

Seminář vědy a techniky FJFI ČVUT v Praze

Výzkumáček: Modely plazmatu o různých teplotách

Vojtěch Laitl

Gymnázium Ostrov a Hvězdárna Františka Krejčího
Karlovy Vary

Vedoucí: Bc. Ondřej Grover a Bc. Jakub Veverka
a Ing. Vojtěch Svoboda, CSc.

V Ostrově dne 9. května 2016

Anotace

Fyzika plazmatu je aktuální a hojně diskutovaný vědní obor. Plazma totiž, ač by se to nezdálo, obklopuje vědce téměř na každém kroku za poznáním přírody. Podle uznávaných teorií předcházela éra plazmatu éře látky, v níž se dnes nachází známý vesmír, a právě ve vesmíru stále najdeme mnoho objektů tvořených plazmatem. Tvoří okolí galaktických jader i dosud stále tajemných černých děr, ale také hvězdy. Plazmatem je vyplněno jádro hvězd i celá jejich atmosféra. Jsou to nehomogenity v plazmatu a v silovém poli Slunce, které astronomům umožňují pozorovat úchvatné i děsivé sluneční erupce. Díky termonukleární fúzi probíhající v horkém plazmatu hvězdných jader je vesmír neustále obohacován o energii a také atomy mnoha chemických prvků, jež mohly hrát významnou roli také ve vzniku života na naší planetě.

Fúzní plazma je možné laboratorně připravit a zkoumat v zařízeních nazývaných tokamaky. Tento výzkum má velký potenciál, neboť by jeho výsledky mohly vést k objevení takřka neomezeného zdroje energie pro lidstvo. Díky využití velkého energetického potenciálu skrývajících se v termojaderném slučování by mohly být nahrazeno využívání dnešních neobnovitelných energetických zdrojů. V průmyslovém měřítku by tak rozvoj výzkumu fúzního plazmatu mohl vést až k revoluci ekologické výroby elektřiny.

Není ale nutné hledat plazma mimo modrou planetu, i v pozemské přírodě se nachází plazma. Výboje v atmosféře, blesky a nadoblační skřítkci, jsou příkladem vysokoteplotního plazmatu. Mnohokrát do roka také Země prochází kometárním prachem, ze kterého na ni dopadají meteoroidy pozorovatelné jako meteorické roje. Meteory hořící v atmosféře jsou rovněž tvořeny plazmatem, jehož teplota dosahuje několika tisíců kelvinů.

Právě meteorické plazma by se ale v atmosféře průletem tělesa nevytvářelo nebýt vrstvy zvané ionosféra. Ta je tvořena oblaky plazmatu o velmi nízké teplotě a energii, které lze díky této vlastnosti detekovat a měřit refraktometry přijímajícími radiové signály v oblasti velmi nízkých frekvencí. Jedním z takovýchto přístrojů jsou SID monitory, tedy detektory náhlých ionosférických poruch (z anglického **S**udden **I**onospheric **D**isturbances **M**onitors). SID monitory umožňují měřit takzvanou ionosférickou odezvu, tedy kvantitativně i kvalitativně popsat fyzikálně chemické interakce vysokoenergetického im-

paktu s nízkoenergetickým atmosférickým plazmatem. Z této diagnostiky lze namodelovat fyzikální vlastnosti zkoumaného impaktu, a dokonce analyzovat jeho spektra. Zvláštní pozornost jsme v tomto ohledu dosud věnovali právě meteorům.

Cílem tohoto výzkumáčku bylo ověřit platnost obecných rovnic popisujících a modelujících nízkoteplotní plazma pro vysokoteplotní plazma zkoumané ve výbojích na tokamaku GOLEM. Za tímto účelem byla analyzována reálně naměřená data a sestaven jednoduchý matematický model, který byl následně programován v jazyce MATLAB. Jako součást řešení jsme přiložili skript, v němž jsou řešeny výpočty a ukládání dat, na jejichž základě jsme vykreslili grafy uvedené v příloze.

Z dosažených výsledků vyplývá, že v obecném měřítku lze očekávat souvislosti mezi modely popisující nízkoteplotní a vysokoteplotní plazma. Nabízí se však mnoho dalších možností, jak výsledky diskutovat nebo implementovat dosud nepoužité diagnostiky, jež byly otestovány v rámci měření ionosféry a týkají se převážně spektrální analýzy. Tento výzkumáček je tedy pro autora rovněž motivací k další práci v tomto směru.

Obsah

1	Úvod	5
1.1	Model ionosférického plazmatu	5
2	Model fúzního plazmatu	12
2.1	Výboj 21072	12
3	Výsledky a diskuze	14
4	Závěr	14
5	Poděkování	16
6	Zdroje informací	17
7	Přílohy	18

1 Úvod

V úvodu práce zmiňme a popišme v kontextu modelů nízkoteplotního plazmatu základní vztahy rovnice, z nichž jsme vycházeli a které byly také použity pro model fúzního plazmatu.

1.1 Model ionosférického plazmatu

Ionosféra je díky svým fyzikálním a chemickým vlastnostem atmosférickou vrstvou velmi citlivou na energetické anomálie. Na naši planetu dopadá nepřetržitě značné množství hmoty a energie, která pochází především ze Slunce, ale může přicházet i z jiných míst Sluneční soustavy, a dokonce z hlubokého vesmíru. Tyto vysokoenergetické jevy předávají svou energii, zejména ve formě elektromagnetického záření, ionosféře. Tam je tato energie pohlcena, a dochází tak k fotoexcitaci původně neutrálních molekul. Je-li dodána dostatečná energie, může molekula absorbovat větší kvantum, než jaké jí umožní přechod ze základního do excitovaného stavu. Takováto molekula se následně ve velmi krátkém čase zbavuje energie, případně i náboje, a rozpadá se na elektrony a volné radikály či ionty. Hovoříme pak o ionizaci.

