

STŘEDOŠKOLSKÁ ODBORNÁ ČINNOST

OBOR FYZIKA

Studium nižší zemské ionosféry
a detekce jejích plazmatických
poruch

Autor: Vojtěch LAITL

Kraj: Karlovarský kraj

Ostrov 2019

STŘEDOŠKOLSKÁ ODBORNÁ ČINNOST

OBOR FYZIKA

Studium nižší zemské ionosféry
a detekce jejích plazmatických
poruch

Study on Lower Earth's
Ionosphere and Its Plasmatic
Disturbances Detection

Autor: Vojtěch LAITL

Škola: Gymnázim Ostrov, p. o., Studentská 1205, 363 01 Ostrov

Kraj: Karlovarský kraj

Vedoucí práce: Mgr. Petr KUBELÍK, Ph. D.

Konzultant:

RNDr. Martin FERUS, Ph. D.

Mgr. Michal ŠTĚPÁNEK

Garant:

prof. RNDr. Svatopluk CIVIŠ, CSc., DSc.

RNDr. Vladimír VÍT

Ostrov 2019

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svou práci SOČ vypracoval samostatně a použil jsem pouze prameny a literaturu uvedené v seznamu bibliografických záznamů.

Prohlašuji, že tištěná verze a elektronická verze soutěžní práce SOČ jsou shodné.

Nemám závažný důvod proti zpřístupnění této práce v souladu se zákonem č. 121/2000 Sb. o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským (autorský zákon) a o změně některých zákonů ve znění pozdějších předpisů.

Ostrov 15. března 2019

A handwritten signature in black ink, appearing to read 'Dostál' followed by a stylized flourish.

Poděkování

Za vznik této práce vděčím svému dlouhodobému vědeckému vedoucímu, trpělivému učiteli a skvělému člověku Mgr. Petru Kubelíkovi, Ph. D. Velké poděkování dále patří mým konzultantům RNDr. Martinu Ferusovi, Ph. D., a Mgr. Michalu Štěpánkovi. Za garanci a zajištění práce děkuji prof. RNDr. Svatopluku Civišovi, CSc., DSc., a RNDr. Vladimíru Vítovi. Za pomoc s experimenty a zpracováním některých výsledků dále děkuji Mgr. Antonínu Knížkovi, Bc. Lukáši Peterovi, Ing. Adamu Pastorkovi, Radce Křížové a Bc. Janě Hrnčířové.

Výzkum byl financován Programem regionální spolupráce krajů a ústavu AV ČR (reg. no. R200401721, reg. no. R200401521) a podpořen Grantovou agenturou České republiky (reg. no. 14-12010S, částečná participace reg. no. 18-27653S). Stáž byla realizována v programech Akademie věd České republiky Otevřená věda II, Otevřená věda III a Otevřená věda IV. Vítaná finanční podpora byla rovněž poskytnuta interním fondem Ústavu fyzikální chemie J. Heyrovského AV ČR, v. v. i., Evropským sociálním fondem a státním rozpočtem České republiky.

Měřicí stanice popisované v experimentální části jsou v rámci zmíněných projektů provozovány v prostorách Hvězdárny a radioklubu lázeňského města Karlovy Vary, o. p. s., Hvězdárny Valašské Meziříčí, příspěvkové organizace Zlínského kraje, a Hvězdárny Svákov. Za sdílení dat a spolupráci při jejich zpracování proto děkuji Ing. Liboru Lenžovi, Jaroslavu Maxovi a Ing. Martinu Kákonovi.

Za poskytnutí dat evidovaných v databázi střeoevropské meteorářské společnosti CEMENT a ochotnou pomoc děkuji Ing. Jakubu Koukalovi a Ing. Jiřímu Srbovi. V neposlední řadě patří poděkování Ing. Jakubu Kákonovi a Ing. Janu Chroustovi za technické zajištění nového designu detekčních zařízení.

Za podporu při svém studiu děkuji své rodině a svým přátelům, jmenovitě zejména Janu Obořilovi za pečlivé přečtení prvních verzí práce a konstruktivní kritiku.

Abstrakt

Práce informuje o inovativním pozorování a studiu nižší zemské ionosféry založeném na dlouhodobém zaznamenávání spekter v radiové oblasti i moderních výpočetních modelech. Stávající rutinní ionosférická měření se zaměřují pouze na oblasti E a F lokalizované ve větších výškách, přestože nejnižší ionosférická vrstva D hraje prokazatelně významnou roli ve fyzikálních a chemických transformacích atmosféry v rámci takzvaného kosmického počasí.

Experimenty využívaly metodu SID (z anglického *Sudden Ionospheric Disturbances Monitoring*). V porovnání s předchozím stavem metody byla provedena zásadní technická inovace měřicích zařízení, čímž bylo dosaženo výrazně lepšího časového i frekvenčního rozlišení měřených radiových spekter. Výsledky měření jsou doplněny semiklasickými simulacemi, počínaje dvou-rozměrným počítačovým FDTD experimentem a konče sestavením syntetických spekter, která se v rámci přípustné chyby shodují s experimentálními výsledky i kvalitativními fyzikálními hypotézami, jimiž jsme fenomenologicky popsali zkoumané systémy neporušené ionosféry nebo ionosférické poruchy vyvolané vstupem tělesa meziplanetární hmoty. Statistické zpracování dlouhodobě sbíraných dat je rovněž diskutováno.

Klíčová slova: astrofyzika - plazma - ionosféra - SID monitory - meteory

Abstract

Based on both state-of-the art radio experiments and computer models, an account is taken of an innovative observation of the lower Earth's ionosphere. Current routine measurements focus mostly only on the E - and F -layers, the regions of higher altitude, whilst the lowest layer D provably plays a significant role in the physical and chemical transformations of the atmosphere within the so-called space weather.

The experiments were performed *via* the SID (*i. e.* Sudden Ionospheric Disturbances Monitoring) method. Compared to the previous state of the method, the measuring devices have been significantly enhanced and, consequently, far better time and frequency resolution of the radio spectra has been obtained. The measurements are appended semiclassical computer simulations, beginning with a 2-D FDTD experiment on radio waves interaction with the ionosphere and ending up with the depiction of synthetic spectra which are in a reasonable agreement with both experimental results and the expected physical phenomena taking place in either unperturbed ionosphere or during the meteoroid descent. The statistical acquisition of our data gained within sustainably long time be also shown.

Key words: astrophysics - plasma - ionosphere - SID monitors - meteors

Obsah

1	Úvod	6
1.1	Ionosféra	6
1.2	Interakce těles meziplanetární hmoty s atmosférou	10
2	SID monitory	12
3	Metodika	14
3.1	Zpracování dat	14
3.2	Výpočetní elektrodynamika	18
3.3	Počítačové simulace	23
4	Výsledky a diskuse	31
5	Závěr	41
6	Seznam symbolů a zkratk	43
7	Seznam obrázků a tabulek	45
8	Přílohy	47
9	Vybrané publikace	49
	Reference	56

