určuje sice výška tlaku. V obecném případě je koncentrace v daném místě závislá na množství ionizací, které dojde v tomto místě. Nejdříve se může vyskytnout relativně vysoká koncentrace, když dojde k vzniku ionů.



Obrázek 7: Časová závislost koncentrace elektronů pro tlak 450 Pa.

Tabulka 1: Hodnoty koeficientu rekombinace α a difuzního koeficientu D určené ze závislostí $1/n = f(t)$, $\ln n = f(t)$ a kombinované dle rovnice (8).

Oba růvky

Tlak	$1/n = f(t)$	$\ln n = f(t)$	Obě rekombinace	
[Pa]	$\alpha [\text{s}^{-1}] \cdot 10^{-3}$	$D [\text{m}^2\text{s}^{-1}] \cdot 10^{-3}$	$\alpha [\text{s}^{-1}] \cdot 10^{-3}$	$D [\text{m}^2\text{s}^{-1}] \cdot 10^{-3}$
5	2.01 ± 0.11	57.3 ± 2.8	0.7734 ± 0.0004	28.4 ± 0.4
10	1.21 ± 0.05	50.7 ± 3.3	0.576 ± 0.006	21.8 ± 1.5
20	1.00 ± 0.06	56.9 ± 2.7	0.436 ± 0.003	25.2 ± 1.3
50	0.82 ± 0.07	52.7 ± 1.0	0.180 ± 0.003	37.1 ± 2.2
100	0.30 ± 0.02	36.1 ± 0.5	0.0292 ± 0.0002	31.6 ± 0.8
200	0.27 ± 0.02	23.2 ± 0.6	0.0590 ± 0.0004	16.8 ± 0.7
450	0.21 ± 0.01	15.5 ± 0.8	0.118 ± 0.003	5.6 ± 0.7

po upravě už bole

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, za který dojde k rezonanci. Z těchto závislostí, které jsme naměřili pro tlaky v rozmezí 5–450 Pa, jsme fitováním třemi různými funkcemi určili koeficienty rekombinace a difuzní koeficienty. Naše výsledky se pro oblast 50–450 Pa shodují s teorií. Při nízkém tlaku do 200 Pa je dominantním procesem difuze, při 450 Pa je to naopak rekombinace. Pro tlaky 5–20 Pa jsme z našich dat převládající proces určit nedokázali.

zhmotnit ujet v literatuře λ_D

1, /xcat

2, google

číslo	čas t = 0	čas t = 100	čas t = 200	čas t = 300
50 ± 0,0	1000 ± 0,00	200 ± 0,01	400 ± 0,01	600 ± 0,01
51 ± 0,0	1000 ± 0,00	200 ± 0,01	400 ± 0,01	600 ± 0,01
51 ± 0,0	1000 ± 0,00	200 ± 0,01	400 ± 0,01	600 ± 0,01
55 ± 0,0	1000 ± 0,00	200 ± 0,02	400 ± 0,02	600 ± 0,02
80 ± 0,0	1000 ± 0,00	200 ± 0,02	400 ± 0,02	600 ± 0,02
100 ± 0,0	1000 ± 0,00	200 ± 0,02	400 ± 0,02	600 ± 0,02
110 ± 0,0	1000 ± 0,00	200 ± 0,02	400 ± 0,02	600 ± 0,02
120 ± 0,0	1000 ± 0,00	200 ± 0,02	400 ± 0,02	600 ± 0,02
130 ± 0,0	1000 ± 0,00	200 ± 0,02	400 ± 0,02	600 ± 0,02
140 ± 0,0	1000 ± 0,00	200 ± 0,02	400 ± 0,02	600 ± 0,02
150 ± 0,0	1000 ± 0,00	200 ± 0,02	400 ± 0,02	600 ± 0,02
160 ± 0,0	1000 ± 0,00	200 ± 0,02	400 ± 0,02	600 ± 0,02
170 ± 0,0	1000 ± 0,00	200 ± 0,02	400 ± 0,02	600 ± 0,02
180 ± 0,0	1000 ± 0,00	200 ± 0,02	400 ± 0,02	600 ± 0,02
190 ± 0,0	1000 ± 0,00	200 ± 0,02	400 ± 0,02	600 ± 0,02
200 ± 0,0	1000 ± 0,00	200 ± 0,02	400 ± 0,02	600 ± 0,02
210 ± 0,0	1000 ± 0,00	200 ± 0,02	400 ± 0,02	600 ± 0,02
220 ± 0,0	1000 ± 0,00	200 ± 0,02	400 ± 0,02	600 ± 0,02
230 ± 0,0	1000 ± 0,00	200 ± 0,02	400 ± 0,02	600 ± 0,02
240 ± 0,0	1000 ± 0,00	200 ± 0,02	400 ± 0,02	600 ± 0,02
250 ± 0,0	1000 ± 0,00	200 ± 0,02	400 ± 0,02	600 ± 0,02
260 ± 0,0	1000 ± 0,00	200 ± 0,02	400 ± 0,02	600 ± 0,02
270 ± 0,0	1000 ± 0,00	200 ± 0,02	400 ± 0,02	600 ± 0,02
280 ± 0,0	1000 ± 0,00	200 ± 0,02	400 ± 0,02	600 ± 0,02
290 ± 0,0	1000 ± 0,00	200 ± 0,02	400 ± 0,02	600 ± 0,02
300 ± 0,0	1000 ± 0,00	200 ± 0,02	400 ± 0,02	600 ± 0,02
310 ± 0,0	1000 ± 0,00	200 ± 0,02	400 ± 0,02	600 ± 0,02
320 ± 0,0	1000 ± 0,00	200 ± 0,02	400 ± 0,02	600 ± 0,02
330 ± 0,0	1000 ± 0,00	200 ± 0,02	400 ± 0,02	600 ± 0,02
340 ± 0,0	1000 ± 0,00	200 ± 0,02	400 ± 0,02	600 ± 0,02
350 ± 0,0	1000 ± 0,00	200 ± 0,02	400 ± 0,02	600 ± 0,02
360 ± 0,0	1000 ± 0,00	200 ± 0,02	400 ± 0,02	600 ± 0,02
370 ± 0,0	1000 ± 0,00	200 ± 0,02	400 ± 0,02	600 ± 0,02
380 ± 0,0	1000 ± 0,00	200 ± 0,02	400 ± 0,02	600 ± 0,02
390 ± 0,0	1000 ± 0,00	200 ± 0,02	400 ± 0,02	600 ± 0,02
400 ± 0,0	1000 ± 0,00	200 ± 0,02	400 ± 0,02	600 ± 0,02
410 ± 0,0	1000 ± 0,00	200 ± 0,02	400 ± 0,02	600 ± 0,02
420 ± 0,0	1000 ± 0,00	200 ± 0,02	400 ± 0,02	600 ± 0,02
430 ± 0,0	1000 ± 0,00	200 ± 0,02	400 ± 0,02	600 ± 0,02
440 ± 0,0	1000 ± 0,00	200 ± 0,02	400 ± 0,02	600 ± 0,02
450 ± 0,0	1000 ± 0,00	200 ± 0,02	400 ± 0,02	600 ± 0,02