Plazma, které díky těmto procesům vzniká, se vyznačuje výrazně kolektivním chováním, a má nadto nízkou teplotu. Vzniklé částice se tak rozptylují na velmi malé vzdálenosti a pod malými úhly. Můžeme je proto detekovat radioastronomickými přístroji, které přijímají radiový signál odrážející se z dostatečně velké a přibližně konstantní plochy. Právě k tomuto účelu se velmi dobře hodí SID monitory. Pomocí velmi nízkých frekvencí, v jejichž oblasti je měřeno, je možné velmi dobře monitorovat nejnižší ionosférickou vrstvu, vrstvu D.

Míra ionizace se v ionosféře mění periodicky, vlivem sluneční aktivity a vzájemné polohy Slunce a Země. Vyneseme-li si do grafu hladinu intenzity přijímaného radiového signálu v průběhu jednoho dne, jsme schopni zjistit, jak se tato ionizace měnila. V noci je D vrstva prakticky rekombinována a její fragmenty přetrvávají spolu se zbytky vyšší vrstvy E ve výškách kolem 90 kilometrů. Při východu Slunce hladina intenzity prudce klesá, protože začne docházet k ionizaci atmosféry slunečním zářením. Následně je dosaženo minima této hladiny, neboť je rázově ionizováno značné množství původně

neutrálních molekul, což s sebou nese pokles celé soustavy o několik kilometrů. Následně intenzita signálu roste až k místnímu polední, kdy začíná znovu pozvolna převládat rekombinace až k západu Slunce. Tehdy je zkoumaná ionosférická vrstva opět fragmentována a proces se opakuje.

Takto bychom popsali periodické chování D ionosférické vrstvy, a ilustrační model si můžeme ukázat na obrázku 1. Zajímavé je, že celkové množství nabitých částic, takzvaný total electron content, ovlivňuje tento jev jen velmi málo. Proto bychom očekávali, že se nebude měnit ani elektronová plazmová frekvence, jež je závislá pouze na elektronové hustotě a popisuje frekvenci oscilačního pohybu elektronů kolem těžkých iontů. Periodické procesy jsou ryze kvazistatické, plazma se však udržuje v rovnováze právě díky energii vyzařované na charakteristické kruhové frekvenci ω . Pojdme si tento problém rozebrat matematicky.

Označíme-li W energii absorbovanou plazmatem a E_a aktivační energii nutnou k ionizaci daného množství entit, nalezneme mezi nimi jednoduchou závislost

$$W = E_a + h(\omega + d\omega_t) \quad (1)$$

Při periodických jevech se nicméně elektronová plazmová frekvence nemění, naopak energetické anomálie nutí soustavu k přechodu na jiné frekvence, jejichž fázový rozdíl je nezanedbatelný.

Uvedli jsme si, že elektromagnetické vlnění se odrazí od ionosféry ve výšce, kde jeho frekvence jistě charakteristické kruhové frekvenci. Tato frekvence je v našem případě právě onou elektronovou plazmatickou frekvencí $\omega_{p.c.}$ a je dána vztahem

$$\omega_{p.c.} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}} = \nu \quad (2)$$

n_e je elektronová hustota, e elementární náboj, m_e označuje hmotnost elektronu a ϵ_0 permitivitu vakua.

Radiové vlny vysílané na námi používané frekvenci 23.4 kHz se odrážejí právě ve výšce, která konverguje ke kritické výšce D vrstvy, tedy ve výšce, kde už může započít lokalizace výše energetické vrstvy E. Může s ní být tak dobře pozorován celý denní cyklus. Na počátku jsme prováděli i měření s různými jinými frekvencemi, z výsledných grafů však nebylo možné nic vyčíst. Hladina intenzity oscilovala vždy ve stejných mezích a na křivkách nebyla patrná žádná změna trendu.

Z graficky zpracovaných dat jsme vyčetli, že hladina intenzity zvuku klesá s rostoucí elektronovou hustotou v plazmatu, respektive že pomocí získaných dat hladiny intenzity radiového signálu jsme schopni vypočítat elektronovou hustotu - $n_e \propto L^{-\frac{1}{a}}$, kde a je reálná konstanta. Nejprve nás zajímaly závislosti odvoditelné pomocí derivací. Pracovali jsme pouze s proměnným vztahem elektronové hustoty a hladiny intenzity radiového signálu a všechny ostatní parametry jsme považovali za konstantní. Tento je řešením rovnice s kořenem v parciální derivaci

$$\frac{\partial n_e}{\partial L} = L^{-\frac{1}{a}} \Rightarrow n_e \approx \int_{L_0}^L L^{-\frac{1}{a}} dL = \frac{a}{a-1} L^{\frac{a-1}{a}} \quad (3)$$

Nevýhodou je, že v rovnici není zahrnutý žádný vztah pro výpočet počáteční elektronové hustoty, proto jsme takto stanovili jen její změnu dn_e . Pro počítali jsme křivku aproximující časovou závislost hladiny intenzity radiového signálu a získali jsme složenou funkci lineární a exponenciální. Konstantní parametr a je právě jeden a je roven 0,2. Dosazením do rovnice (3) dostaneme

$$dn_e = -\frac{1}{4} L^{-4}$$

Tuto závislost jsme se pokusili aplikovat na data získaná během sluneční erupce třídy M ze dne 28. července 2015. Vypočtené hodnoty elektronové hustoty se ale pohybují ve velmi malých hodnotách (až ve statisícinách základních jednotek), proto naše výpočty zatím nebylo možné aplikovat na makroskopické vlastnosti plazmatu. Pokračovali jsme tedy výpočtem některých dalších veličin, z nichž některé by bylo možné použít.