1 Úvod

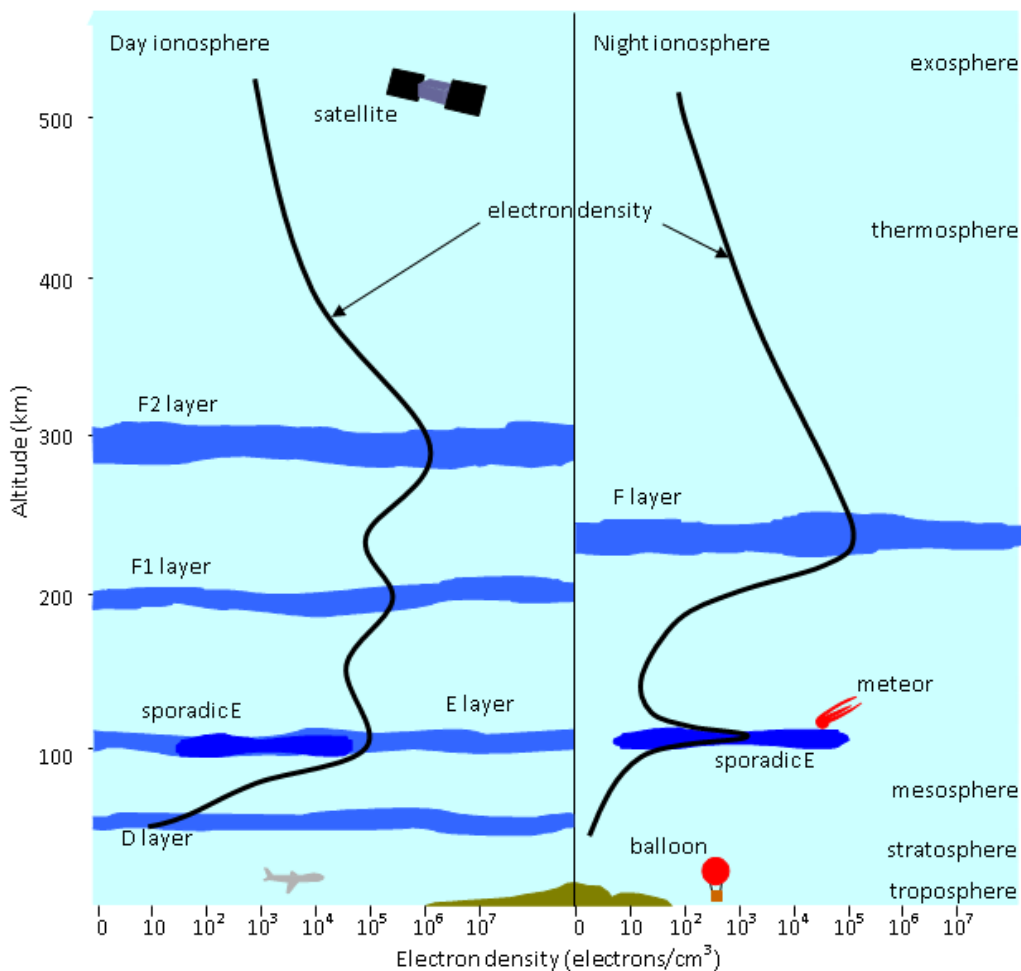
1.1 Ionosféra

Ionosféra je rozsáhlá oblast svrchní atmosféry [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11] lokalizovaná v přibližných výškách od 60 to 1000 kilometrů, kde přechází do plazmasféry [12, 13]. Její charakteristickou a velmi významnou vlastností je přítomnost řídce ionizovaného plazmatu nacházejícího se v hlavních vrstvách D , E , $F1$ a $F2$. Zejména v letních měsících se vytváří i takzvaná sporadická vrstva E_S . Ionizační stupeň plazmatu se obecně zvyšuje s rostoucí výškou od vrstvy D do vrstvy $F2$, která je nejvíce exponována ionizujícímu slunečnímu záření. Naznačená závislost je však silně nelineární a popsané oblasti jsou spíše diskrétní a typicky je oddělují takzvaná údolí (z anglického výrazu *valleys*) neionizované atmosféry [14, 15, 16].

Rovnovážný stav ionosféry se mění s denní dobou, a tedy s intenzitou slunečního osvětlení. Zatímco přes den se v ní vyskytují všechny vrstvy jako separované oblasti, v noci dochází k částečné rekombinaci vrstev D a částečně E , přechod mezi nimiž je méně ostrý. K jejich udržování přispívají kosmické záření nebo vstupy tělísek meziplanetární hmoty. Při výzkumu ionosféry se s výhodou využívá takzvaných ionogramů, což jsou diagramy znázorňující závislost elektronové hustoty či elektronové plazmové frekvence na prostorové souřadnici ztotožňované s výškou nad zemským povrchem. Popsaný ilustrační příklad ionogramu, na němž lze vysledovat popsané trendy, je ukázán na obrázku 1 .

V závislosti na elektronové hustotě je ionosférické plazma reflexivní pro radiové vlny v rozsahu od desítek kilohertzů po desítky megahertzů. Tato vlastnost ovlivňuje pozemní radiovou komunikaci [17] a může mít negativní vliv například na šíření GPS signálů [18]. Radiové signály díky tomu nicméně současně představují jednoduchý nástroj, jímž lze studovat strukturu ionosféry a stanovit některé fyzikální vlastnosti plazmatu, jako jsou elektronová hustota nebo index lomu [19, 20, 21]. Stejně tak je možné těmito poměrně snadnými měřeními [22, 23, 24] pozorovat jev takzvané ionosférické odezvy, tedy procesy provázející lokální fyzikálně nebo chemicky vyvolanou excitaci atmosférického plazmatu a jeho následnou relaxaci [25, 26].

V rámci aproximací zahrnutých v newtonovské mechanice považujících těžké ionty za prakticky nehybné vzhledem k volným elektronům lze formulovat následující závislost mezi elektronovou hustotou N_e a takzvanou elektronovou plazmovou frekvencí $\omega_{p.e.}$ [27]:



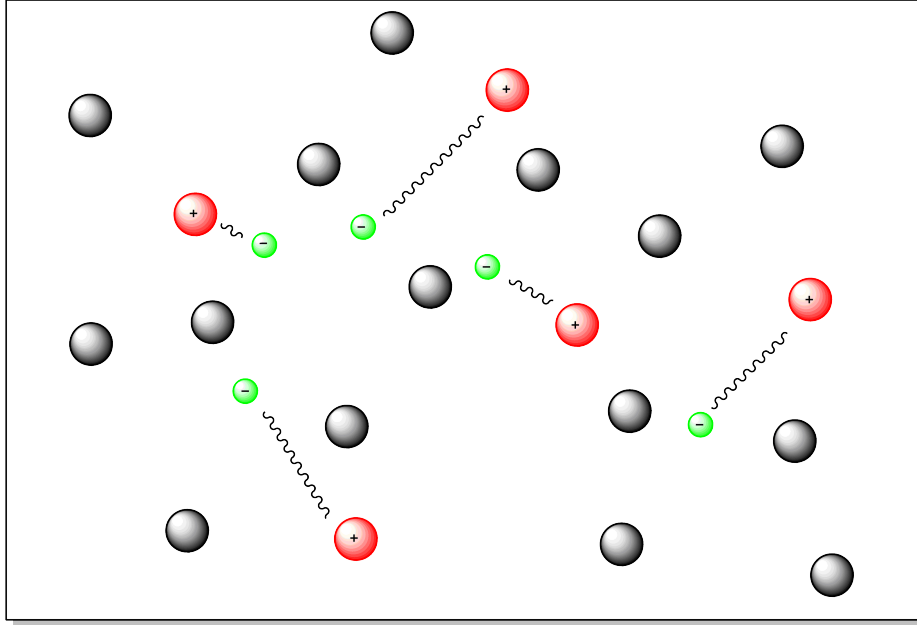
Obrázek 1: Ilustrační příklad ionogramu (převzato ze Space Weather Services).

$$\omega_{p.e.} = \sqrt{\frac{N_e e^2}{\epsilon m_e}} \quad (1)$$

Pro danou permitivitu prostředí představuje výraz $\frac{e^2}{\epsilon m_e}$ (pro klidovou hmotnost elektronu $m_e \cong 9.109 \times 10^{-31}$ kg) pouze podíl fyzikálních konstant, a lze tak nahlédnout, že rovnice popisuje soustavu harmonických oscilátorů složených z elektronů kmitajících kolem jejich těžkých ionů s frekvencí závisující pouze na částicové hustotě nositelů náboje. Tato situace je

ilustračně ukázána na obrázku 2. Takto popsaná vrstva plazmatu je odrazivá pro radiovou vlnu o frekvenci ν při platnosti jednoduché podmínky

$$\omega \geq 2\pi\nu. \quad (2)$$



Obrázek 2: Newtonovský pohled na mechaniku ionosféry. Šedá barva znázorňuje neutrální částice, zde v nadbytku oproti elektronům (zeleně), které s frekvencí závislou na své částicové hustotě oscilují kolem těžkých iontů (červeně).

Záření je právě odraženo, pokud platí, že $\nu \equiv \frac{\omega}{2\pi}$. Frekvence odpovídající limitním elektronovým plazmovým frekvencím daných vrstev se nazývají kritickými frekvencemi [28].

V rámci studia plazmatu v prostředí blízkém zemskému povrchu byl vymezen pojem kosmické počasí, kterým je chápáno chování atmosférického plazmatu za různých podmínek. Jeho výzkum a sledování nám umožňuje zlepšování radiového navádění nejen pozemních objektů, ale i družic, satelitů a tak podobně, a bude tedy bezesporu hrát významnou roli v budoucím očekávaném rozvoji vesmírných misí nebo například teleskopů umístěných na oběžné dráze.

V základním výzkumu představuje ionosféra ideální modelový systém, v němž lze pozorovat chování studeného a řídkého ionizovaného plazmatu vystaveného mnoha různým ionizačním zdrojům. Pečlivý popis takovýchto úkazů společně s dostatečným množstvím experimentálních dat tak mohou být základem nových cest výzkumu v oblasti radiační fyziky.

Přes nemalý rozsah nastíněných využití v základním i aplikovaném výzkumu se jen velmi málo stávajících experimentálních studií [29, 30], přestože bezpochyby uveřejňovaných špičkovými výzkumnými týmy, zabývá nejnížší, a tedy Zemí nejbližší ionosférickou vrstvou D . Svrchní vrstvy E a F , z nichž obě vykazují elektronové plazmové frekvence v řádech MHz, jsou rutinně pozorovány pomocí ionosond. Vrstva D je ale řádově méně ionizována, a její kritické frekvence jsou tedy bohužel pod detekčním limitem těchto sofistikovaných zařízení [31].

SID monitory, které jsou ústředním bodem experimentální části této práce, jsou naproti tomu jednoduchá měřicí zařízení založená na indukčních cívkách, umožňují však měření v oblasti $20 \sim 85$ kHz, což je přesně rozsah frekvencí, pro něž je odrazivá vrstva D [32, 33, 34, 35]. Možnost jednoduše zavést do praxe observace plazmatu i v této oblasti je zvláště významná zejména vzhledem k relativně vysoké částicové hustotě neutrálních částic [36, 37, 30], což usnadňuje i případné laboratorní studium tohoto systému.