Další modelovanou veličinou byla teplota plazmatu. Podle základní charakteristiky plazmatu známe vzorce pro výpočet potenciální a kinetické energie elektronů. Potenciální energie je dána vztahem, který řeší polynomiální substituce dvou rovnic o jedné neznámé, tedy

$$W_p = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R_e} \quad (4)$$

pro střední vzdálenost R_e

$$R_e = \sqrt[3]{\frac{3}{4}\pi n_e} \quad (5)$$

Kinetická energie je definována přímou úměrou teploty plazmatu podle jednoduché závislosti

$$W_k = \frac{3}{2}k_B T_e \quad (6)$$

Známe také poměr potenciální a kinetické energie jako funkci srážkové frekvence, kterou si vyjádříme pomocí známých veličin a konstant. Po provedení potřebných substitucí dostaneme výsledek pro neznámou T_e

$$dT_e = \frac{dn_e e^4}{\epsilon_0^{\frac{4}{3}} k_B (36\pi)^2} \quad (7)$$

Podle toho dosadíme a vypočítáme potenciální a kinetickou energii podle rovnic (6) a (7). Ani zde nicméně ještě nebylo možné aplikovat výpočty pro model makroskopických vlastností ionosféry, čehož jsme docílili až pomocí frekvence radiového signálu.

Pomocí měření jsme zjistili, jaký trend má hladina intenzity radiového signálu. Považovat získanou frekvenci za konstantní by bylo správné jen při relativně velkém zaokrouhlení. Přijímaná frekvence se s proměnnou ionizací, a tedy proměnnou elektronovou plazmovou frekvencí, v „menším rozsahu“ mění. Lze ukázat tím, že pokud máme doma rádio, na kterém celý den posloucháme jednu stanici, stejně čas si čas od času všimneme více či méně slyšitelného šumu. Změnu frekvence radiového signálu jsme vypočítali pomocí hybnosti. Víme, že frekvence elektromagnetického vlnění se vypočítá jako

$$\nu = \frac{E}{h} = \frac{pc}{h} \quad (8)$$

Hybnost jsme schopní vypočítat pomocí kinetické energie, když ji budeme derivovat podle rychlosti: $\frac{dW_k}{dv} = mv$. Hybnost lze tedy odhadnout řešením této diferenciální rovnice prvního řádu. Výsledek již lze považovat za makroskopicky invariantní, neboť víme, že $W_k(t \rightarrow 0) = 0$.

Výše jsme definovali změny frekvence přijímaného radiového signálu. Protože jsou tyto hodnoty rovné změně samotné elektronové plazmové frekvenci v místě odrazu vlnění, použijeme rovnici (3) pro určení elektronové hustoty jako

$$n_e = \frac{\omega_{p.c.}^2 m_e \epsilon_0}{e^2} \quad (9)$$

Hodnoty elektronové hustoty se pohybují okolo $1,72 \cdot 10^5 \text{ m}^{-3}$.

Nyní už jednoduše dopočítáme teplotu a potenciální, respektive kinetickou energii plazmatu - podle vztahů 6, 3 a 5. Rovněž tak jsme si pomocí kinetické energie stanovili hybnost elektronů.

Také nás zajímala Debyeova délka coby jedna ze základních charakteristik ionosféry jako nízkoteplotního plazmatu. Rovnice pro výpočet toho parametru má tvar

$$\lambda_{De} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}} \quad (10)$$

Zjistili jsme, že pro více vyhodnocovaných vysokoenergetických jevů (sluneční erupce třídy C, M a X, magnetická bouře na Jupiteru...) je hodnota Debyeovy délky téměř konstantní a má hodnotu přibližně $31,4 \mu\text{m}$. Na grafech v příloze si všimněme, že Debyeova délka nabývá nenulové hodnoty, i když časové údaje zrovna odpovídají nočním hodinám, kdy je jakákoliv charakteristika plazmatu pouze hypotetickým odhadem. Tento poznatek je velice zajímavý a říká nám, že při náhodné ionizaci vlivem energetické anomálie během noci by bylo N_D nositelů elektrického náboje vnímán jako nestíněný a nezanedbatelně interagující ve sféře popsané stejnou λ_{De} . Veličině N_D se říká plazmový parametr. Tato hodnota udává počet částic v Debyeho sféře a pro ideální plazma platí podmínka $N_D \gg 1$. Bylo zjištěno, že hodnoty plazmového parametru oscilují kolem střední hodnoty $\bar{N}_D \simeq 22$, D ionosférickou vrstvu tak podle této hodnoty můžeme za ideální plazma označit. Zajímavé také je, jak popsat chování nabitých částic kinematicky.

Rychlost elektronů v plazmatu lze odhadnout pomocí střední kvadratické rychlosti částic plynu, již odhadneme jako funkci celkové kinetické energie systému, tedy

$$\bar{v} = \left(\frac{3k_B T_e}{nm_e} \right)^{\frac{1}{2}} \lambda_{De} \quad (11)$$

Pak víme, že dráha fluktuace jednotlivých elektronů a iontů je rovna časovému integrálu této rychlosti, naopak zrychlení její časové derivaci.

Se znalostmi o reálných hodnotách elektronové hustoty můžeme modelovat reálné hodnoty termodynamické teploty. Použijeme pro to rovnici (8) a potřebný bude i rozměr Debyeho sféry. Dojdeme ke vztahu

$$T_e = \frac{n_e e^4}{\epsilon_0^{\frac{4}{3}} k_B (36\pi)^2 \lambda_{De}} \quad (12)$$

Hodnota termodynamické teploty se pohybovala vždy kolem 190 K, což nám díky elementární definici ionosféry jako nízkoteplotního plazmatu vzniklého ionizací plynu umožnilo si orientačně ověřit správnost našich výpočtů. Vypočítali jsme si tepelnou energii, a to dle závislosti popsané jako

$$Q(t) = cm_e T_e(t) \quad (13)$$

Měrná tepelná kapacita roste přímo úměrně elektronové hustotě a termodynamické teplotě: $c = \gamma n_e T_e$, kde konstanta úměrnosti má hodnotu přibližně 10^{-3} . Výsledné hodnoty zpracované graficky ukazují na malé hodnoty tepelné energie, a to logicky vlivem nízké teploty. Rovněž nás zajímalo, jak vypadá systém nízkoteplotního plazmatu z hlediska termodynamické entropie. Tam jsme aplikovali závislost

$$S = \frac{\delta Q}{T} \Leftrightarrow S(t=0) = 0 \quad (14)$$

Získali jsme data ukazující na malé hodnoty termodynamické entropie, analogicky k malé hodnotě tepla v diferenciálním tvaru.

Data, jež byla získána pomocí tohoto jednoduchého matematického modelu, umožnila posunout výzkumné měření o krok dále a popsat ionosférické poruchy obecně i s přihlédnutím k aktuálně diskutované problematice vysokoenergetických jevů ve Sluneční soustavě a záblesků γ záření pocházejících z hlubokého vesmíru. Byla diskutována ionizační spektra plynů v ionosféře a také spektrální analýza vysokoenergetických jevů ionosféru ovlivňujících.

Dostat se k charakteristice takovýchto jevů totiž není tak složité, jak by se mohlo zdát. Byly řešeny modely, jež popisují distribuci atmosférického plazmatu v závislosti na výšce. Jejich výsledkem je numerický tvar úplného diferenciálu $\frac{dn_e}{dH}$ pro výšku H a elektronovou hustotu n_e . Numerické hodnoty takovéto derivace jsou však mnohdy vyšší než momentální elektronová hustota v ionosféře. To je způsobeno interakcemi mezi meteorickým impaktem nebo impaktem sluneční hmoty, jenž je sám složen z vysokoteplotního plazmatu. Vysokoteplotní plazma interaguje s plazmatem atmosférickým, působí ionizaci a také uvolňuje do prostoru vlastní nabitě částice. Tento jev se nazývá ionosférická odezva. Řešením výsledné diferenciální rovnice poté můžeme získat reálné diagnostiky popisující plazma impaktů, jež umožňují následnou rekonstrukci jejich spekter.

2 Model fúzního plazmatu

V rámci praktické části výzkumáčku jsme se seznámili s tokamakem GOLEM, jeho konstrukcí a technickými parametry i s diagnostikami vysokoteplotního fúzního plazmatu, jež jsou rutinně měřeny. Měli jsme možnost sledovat běžné měření a experimenty a také práci na údržbě zařízení a zkoumání vlivu silových polí na kvalitu tokamakového výboje.

Na základě těchto zkušeností jsme se rozhodli pokusit se namodelovat základní fyzikální parametry vybraného tokamakového výboje. Byl zvolen výboj 21072, jež jsme se rozhodli modelovat jako ukázkou dosti typického tokamakového výboje.

Data ke zvolenému výboji jsou dostupná na webové databázi laboratoře, viz citované zdroje. Níže popíšeme postup a výsledky, kterých jsme při popisu tohoto výboje dosáhli.

2.1 Výboj 21072

Prvním krokem práce byla analýza dostupných naměřených dat. Byla zjištěna doba trvání plazmatického výboje, jež činila 10.8 ms. Dále jsme se zabývali problémem, jak z dostupných údajů získat podobný výstup jako svém při měření ionosférického plazmatu. Připomeňme, že je při něm modelováno na základě hladiny intenzity měřeného radiového signálu. Jednotkou této veličiny jsou bely, respektive častěji užívané decibely. Byla proto vypočítána relativní intenzita zkoumaného výboje a dále jsme pracovali s ní.

Diskutovaná veličina není měřena přímo, ale je jí možné vypočítat. Její definicí je totiž dekadický logaritmus poměru P/P_0 , kde P je reálný výkon a $P_0 = 1$ mW smluvní konstanta používaná pro transformaci. Pro reálný výkon můžeme využít vztahu $P = \frac{U^2}{R}$. Takto obecně popsaná závislost by měla v našem případě dát dohromady charakteristiku zařízení a zkoumaného plazmatu. Využili jsme tedy napětí na závit U_{loop} , jež je veden komorou o odporu $R_{chamber}$, kde se vytváří plazma. Kombinace těchto dvou diagnostik poskytla potřebnou informaci o výkonu disipovaném v plazmatu díky napětí vyvolaném v zařízení. Následně jsme aplikovali logaritmickou transformaci a získali relativní intenzitu, s níž bylo dále pracováno podle rovnic popsaných výše.