Fyzikální jevy provázející odraz radiových vln v ionosféře byly poprvé pozorovány na začátku 30. let minulého století v souvislosti s vynálezy provázejícími vznik a rychlý rozvoj radiového a televizního vysílání. Termín ionosférické odezvy byl vymezen Johnem H. Dellingerem [38], který jej rovněž popsal pro různé ionizační zdroje, zejména sluneční erupce a výrony koronální hmoty. Dnes se jako synonyma běžně používají i pojmy Dellingerův jev nebo náhlá ionosférická porucha.

Výše popsané fenomény mohou být definovány [39, 40, 41, 42, 43, 44] jako interakce ionosférického plazmatu s krátce žijícím prostorově limitovaným zdrojem ionizace, kam se typicky řadí právě sluneční erupce či CMEs [45], ale také vstup tělesa meziplanetární hmoty [46, 47, 48, 49] nebo tvrdého ionizujícího extrasolárního záření elektromagnetické nebo částicové povahy. Předkládaná práce uvažuje jako modelový příklad ionosférické poruchy právě impakt meteoroidu. Abychom porozuměli tomuto modelovému systému a jeho významu pro výzkum v oblasti fyziky atmosféry či meziplanetární hmoty, uvádí následující podkapitola některé jeho základní charakteristiky.

1.2 Interakce těles meziplanetární hmoty s atmosférou

Do zemské atmosféry vstupují nepřetržitě různě velká tělíska meziplanetární hmoty, tedy pevná tělesa nacházející se ve sluneční soustavě a vykazující menší rozměry než planetka. Pro takovéto impakty jsou charakteristické velké rychlosti, typicky v řádu jednotek až desítek km s^{-1} . Pokud je objekt dostatečně hmotný (obvykle vykazuje hmotnost v řádu gramů a vyšší, teoreticky však postačuje těleso o velikosti zrnka prachu), dochází ke kolizi povrchu s excitovanými molekulami atmosféry (O_2, N_2) a v nižších výškách i ke klasickému tření, čímž se těleso zahřívá a jeho povrch postupně tepelně ablatuje.

Plazma, které tímto procesem vzniká, má vysokou elektronovou hustotu, typicky v řádu 10^{13} cm^{-3} a vyšší, a teplotu v řádu 10^3 K . Jako takové deexcituje emisí záření v širokém rozsahu vlnových délek, od ultrafialového záření až po radiové vlny. Záření ve viditelné oblasti je příčinou typického atmosférického úkazu nazývaného meteor či padající hvězda.

Vlivem mechanické a tepelné práce se meteoroid, který do atmosféry vstoupil, rozpadá a ve většině případů před dopadem na zemský povrch úplně shoří. Dokladem o jeho chemickém složení je potom záznam emisního spektra plazmatu a o jeho fyzikálních vlastnostech a projevech mohou vypovídat různá přímá či nepřímá pozorování.

Přesný popis sestupu tělesa meziplanetární hmoty atmosférou a jevů provázejících tuto interakci je velmi komplexní problematika, jíž se zabývá řada rozsáhlých astronomických studií. Pro potřeby předkládané práce je však možné uvést zjednodušený popis se zdůrazněním hlavních aspektů.

Po vstupu tělesa do zemské atmosféry dochází již v poměrně vysokých výškách (až $\sim 120 \text{ km}$) k rychlým kolizním interakcím s molekulami atmosféry, anglicky nazývaným termínem *sputtering*. Pro ně je typická vysoká rychlost penetrujícího tělesa pohybující se většinou mezi 11 km s^{-1} a 72 km s^{-1} . V nižších výškách (obvykle $\leq 80 \text{ km}$ v závislosti na rozměrech tělesa) pak začíná docházet k velmi intenzivnímu tření. Jeho vlivem se kontinuálně zvyšuje teplota tělesa, což provází jeho fragmentace a termální ablatace povrchu. V této fázi dochází také ke tvorbě zářící stopy plazmatu, na níž se podílejí částice atmosféry a odpařené fragmenty tělesa.

Nejnižší bod viditelné trajektorie indikující konec ablačního procesu obecně závisí na počáteční geocentrické rychlosti a hmotnosti tělesa a na zenitálním úhlu jeho vstupu do atmosféry. U těles s nízkou geocentrickou rychlostí ($10 \sim 30 \text{ km s}^{-1}$) a hmotností v řádech kilogramů může viditelná trajektorie

letu končit až ve výškách kolem 30 až 50 km nad zemským povrchem, kde malé rychlosti brání další emisi záření, ale i odpaření zbytku hmoty. Fragmety takovýchto těles pak dopadají na povrch Země jako meteority. Pro nepřímá pozorování meteorů na základě jejich projevů v zemské ionosféře, jimž se věnuje tato práce, je zásadní oblast dráhy ve výškách mezi 60 a 100 kilometry, kde se rovnovážně nachází zkoumaná ionosférická vrstva *D*.

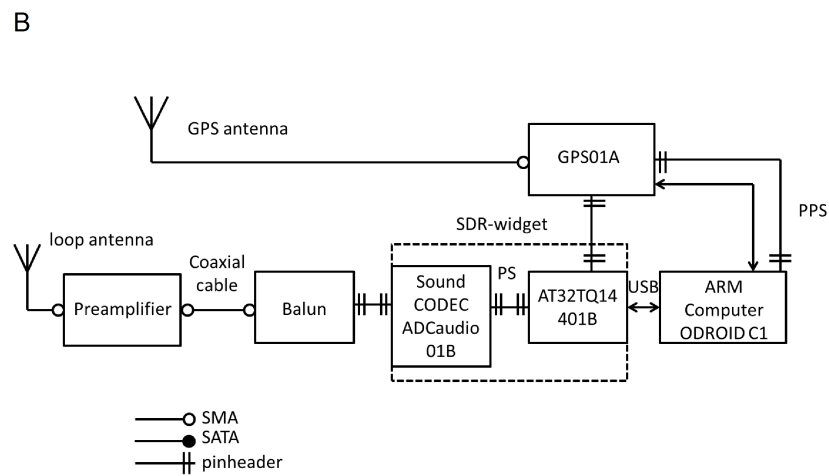
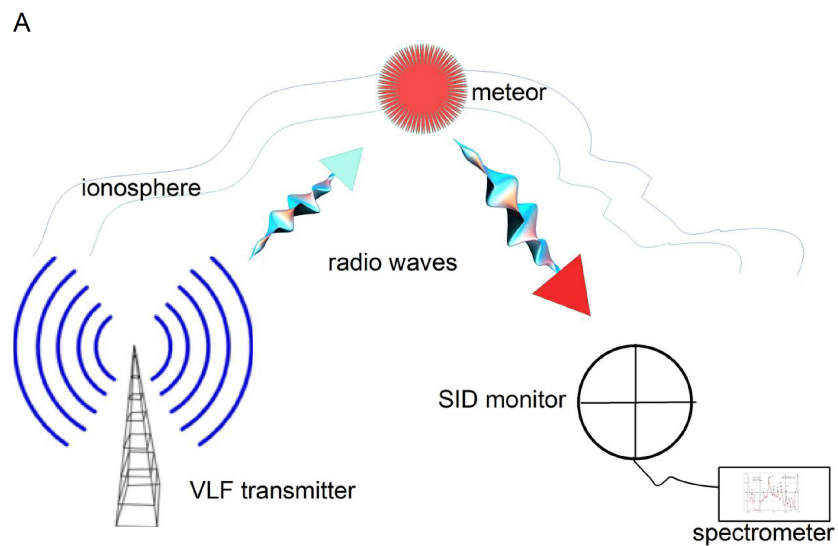
Smyslem této studie není pouze hromadění experimentálních dat, ale zejména jejich správná interpretace a nástin využití v oblasti fyziky plazmatu. Pro vysvětlení nově pozorovaných úkazů stejně jako pro ověření kvalitativní i kvantitativní výpovědní hodnoty experimentálně získaných poznatků bylo proto nutné vytvořit podpůrný teoretický model. Ionosférická odezva na jevy související se sluneční aktivitou se teoreticky popisuje poměrně obtížně, protože ji provázejí výrazné prostorové změny v systému, například sestup některých plazmatických vrstev až o desítky kilometrů [38]. Měření poruchy vyvolané vstupem meteoroidu je naproti tomu možné popsat jako interakci elektromagnetického záření s ionosférou penetrovanou hustým plazmatickým objektem, který je však za našich podmínek řádově menší než inspekční vlna (viz. kapitola 2). Na základě tohoto předpokladu byla formulována a provedena série počítačových experimentů, jejichž bližší popis je uveden v následujících kapitolách.