Byla vypočtena elektronová plazmová frekvence a za pomoci této veličiny jsme se také pokusili o stanovení elektronové hustoty. Byly stanoveny numerické hodnoty elektronové hustoty pro píky provázející výboj a rovněž tak byla demonstrována jejich závislost na napětí vedené závitě, tedy $n_e = f(U_{loop})$. Zjistili jsme, že v námi zkoumaném výboji 20172 byly píky elektronové hustoty malé, a celková elektronová hustota tak konvergovala ke změřené střední hodnotě. Všimli jsme si, že dle našeho modelu byla většina této "píkové elektronové hustoty" distribuována na nulovém celkovém napětí. I to bychom očekávali u výboje, kde docházelo jen k malým výkyvům počtu nabitých částic od stanovené střední hodnoty. Tuto se bohužel nepodařilo na základě modelu vypočítat. Byly učiněny jisté pokusy s hledáním primitivní funkce popsané závislosti, touto metodou ale nebylo dosaženo žádného diskuzi snářejícího výsledku.

Lepších výsledků bylo dosaženo s teplotou plazmatu, kde se podařilo vypočítat i její absolutní numerickou hodnotu v elektronvoltech. Z této diagnostiky pak vycházely další modelované parametry, jakými byla kinetická a potenciální energie nebo rychlost, zrychlení a dráha fluktuace soustavy elektronů. Díky známé střední hodnotě teploty a elektronové hustoty, jež byly změřeny na tokamaku již během experimentu, jsme byli také schopni poměrně přesně stanovit Debyeovu délku, jež činila přibližně $34.86 \mu\text{m}$. Bylo poté ověřeno, že elektrony ve výboji byly fluktuovány na vzdálenosti menší než Debyeova délka, což dobře odpovídá parametřům ideálního plazmatu. Jistou výjimkou se mohou zdát takzvané runaway electrons, ty jsme však na základě diskutovaných zjištění ve výboji neočekávali.

S pomocí Debyeovy délky a elektronové hustoty jsme také mohli stanovit plazmový parametr coby jeden za základních vlastností plazmatu, počet částic v Debyeově sféře. Díky němu je možné ověřit, zda daná soustava splňuje parametry ideálního plazmatu. Je dána zmíněná podmínka $N_D \gg 1$. Tato byla splněna, což je u horkého fúzního plazmatu logické. Je však vhodné zmínit, že námi vypočítané hodnoty o jeden až dva řády převyšují plazmový parametr ionosférického plazmatu, jehož zkoumání patřilo k motivacím tohoto výzkumáčku.

3 Výsledky a diskuze

Díky rovnicím, jež byly popsány a diskutovány v kontextu měření a modelování nízkoteplotního plazmatu, jsme se pokusili sestavit jednoduchý model pro vysokoteplotní fúzní plazma tokamakového výboje. Zkoumali jsme základní fyzikální diagnostiky, jakými byli elektronová hustota a teplota plazmatu. Plazmatickou teplotu se podařilo odhadnout v celkové numerické hodnotě, pro elektronovou hustotu jsme získali data pro jednotlivé píky. Celkovou numerickou hodnotu se nepodařilo stanovit, a tento problém je tedy jednou z možností, jak v práci dále pokračovat.

Na základě svých výsledků jsme rovněž modelovali kinematické chování soustavy elektronů a byla rovněž vypočítána Debyeova délka a plazmový parametr coby klíčové charakteristiky ideálního plazmatu.

4 Závěr

Očekáváme, že modely vyvinuté paralelně pro soustavy plazmatu o různých teplotách budou po další práci a úpravách moci snést srovnání mezi sebou navzájem. V rámci zkoumání nízkoteplotního plazmatu jsme diskutovali měření zemské ionosféry. Tento výzkum byl diskutován s Ústavem fyziky atmosféry a Ústavem fyzikální chemie Jaroslava Heyrovského Akademie věd České republiky a prezentován na mezinárodní astrofyzikální konferenci IBWS. Jsou také připravovány podklady pro publikaci našich výsledků.

V rámci tohoto výzkumu byly popsány rovnice, jichž jsme následně využili pro modelování vysokoteplotního fúzního plazmatu na tokamaku GOLEM. Z vytyčených cílů své práce, tedy aproximovat základní fyzikální parametry takového plazmatu, se nám podařilo stanovit téměř všechny zkoumané hodnoty. Nepovedlo se vypočítat střední hodnotu elektronové hustoty, očekáváme však její přiblížení ke změřeným diagnostikám. Toto je však dobrým námětem pro další pokračování práce. Dále by bylo v rámci rozšíření práce vhodné zakomponovat do modelu ionizační mechanismy, jež jsou v nízkoteplotním plazmatu zkoumány za cílem sestavení spektrálních čar a ionizačních spekter plynů.

Model byl diskutován s členy výzkumné skupiny pracující na tokamaku. Následně byl vypracován GNU Octave skript, který shrnuje popsané výpočty, a byl zaslán ke kontrole a možnosti případné další diskuze.

Tato práce připravená v rámci korespondenčního semináře pro střední školy je tak dobrým základem pro další výzkum v oblasti fyziky plazmatu v dalších letech středoškolského a případně i vysokoškolského studia.

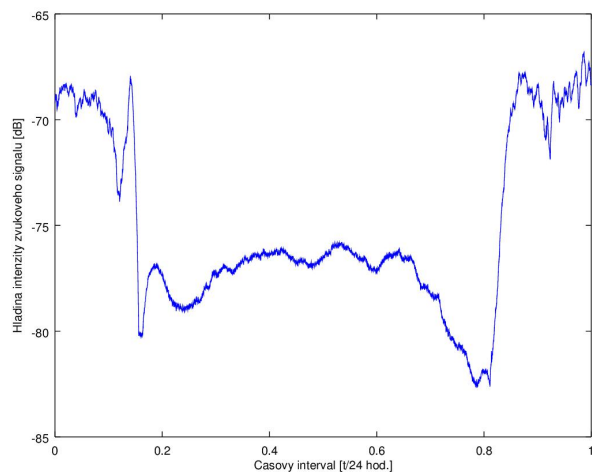
5 Poděkování

Rád bych touto cestou poděkoval Bc. Jakubu Veverkovi a Bc. Ondřeji Groverovi za veškerou ochotnou pomoc s vypracováním tohoto výzkumného úkolu a Ing. Vojtěchu Svobodovi, CSc. za možnost seznámit se s prací a výzkumem na tokamaku a dále za dobře míněné rady, jichž jsem se při práci pokoušel držet. Všem výše jmenovaným pánům rovněž děkuji za to, že byli ochotni se mnou tento výzkumný úkol konzultovat v rámci Semináře vědy a techniky i mimo něj.

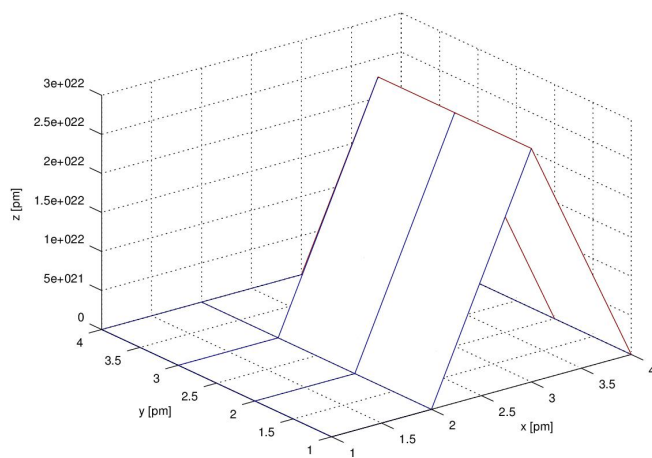
6 Zdroje informací

- [1] *NASA's Radio Jove Project: Solar and Planetary Radioastronomy for Schools* [online]. Washington, D.C.: NASA, 2015 [cit. 2016-01-24]. Dostupné z: <http://radiojove.gsfc.nasa.gov/>
- [2] Anonym. *Úvod do fyziky plazmatu*. Katedra fyzikální elektroniky ČVUT v Praze. 2015. 13. stran
- [3] RADICELLA, Sandro Maria a Man-Lian ZANG. *The Improved DGR Analytical Model of Electron Density Height Profile and Total Electron Content in the ionosphere*. International Centre for Teoretical Physics, Trieste, Italy, 1995.
- [4] KUBEČKA, Jakub. *Studium osudu o-nitrofenolu v troposféře metodami kvantové chemie a nediabatické dynamiky*. Praha, 2015. Bakalářská. VŠCHT v Praze. Vedoucí práce Prof. RNDr. Petr Slavíček, Ph.D.
- [5] *Fakulta chemicko-technologická: Univerzita Pardubice* [online]. Pardubice: Univerzita Pardubice, 2015 [cit. 2016-01-24]. Dostupné z: <https://www.upce.cz/fcht/index.html>
- [6] Particle in Cell. *Wikipedia, the Free Encyclopedia* [online]. San Francisco: Wikimedia Commons, 2016 [cit. 2016-05-07]. Dostupné z: <https://en.wikipedia.org/wiki/Particle-in-cell>
- [7] ROSENBLUTH, M. N. a S. V. PUTVINSKI. *Theory for avalanche of runaway electrons in tokamaks*. DOI: <http://dx.doi.org/10.1088/0029-5515/37/10/I03>.
- [8] Tokamak GOLEM. *FJFI ČVUT v Praze* [online]. ČVUT v Praze [cit. 2016-03-08]. Dostupné z: <http://golem.fjfi.cvut.cz/>
- [9] Shot No 21072. *Tokamak GOLEM* [online]. ČVUT v Praze [cit. 2016-03-08]. Dostupné z: <http://golem.fjfi.cvut.cz/shots/21072/>