2 SID monitory

SID monitory jsou detekční zařízení, která byla v 60. letech vynalezena amatérskými radioastronomy. Od 80. let 20. století začaly být využívány některými výzkumnými skupinami zejména pro získání podpůrných informací o časovém průběhu krátkovlnných rentgenových záblesků slunečního nebo galaktického původu, případně některých silných záblesků gamma. Reprezentativním příkladem této aplikace je zejména studie prof. J. Fishmana uveřejněná v časopise *Nature* [50]. Některé z těchto a podobných experimentů jsou stále v provozu, autorovi práce však není známa žádná publikovaná studie zabývající se využitím SID monitoringu jako nástroje pro fyzikální charakterizaci meteorického plazmatu nebo alespoň pro pozorování meteorů jako takové. Nedávno dosažené technické zlepšení měřicích zařízení nám naproti tomu otevírá cestu k překročení některých technických limitů, které mohly v dřívější době provedení či vyhodnocení podobných pilotních experimentů znemožňovat.

Z technického hlediska jsou SID monitory založeny na indukční cínce sestávající z ~ 100 m smaltovaného drátu navinutého na kruhové anténě o metrovém průměru. Tato část aparatury je stěžejní komponent umožňující samotné měření radiových signálů. Jak popisuje obrázek 3, panel A, pro detekci je nutné, aby signály pocházely od výkonného vysílače umístěného za horizontem, a před zaznamenání monitorem byly tedy odraženy od ionosféry. Přesná časová synchronizace je zajištěna GPS anténou a záznam měření s následnou automatickou Fourierovou transformací pro vykreslení spektrogramu provádí výkonný mikroprocesor vystavěný na ARM architektuře. Vývojový diagram aparatury je ukázán na obrázku 3, panel B.

Je důležité zmínit, že na rozdíl od ionosond stávající stanice SID nedisponují synchronizovaným aktivním vysíláním, ale namísto toho využívají facility, které primárně neslouží k vědeckým účelům. V našich zeměpisných šířkách jsou tak z naprosté většiny zaznamenávány amplitudově modulované signály sloužící k navádění ponorek. Seznam použitelných vysílačů spolu s jejich frekvencemi a popisem je uveden v přílohách. Přijímače jsou naladěny na zmíněný interval frekvencí od 20 do 85 kHz, který náleží do oblasti takzvaných VLF (z anglického *Very Low Frequencies*, 30 Hz - 30 kHz) a částečně do oblasti LF (*Low Frequencies*, 30 - 300 kHz). Vzhledem k dosavadním výsledkům dosaženým v oblasti SID monitoringu [51, 52, 53, 54, 55, 56, 57, 58] i k typickému rozpětí frekvencí sledovaných výkonných vysílačů se ale měření více zaměřují na frekvence ležící ve VLF oblasti.

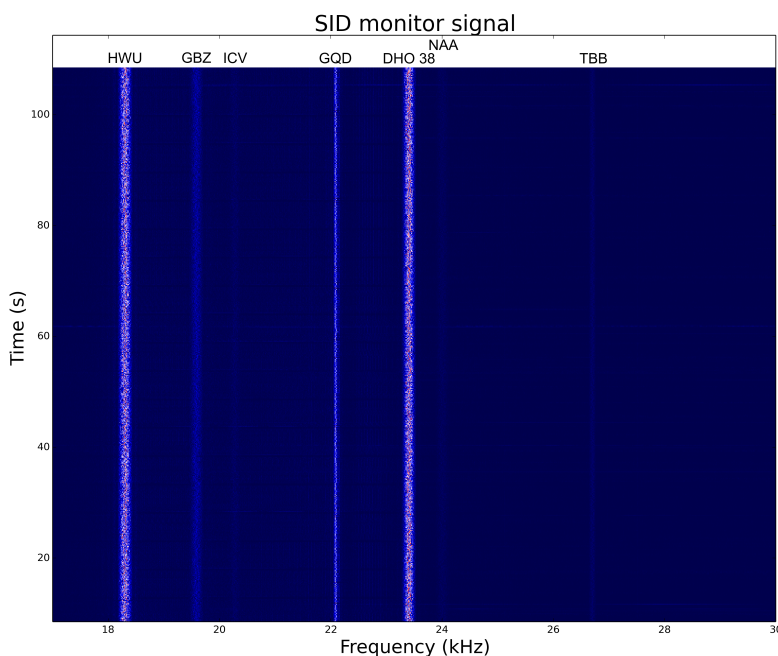


Obrázek 3: Schéma SID monitoru a jeho měření. Panel A popisuje původ a detekci radiových signálů a na panelu B je ukázáno technické schéma SID měřicí stanice. Universal Scientific Technologies.

3 Metodika

3.1 Zpracování dat

Prvním krokem akvizice dat je zmíněné automatické předzpracování pomocí Fourierovy transformace. Tento krok převádí měřené indukované napětí na intenzitu odezvy detektoru jako funkci času a frekvence, která může být znázorněna pomocí takzvaného spektrogramu. Časový integrační krok je nastaven na 170.67 ms a frekvenční rozlišení činí 2.93 Hz. Takovéto parametry měření jsou více než postačující pro dostatečné rozlišení peaků odpovídajících měřitelným výkonným vysílačům. Ilustrační situace je uvedena na obrázku 4 a v přílohách.

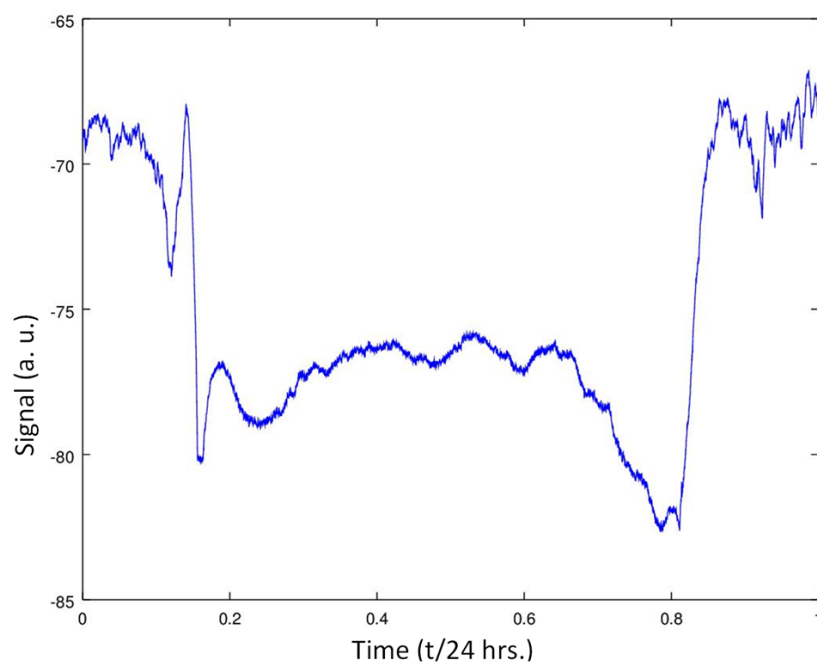


Obrázek 4: Vizualizace ukázkového měření pomocí spektrogramu s viditelnými peaky odpovídajícími středovým frekvencím intenzivních signálů výkonných VLF vysílačů. Podrobný seznam použitelných frekvencí je uveden v přílohách.

Bylo zjištěno, že zatímco v noci v souladu s popsanou změnou rovnovážného

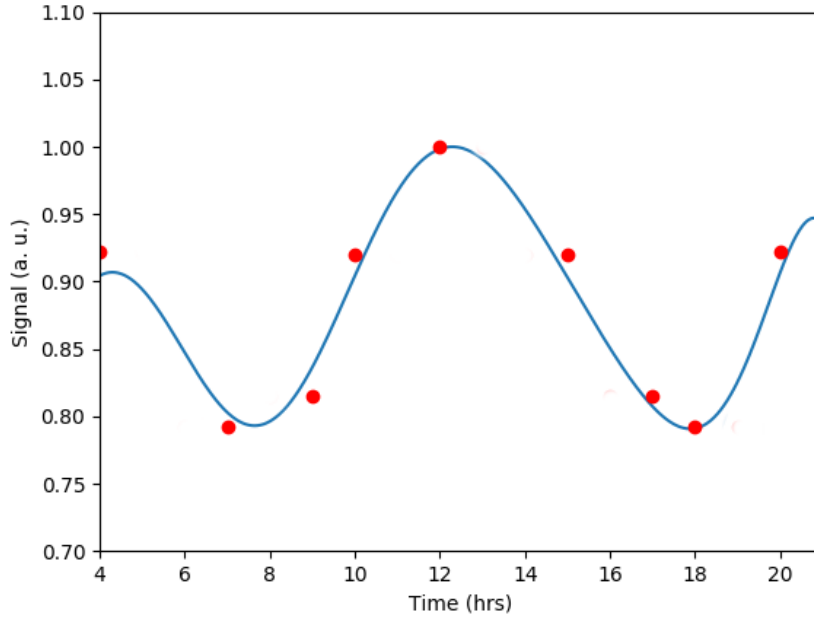
stavu ionosféry ve spektru převládají různé obtížně předpověditelné profily signálu a peaků, chování *D*-ionosférické vrstvy během dne, a tedy pozorovatelné tvary spekter, se s měnící se intenzitou slunečního záření mění spíše periodicky [59]. Tyto změny zvýrazněné na ilustračním záznamu SID monitoru jsou ukázány na obrázcích 5 (příklad měření) a 6 (simulace s využitím fyzikálních konstant dostupných v citované literatuře).