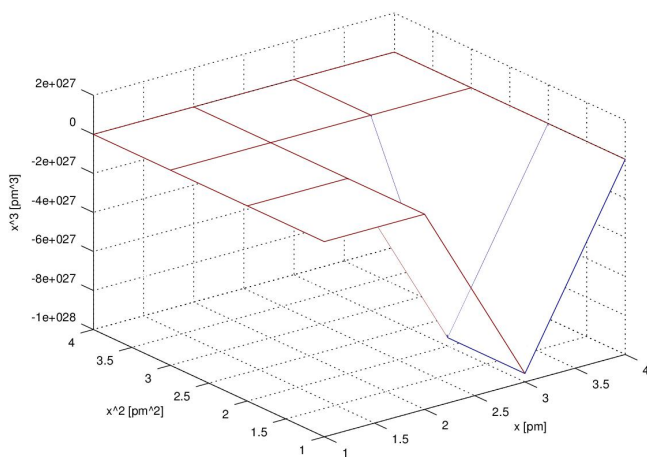
7 Přílohy



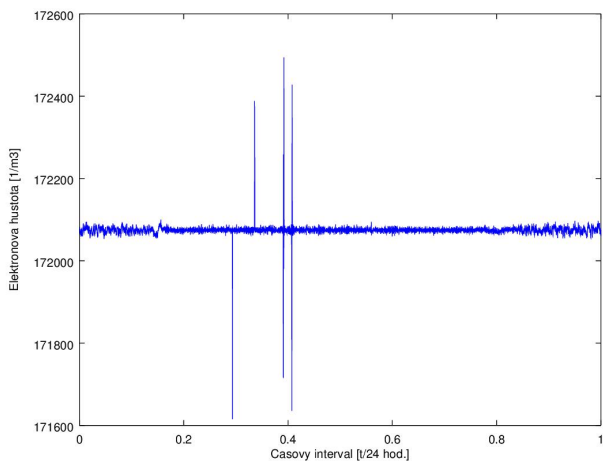
Obrázek 1: Intenzita radiového signálu odraženého od D ionosférické vrstvy během klidného dne.



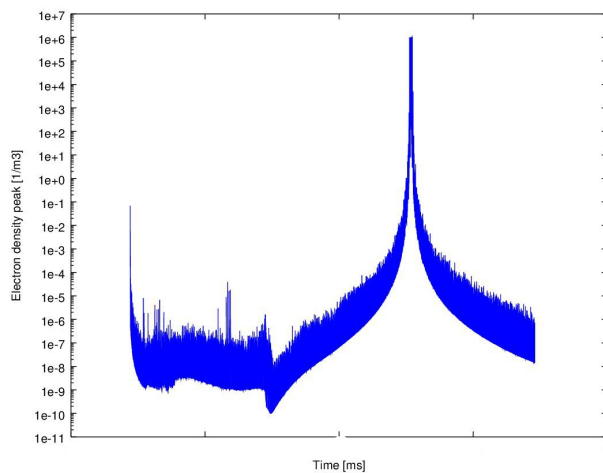
Obrázek 2: Debyeho sféra nízkoteplotního plazmatu zemské ionosféry reprezentovaná homogenními souřadnicemi.



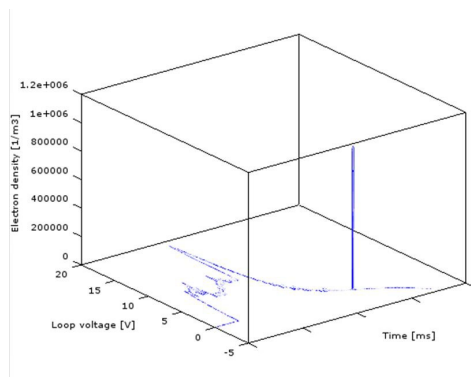
Obrázek 3: Model rozpadu kyslíku v Debyeho sféře.



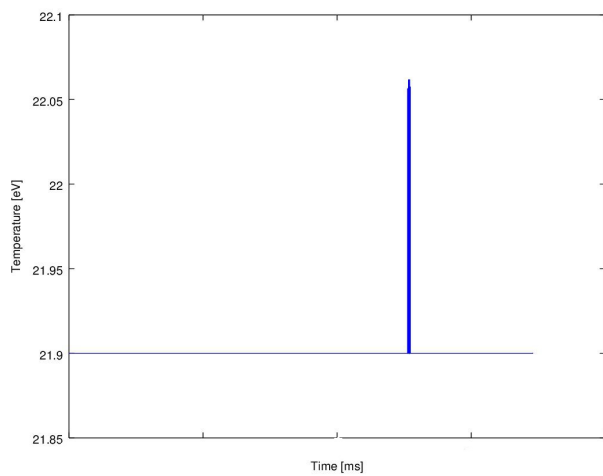
Obrázek 4: Elektronová hustota v ionosféře během zaznamenané sluneční erupce třídy M (22. 8. 2015).



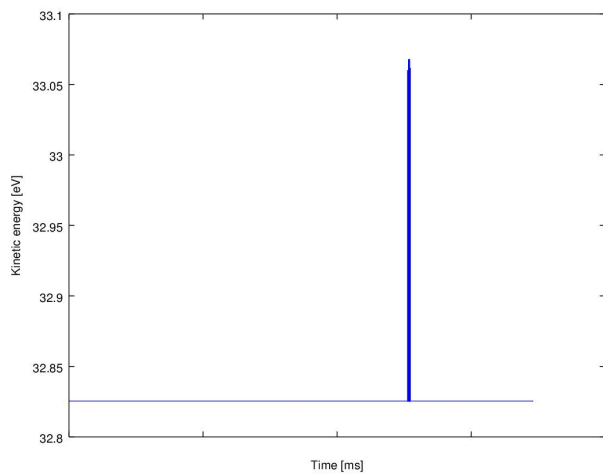
Obrázek 5: Píky elektronové hustoty zaznamenané ve výboji 21072.



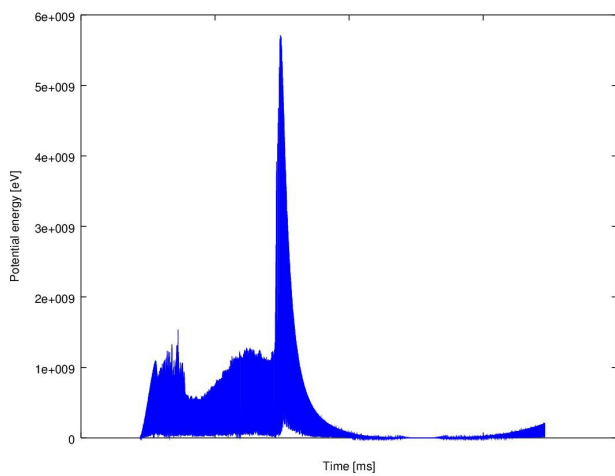
Obrázek 6: Distribuce elektronové hustoty zkoumaná v závislosti na U_{loop} .



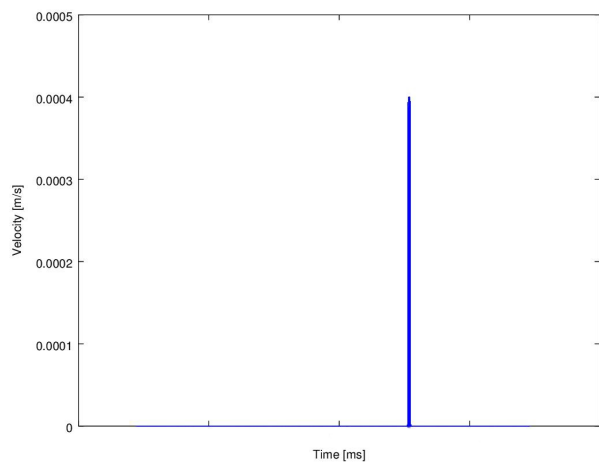
Obrázek 7: Plazmatická teplota vypočítaná pro výboj 21072.



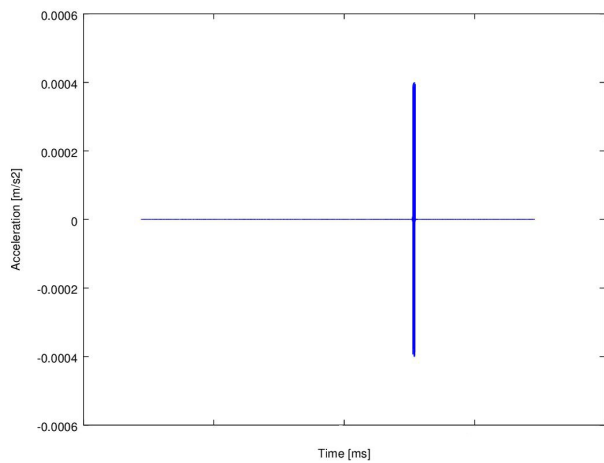
Obrázek 8: Modelovaná kinetická energie plazmatu ve výboji 21072.



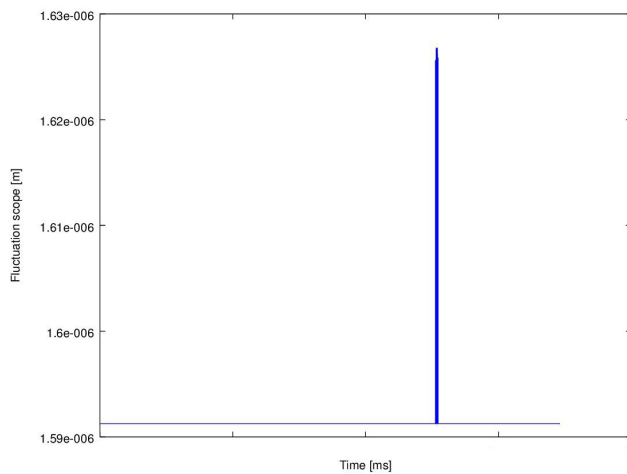
Obrázek 9: Modelovaná potenciální energie plazmatu ve výboji 21072.



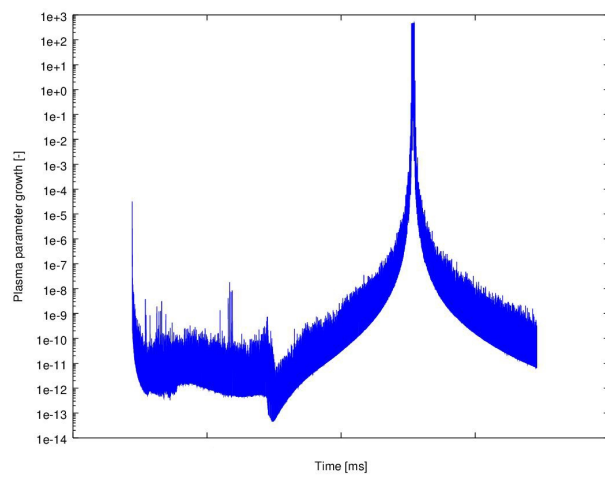
Obrázek 10: Střední kvadratická rychlost elektronů v plazmatickém výboji.



Obrázek 11: Zrychlení rychlost elektronů v plazmatickém výboji.



Obrázek 12: Dráha fluktuaace elektronů v plazmatickém výboji.



Obrázek 13: Nárůst plazmového parametru ve výboji.