Sluneční aktivita, respektive její anomálie, současně tvoří pravděpodobně nejvýznamnější zdroj ionosférických poruch. V kontextu kosmického počasí jsou často zmiňovány zásahy zemské atmosféry slunečními erupcemi nebo výrony koronální hmoty. Naším vědeckým cílem bylo nicméně vysledovat spektrální profil, který odpovídá prostorově spíše malému zdroji plazmatu o vysoké elektronové hustotě a hustotě energie - meteorickému impaktu.



Obrázek 5: Příklad SID měření.

Poté, co byla měření SID pravidelně prováděna dostatečně dlouhou dobu, bylo možné je porovnat s dostupnými kamerovými daty [60] a na základě shody v čase záznamu ověřit, zda byla podle našich předpokladů skutečně pozorována ionosférická porucha vyvolaná meteorem.



Obrázek 6: FDTD simulace periodických variací ionosféry pozorovatelných v radiových spektrech. Pro podrobnější popis simulace viz následující kapitoly.

V první iteraci byla data zpracována ručně. Spektra byla vykreslena v adekvátním časovém rozpětí kolem zkoumané časové známky poskytnuté kamerovými měřeními a byl uložen jakýkoliv peak či jiná nepravidelnost v záznamu přesahující hladinu šumu. Tímto postupem bylo zjištěno, že ionosférická odezva na meteorický impakt se projevuje snížením absolutní intenzity; podobné profily nalezené ve spektrech vykazovaly délky ~ 3 s, ~ 5 s a ~ 10 s. Takto dosažené výsledky však bylo nutné doplnit fyzikálním modelem, který by vysvětloval původ a tvar extrapolovaných profilových funkcí. Dalším krokem pak bylo plně automatizované zpracování všech dostupných dat.

Pro klasické a semiklasické modelování elektromagnetického záření a jeho interakce s makroskopickými objekty o definovaných fyzikálních vlastnostech se s výhodou využívá algoritmů pro počítačové řešení Maxwellových rovnic aplikovaných na daný systém. S nedávným rozvojem výpočetní techniky

a rostoucími požadavky na fyzikální a matematické modely dal tento postup dokonce vzniknout novému vědeckému odvětví známému jako výpočetní elektrodynamika.

Následující podkapitola proto pro pochopení jejího významu v této práci zjednodušeně popisuje Maxwellovy rovnice a jejich možné řešení pro naše modelové systémy.

3.2 Výpočetní elektrodynamika

Výpočetní elektrodynamika či synonymně elektromagnetické modelování je, jak už bylo naznačeno, moderní fyzikální odvětví, které se zabývá výpočetním modelováním interakcí elektromagnetického záření s hmotnými objekty a okolním prostředím. Typicky, ne však zcela výhradně, využívá klasický přístup k elektromagnetismu, a vychází tak z Maxwellových rovnic nebo jejich upravených tvarů.

Motivací k zavedení tohoto oboru byla skutečnost, že celá řada fyzikálních problémů zahrnující radiační a kolizně-radiační procesy nebo rozptyl elektromagnetického záření mimo volný prostor není dosud analyticky řešitelná. V případě, že není nutné explicitně pracovat s poznatky vycházejícími z kvantové mechaniky, jako je tomu například při modelech atomárních a molekulárních spekter, je pak v takovýchto případech pohodlnější a výhodnější pracovat právě s klasickým elektromagnetismem, protože jeho modely jsou konzistentní a jejich numerická řešení elegantní a dostatečně přesná.

Klasické pojetí elektromagnetismu vychází ze čtveřice parciálních diferenciálních rovnic publikovaných mezi lety 1861 a 1862 skotským matematickým fyzikem Jamesem Clerkem Maxwellem. Dnes je známe jako

Gaussův zákon, který popisuje vztah mezi stacionárním elektrickým polem a elektrickým nábojem, v jehož okolí je pole vytvářeno, a je vysloven jako

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon} \quad (3)$$

pro intenzitu elektrického pole \vec{E} a nábojovou hustotu ρ v prostředí o permisivitě ϵ . Tok intenzity elektrického pole libovolnou uzavřenou (tzv. Gaussovou) plochou je tedy přímo úměrný velikosti náboje v dané ploše (v rovnici reprezentované nábojovou hustotou).

Magnetickému poli vznikajícímu typicky v souvislosti s polem elektrickým se věnuje **Gaussův zákon magnetismu**:

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0. \quad (4)$$

Podle něj v uzavřené ploše na rozdíl od elektrických nábojů nemohou vznikat magnetické „náboje“, tedy monopóly; tok magnetické indukce uzavřenou plochou je nulový. Namísto toho zákon předpovídá, že magnetické pole je

generováno dipólovým uspořádáním, které si lze představit jako známou vizualizaci magnetických indukčních čar kolem severního a jižního pólu. Jejich tečnami jsou právě vektory magnetické indukce.

Nestacionárním silovým polím a jejich vzájemné provázanosti se pak věnují Maxwellův-Faradayův zákon a Ampérův zákon spojitosti indukčního toku.

Maxwellův-Faradayův zákon vysvětluje jev, kdy časově proměnné magnetické pole vždy doprovází prostorově nehomogenní pole elektrické a naopak, při čemž indukovaná změna má snahu silově působit proti svému zdroji. V matematické podobě je zapisován rovnicí

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}. \quad (5)$$

Ampérův zákon spojitosti indukčního toku popsanou závislost blíže kvantifikuje. Jeho odvození bylo provedeno pro případ magnetického pole tvořícího se v okolí uzavřeného závitu, jímž prochází proud. Proto pro příslušnou proudovou hustotu \vec{J} v prostředí o permeabilitě μ platí

$$\nabla \times \vec{B} = \mu \left(\vec{J} + \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right). \quad (6)$$

Rovnice byly uvedeny v diferenciální podobě pro jednotkovou konvenci soustavy SI a za předpokladu působení operátorů na vektory v kartézských souřadnicích. Pro různé konkrétní potřeby mohou být Maxwellovy rovnice uváděny i v integrálním tvaru nebo například v konvenci gaussovských souřadnic, jejich podstata a fyzikální význam se však pochopitelně nemění.

Při interpretaci Maxwellových rovnic lze intuitivně nahlédnout, že v citované podobě se zaměřují spíše na makroskopické důsledky elektromagnetismu, s čímž úzce souvisí jejich odvození nebo modelová demonstrace na elektrických vodičích. Jejich kombinací však lze získat takzvané elektromagnetické vlnové rovnice, jež bez odvození vyslovíme jako

$$\left(c^2 \nabla^2 - \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \vec{E} = 0 \quad (7)$$

$$\left(c^2 \nabla^2 - \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \vec{B} = 0$$

Ty popisují elektromagnetické záření jako vlnu složenou z vektorů charakterizujících elektrickou a magnetickou složku, typicky intenzitou elektrického pole a magnetickou indukcí nebo intenzitou magnetického pole, pohybující se prostorem vymezeným vlnovým vektorem nebo sadou vektorů \vec{k}_i . Obě operátorové rovnice jsou provázány konstantou c , již lze v souladu s Maxwellovým chápáním rychlosti světla v daném prostředí odvodit z rovnic 3 - 6 jako rovnou výrazu

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}}. \quad (8)$$

V současnosti běžnější definice rychlosti světla využívá konstantní rychlosti světla ve vakuu a známého indexu lomu pracovního prostředí, v tom případě platí, že

$$c = \frac{c_{vac}}{N} \Leftrightarrow c_{vac} \cong \frac{1}{\sqrt{\mu_0\epsilon_0}}. \quad (9)$$

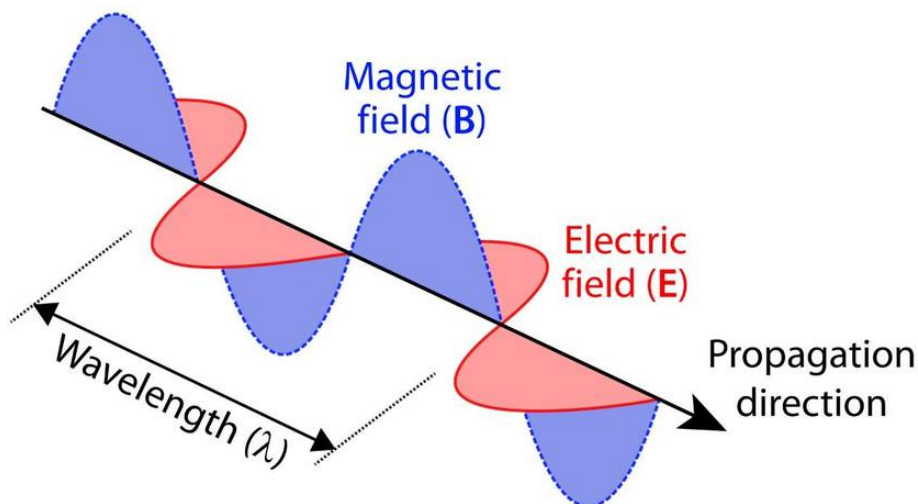
Z vlastností zavedených operátorů pak lze nahlédnout, že elektrická a magnetická složka kmitají kolmo na sebe navzájem tak, že vždy obsahují vlnový vektor, při čemž magnetická složka je numericky právě c -krát menší než složka elektrická. Tuto situaci lze modelově ilustrovat na obrázku 7.

Pro doplnění klasické definice elektromagnetismu se navíc používá rovnice pro Lorentzovu sílu popisující silové účinky elektromagnetického pole na částici o náboji q a rychlosti \vec{v} :

$$\vec{F} = q \left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right). \quad (10)$$

Tato jednoduchá rovnice je velmi důležitá zejména proto, že spojuje definice silových polí s účinky na nabitě objekty, tedy při zobecnění například i na komponenty plazmatu.

Výpočetní elektrodynamika se pak především zabývá způsoby nalezení numericky stabilního aproximativního řešení výše uvedených vztahů. Základem většiny přístupů je převedení kodifikované formy Maxwellových rovnic na matice takzvaných hyperbolických parciálně diferenciálních rovnic (HPDEs, z anglického *Hyperbolic System of Partial Differential Equations*) s nezávislými



Obrázek 7: Vizualizace řešení elektromagnetických vlnových rovnic pro nejjednodušší případ záření lineárně polarizovaného ve směru osy x . Převzato z Physics Stack Exchange.

proměnnými obecně prostoročasových souřadnic. Poté je možné systém aproximativně řešit iteracemi pro kartézské souřadnice nebo čas s využitím znalostí maticových operací.

Z odvozenějších algoritmů založených na tomto principu lze uvést například metodu aproximace diskretních dipólů využívající maticového systému pro symbolickou nebo numerickou formulaci propojených rovnic v integrovaném tvaru nebo metodu rychlých multipólů založené na operaci multipolární expanze. Pro aplikaci teorie elektromagnetismu na zmíněné soustavy s elektrickými obvody nebo podobné problémy se dále s výhodou využívá metody parciálních obvodů ekvivalentních elementů.

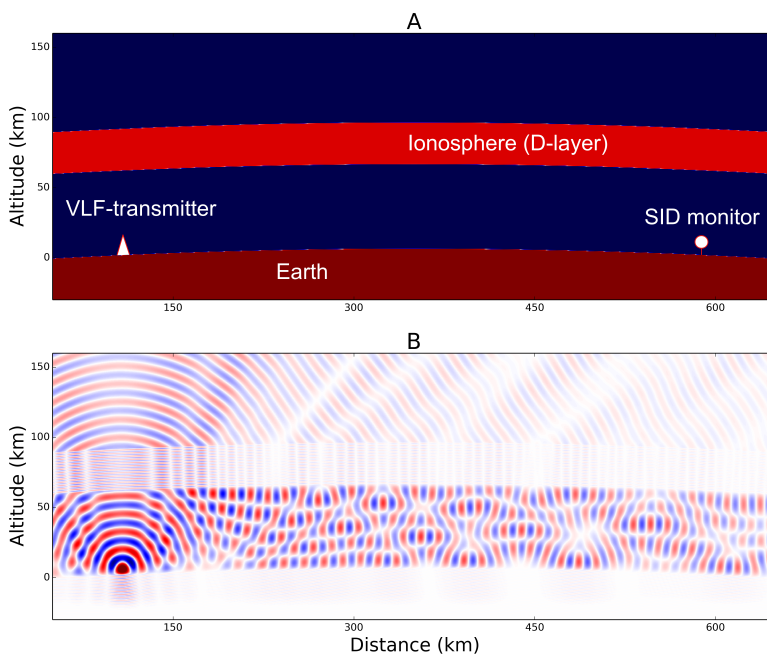
Pro řešení většiny obecně formulovaných vědeckých problémů, jaký představuje i výpočetní část této práce, se však často využívá takzvaná metoda FDTD (z anglického *Finite Difference Time Domain*). Jak její název napovídá, jedná se o metodu diskretizační. Na počátku řešení jsou Maxwellovy rovnice v parciálně diferenciální formě převedeny na rovnice diferenční, a libovolný zadaný prostor je tak převeden na sadu malých, ale konečně velkých eukleidovských podprostorů. Sada propojených diferenčních rovnic je pak řešena pro nezávislou proměnnou časové souřadnice iterované opět o malé, ale konečné inkrementy.

V daném diskretním čase t_k jsou (s využitím magnetické složky charakterizované v předchozí $k - 1$ iteraci) rovnice řešeny pro intenzitu elektrického pole, jejíž hodnota je zafixována a v následné $k + 1$ iteraci použita pro stanovení charakteristiky magnetické složky (\vec{B} nebo \vec{H}). Celý proces se následně opakuje, dokud není dosaženo počátečně nastavené hodnoty simulačního času. Tento postup není v porovnání s alternativními metodami příliš zatěžující pro kapacitu počítačové paměti a procesoru, zároveň však nejsou při dostatečně efektivní diskretizaci souřadnic do výpočtu oproti analytickému tvaru Maxwellových rovnic vnášeny nikterak silné aproximace. Navíc je možné elegantně definovat počáteční podmínky systému a srovnat výsledky s odhadem řešení odvozeným typicky z experimentálních pozorování.

3.3 Počítačové simulace

Podpůrné teoretické simulace byly designovány jako sada dvourozměrných FDTD experimentů. V rámci tohoto přiblížení je zásadní správná definice geometrie systému, v němž jsou rovnice řešeny [61]. Vysílač byl aproximován bodovým zdrojem monochromatického elektromagnetického záření. Pro další experimenty byl zvolen vysílač DHO 38 o frekvenci 23.4 kHz, který se ukázal být jedním z nejmarkantnějších v reálných spektrech.

Vysílač byl umístěn do fixního bodu v kartézské soustavě souřadnic. Vzdálenost mezi vysílačem a bodovým přijímačem byla nastavena na 700.0 kilometrů, což je v přibližném souladu se skutečnou polohou SID monitorů, z nichž jsou v naší síti získávána data. Vzdálenost byla měřena na kruhové výseči o poloměru $R_{\odot} = 6378.0$ km odpovídajícímu kodifikovanému poloměru Země. Geometrie modelu je v kostce shrnuta na obrázku 8, panel A.



Obrázek 8: Design počítačových experimentů. Panel A znázorňuje geometrii modelu, na panelu B je vykreslena ilustrační prostorová závislost \vec{z} -složky intenzity elektrického pole po 3600 sekundách simulačního času.

Vzhledem k diskretizační metodě řešení Maxwellových rovnic nevyžaduje FDTD experiment ve 2D přiblížení žádné další vstupní parametry mimo popsanou geometrii a permitivitu, respektive její profil jako funkci prostoru. Formulace permitivity plazmatu je však obecně netriviální problém, protože jde o vlastnost úzce spjatou s informacemi o kolektivním chování daného plazmatického systému vzhledem k silovým polím. Pouze v případě isotropického systému lze jako výslednou permitivitu očekávat reálné číslo nebo reálnou funkci reálné proměnné, v systémech anisotropických je obecným řešením komplexní tenzor. Problematice interakce nabitých (ionizovaných) oblastí zemské atmosféry byla však věnována značná pozornost a v nedávné studii zabývající se takzvaným globálním elektrickým obvodem a zaměřené i na coupling s neutrálními složkami atmosféry publikovali Morozov et al. [7] profil permitivity ionizovaných atmosférických oblastí, který může být se zahrnutím dalších informací [9, 10, 3, 8, 11, 12, 26, 30, 1, 21] využit pro formulaci vstupních dat relevantních pro naše počítačové experimenty pomocí numerické extrapolace nebo formulace jednoduchých pseudoanalytických funkcí.

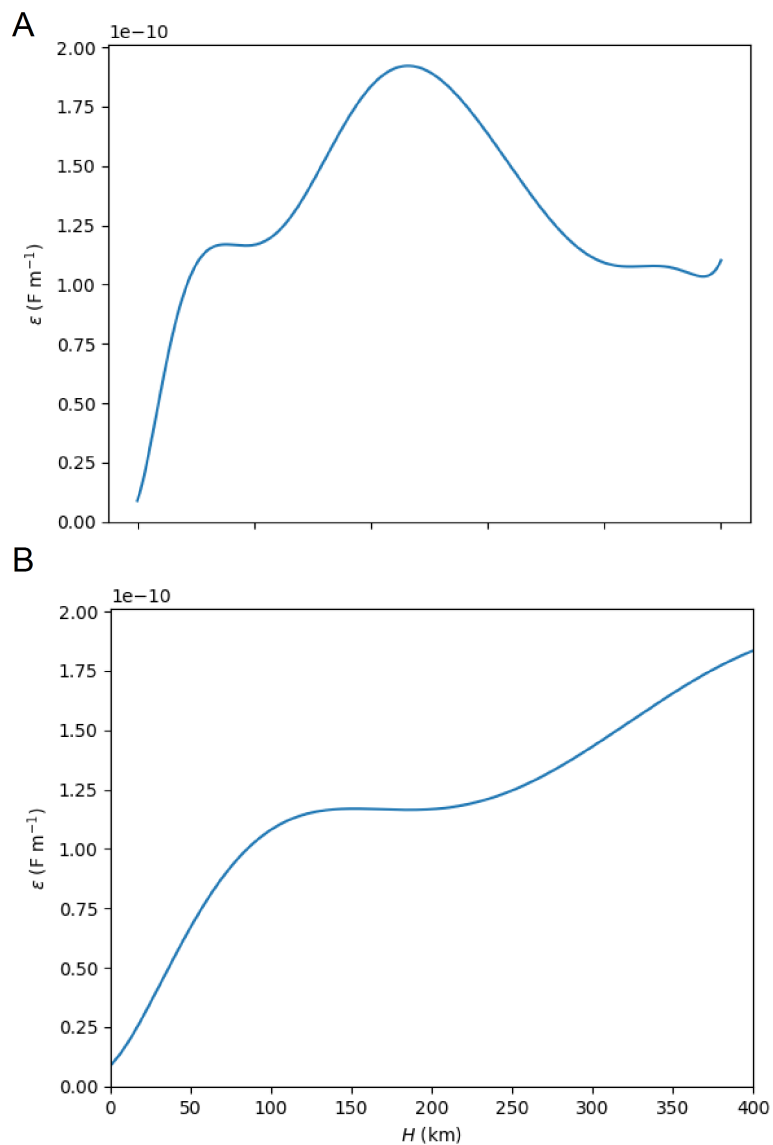
Bylo zjištěno, že v souladu s uvedenými předpoklady se permitivita, a tedy i stupeň ionizace v nižších vrstvách ionosféry, silně mění s denní dobou. Výsledky numerických extrapolací rovněž naznačují, že v noci je zkoumaná vrstva D převážně rekombinována a přetrvává díky kosmickému záření nebo konvekci s fragmenty vrstvy E [62].

V rozsahu výšek, v jakém jsme se pohybovali, tedy 60 ~ 100 kilometrů, byl však očekáván a v dostupných zdrojích [7, 9, 10, 3, 8, 11, 12, 26, 30, 1, 21] potvrzen trend permitivity zvyšující se s rostoucí výškou, jak je ukázáno na obrázku 9. Profilové funkce byly pro potřeby počítačových experimentů diskretizovány na množinu reálných čísel popisující permitivitu plazmatu v dané části prostoru. S takovouto sadou vstupních parametrů bylo možné provádět potřebné simulace v dostupném výpočetním čase, aniž by musely být do výpočtů vnášeny další silné aproximace.

Nejnižší hodnota ionosférické permitivity použitá v simulaci přesahovala permitivitu čistého vzduchu ($\epsilon = 1.0006\epsilon_0$) o 20 procent. Tato hodnota odpovídala nejnižší v simulaci uvažované vrstvě ionosféry. Následně byly do množiny vstupních parametrů iterativně zahrnovány souřadnice, na kterých vždy došlo ke zvýšení permitivity o dalších 20 procent.

Na obrázku 10 jsou pro ilustraci znázorněny umělé vrstvy ionosféry vzniklé diskretizací profilové funkce pro oblast vrstvy D v čase 12.00 UTC.

Simulace byly prováděny v počítačovém prostředí PYTHON-MEEP [63].



Obrázek 9: Profil výškové závislosti středních hodnot permitivity zemské ionosféry. Na panelu A je vykreslena závislost pro celou ionosféru, panel B zobrazuje detail pro vrstvy *D* a *E*.

Souřadnice byly voleny jako kartézské vzhledem k osám x a y s počátkem ve středu Země o poloměru $R_{\odot} = 6378.0$ km; nezávislou proměnnou byl čas.



Obrázek 10: Vizualizace výškového profilu permitivit v D -vrstvě zemské ionosféry v čase 12.00 UTC.

V každém výpočetním kroku byla na souřadnicích detektoru zaznamenána hodnota z -složky vektoru intenzity elektrického pole \vec{E} . Časová závislost $\vec{E}_z(t)$ byla získána interpolací těchto dat. Počítačové experimenty simulovaly šíření radiových vln po dobu postupně 600 a 3600 s. Velikost a tvar detekčního zařízení byly nastaveny v souladu se skutečnými technickými parametry popsanými výše. Relativní intenzita detekovaného záření byla vypočítána pomocí vztahu

$$I_{det} \propto \left| \vec{E}_z \right|_{det}^2, \quad (11)$$

kde „ det “ značí souřadnice detektoru.

Bylo zjištěno, že po 3600 s simulačního času dosahují modelové systémy ustáleného stavu.

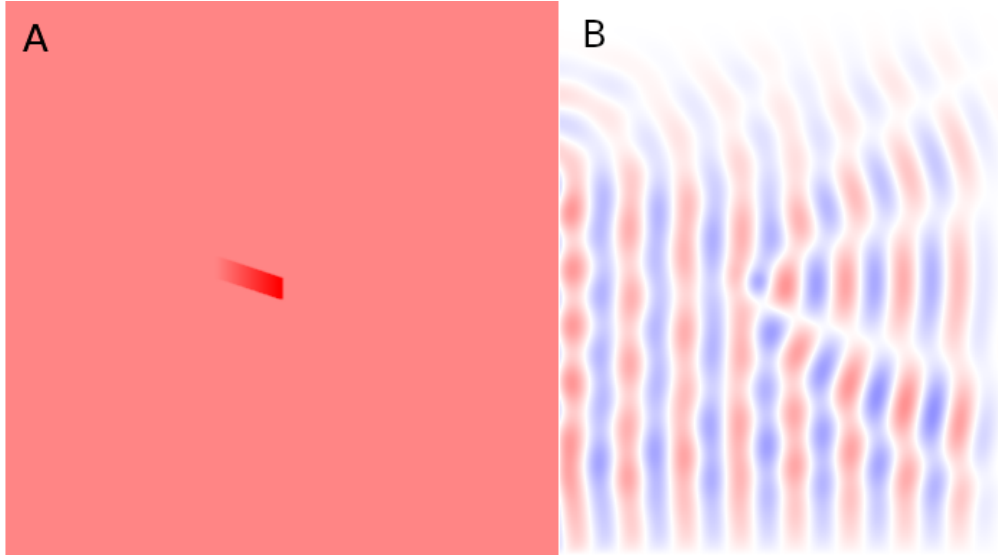
S využitím dat publikovaných ve výše odkazovaných studiích byly vstupní profilové funkce permitivity získány právě s rozlišením jedné hodiny. Za použití výrazu 11 byl získán profil signálu SID v průběhu celého dne. Získaná funkce ořezaná na interval 4.00 UTC - 20.00 UTC, tedy na dobu, kdy lze očekávat periodické změny v ionosféře vlivem intenzity slunečního osvětlení, se kvalitativně shoduje s typickými hodnotami získanými reálným SID měřením, viz obrázky 5 a 6. V noci je z důvodů uvedených výše obtížnější se skutečným měřením přiblížit, a v provedeném rozsahu simulací proto bohužel nebyly pozorovány relevantní periodické korelace.

Poté, co bylo ověřeno, že zvolená výpočetní metoda umožňuje v přiměřeném rozsahu simulovat odezvu neporušené ionosféry, byla v následných krocích provedena sada počítačových experimentů zaměřených na ionosféru penetrovanou meteorem. Meteorickému plazmatu byla opsána cylindrická geometrie a jí odpovídající distribuce elektronové hustoty, a tedy i permitivity v prostoru [64]. Z volitelných parametrů simulací byly dále zahrnuty počáteční souřadnice meteoru, jeho rozměry, amplituda elektronové hustoty a prostorové vlastnosti. Ukázka typického simulačního okna je uvedena na obrázku 11.

Simulační čas byl pro možnost porovnání s předchozími výsledky opět nastaven postupně na 600 a 3600 s. Vzhledem k tomu, že sledovaný objekt byl řádově menší než inspekční vlna ($\lambda \cong 12.820$ km), bylo naším předpokladem, že dominujícím fyzikálním jevem na rozhraní mezi ionosférickým a meteorickým plazmatem bude rozptyl dlouhovlnného záření.

Simulace rozptylu VLF záření na meteorickém plazmatu byla provedena v odlišném geometrickém uspořádání než simulace čisté ionosféry. K této modifikaci výpočtu bylo přistoupeno především z nutnosti zachytit interakci dlouhovlnného záření s poměrně malým plazmatickým objektem, což vyžadovalo zvýšení prostorového rozlišení simulace. V důsledku toho značně vzrostla i náročnost na výpočetní čas a vytíženost operační paměti. Zmenšením simulačního prostoru se vliv těchto technických omezení podařilo dostatečně snížit. Použitá geometrie simulace je ukázána na obrázku 12. Aby byl v simulaci zohledněn vliv různé vzájemné polohy vysílače, meteoru a přijímače, bylo v okolí meteoru definováno několik detektorů (viz obrázek 12).

Relativní permitivita penetrujícího plazmatu byla stanovena pomocí jeho elektronové plazmové frekvence $\omega_{p.e.}$ vypočetné z elektronové hustoty tvořící jeden ze vstupů do simulace pomocí rovnice 1 a frekvence ω odpovídající frekvenci inspekční vlny 23.4 kHz pomocí vztahu



Obrázek 11: Typický design FDTD simulace meteoru. Panel A ukazuje prostorovou závislost permitivity s jasně viditelnou oblastí hustého meteorického plazmatu, panel B prostorovou závislost z -složky intenzity elektrického pole simulovaných radiových vln. Na obrázku je viditelný rozptyl radiových vln v místě meteoru a zpětná interference.

$$\frac{\epsilon}{\epsilon_0} = 1 - \left(\frac{\omega_{p.e.}}{\omega} \right)^2. \quad (12)$$

Vzhledem k velké disproporcii mezi jednotlivými veličinami byla výsledná relativní permitivita tohoto plazmatického systému záporná, řádově $-5 \times 10^{13} \epsilon_0$, a pro provedení fyzikálně relevantních výpočtů byla tedy nutná definice dispersního prostředí, jež v rámci přípustných fyzikálních aproximací určuje absorptanci elektromagnetického záření plazmatem v závislosti na jeho vodivosti σ . Tu lze za předpokladu isotropicity ionosférického prostředí stanovit jako

$$\bar{\sigma} = \frac{\bar{E} N_e e^2}{m_e \omega_{p.e.}}. \quad (13)$$

Střední hodnota intenzity elektrického pole \bar{E} byla vzata z výsledků numerických simulací neporušené ionosféry. Absorptance je pak přístrojově de-

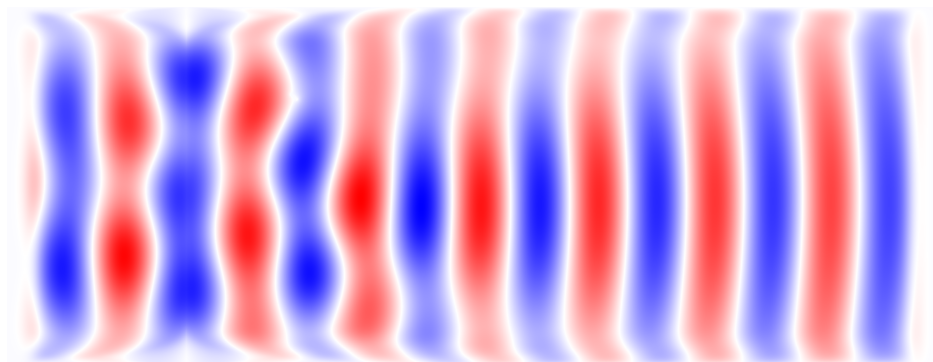


Obrázek 12: Geometrie použitá při simulaci meteoru v dispersním prostředí. Detektory byly umístěny do vzdáleností postupně 20 km, 30 km, 40 km a 50 km od středu meteoru.

finována pomocí Lorentzovy distribuce aproximující řešení Kramersových-Kronigových rovnic [63, 65] pro popis interakce elektromagnetického záření s hustým plazmatem.

I přestože byla velikost simulovaného prostoru značně zmenšena, musely být rozměry meteoru zvětšeny přibližně $100\times$ oproti průměrným hodnotám, aby bylo použité rozlišení postačující. Získané výsledky tak slouží pouze jako mezní hranice skutečně pozorovatelných hodnot. Samotný meteor byl vytvořen z několika sousedních válců, jejichž permitivita klesala směrem k vnějšímu okraji tělesa. Rychlost tohoto poklesu byla nastavena podle normálního statistického rozdělení se středem v ose otáčení. Tímto postupem bylo simulováno rozpínání plazmatu v prostoru vlivem difuze, jeho rozměry však byly během simulace stále konstantní. Cílem výpočtu bylo stanovit, jak se mění signál na přijímačích v závislosti na postupné rekombinaci meteorického plazmatu. Rychlost snižování elektronové hustoty v čase byla aproximována exponenciální funkcí, a tedy kinetikou pseudoprvního řádu [66]. Počáteční hodnota elektronové hustoty (v čase $t_0 = 0$) byla nastavena na $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$.

Složka elektrického pole (\vec{E}_z) získaná popsanou simulací je ukázána na obrázku 13.



Obrázek 13: Elektrická složka \vec{E}_z elektromagnetického záření interagujícího s plazmatem meteoru v dispersním prostředí.

4 Výsledky a diskuse

Hlavními výsledky předkládané kombinované experimentální a teoretické studie jsou numerické simulace odezvy SID monitoru na změny ionizace D -vrstvy ionosféry v průběhu dne a vznik plazmatické poruchy vyvolané průletem meteoru. Simulovaná data umožňují modelovat odraz VLF záření od ionosféry odpovídající jejímu ustálenému stavu v danou denní dobu. Výsledek takovéto simulace je ukázán na obrázku 6. Podle simulací s vyšším časovým rozlišením může ionosférické odezvě na průlet meteoru odpovídat více časových profilů signálu, a to v závislosti na prostorovém uspořádání vysílače a přijímače (viz tabulka 1).

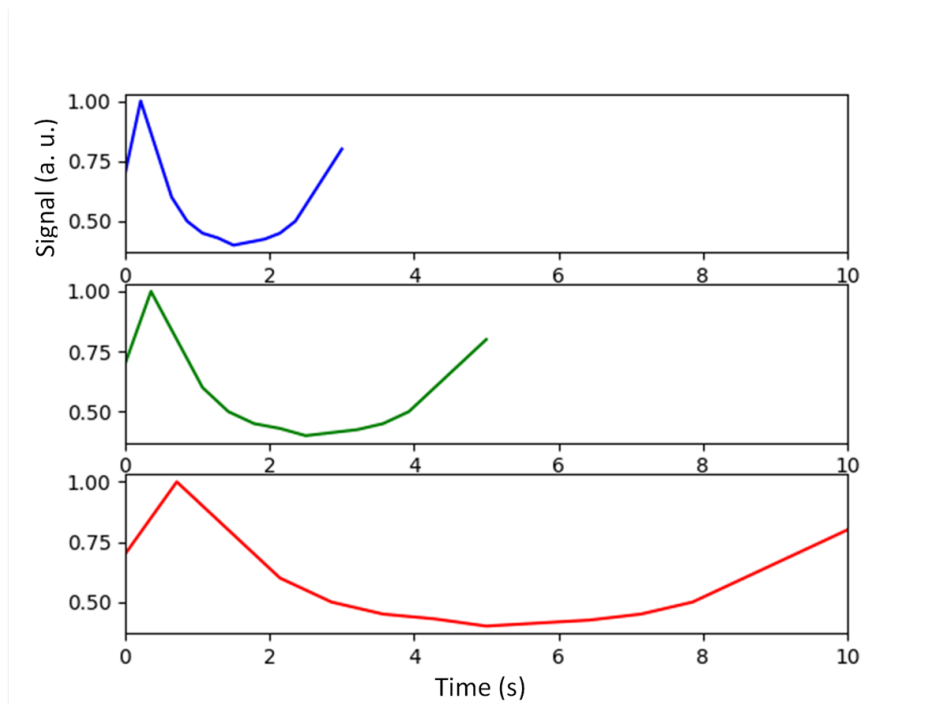
Vyhodnocením experimentálních dat byl nalezen typický tvar signálu jehož vznik mohl být způsoben průletem meteoru. Tento signál byl pozorován převážně jako puls, během něhož dochází ke snížení úhrnné intenzity odezvy detektoru přibližně symetrickému podle osy procházející lokálním minimem. Délka jeho trvání byla typicky ~ 10 s, pro účely automatického vyhodnocení dat však byly použity i 3 s a 5 s trvající časové profily stejného průběhu. Grafy takto získaných profilových funkcí jsou ukázány na obrázku 14.

S využitím získaných profilových funkcí bylo následně možné provést statistickou analýzu získaných experimentálních dat. Funkce byly iterativně propagovány daty separovaných časových závislostí signálu měřeného na středových frekvencích různých vysílačů (viz obr. 4 a přílohy) a v každém čase byla pomocí vztahu pro Pearsonův korelační koeficient

$$R(f, s(t)) = \frac{\text{cov}(f, s(t))}{\sigma_f \sigma_{s(t)}} \quad (14)$$

vypočtena hodnota pseudolineární korelace vstupní profilové funkce f a $s(t)$ jako časově závislé hodnoty měřeného signálu. Časové známky, v nichž byla hodnota stanovena na $R \geq 0.98$, byly vykresleny na časové osy v podobě histogramů. Bylo zjištěno, že nejlepší výsledky je z měření možné odečíst při práci s 10s profilovou funkcí. Data vztahující se ke kratším pulsům byla zahlcena šumem, a nebylo tedy možné vyzorovat žádné statisticky relevantní trendy.

Část histogramu získaného na základě dat z SID detekční stanice umístěné v Karlových Varech (Hvězdárna a radioklub lázeňského města Karlovy Vary, o. p. s., 50.2151425 N, 12.9053644 E) je ukázána na obrázku 15, svrchní panel. Systémový staniční čas středu peaku jasně ukazuje na maximum mete-

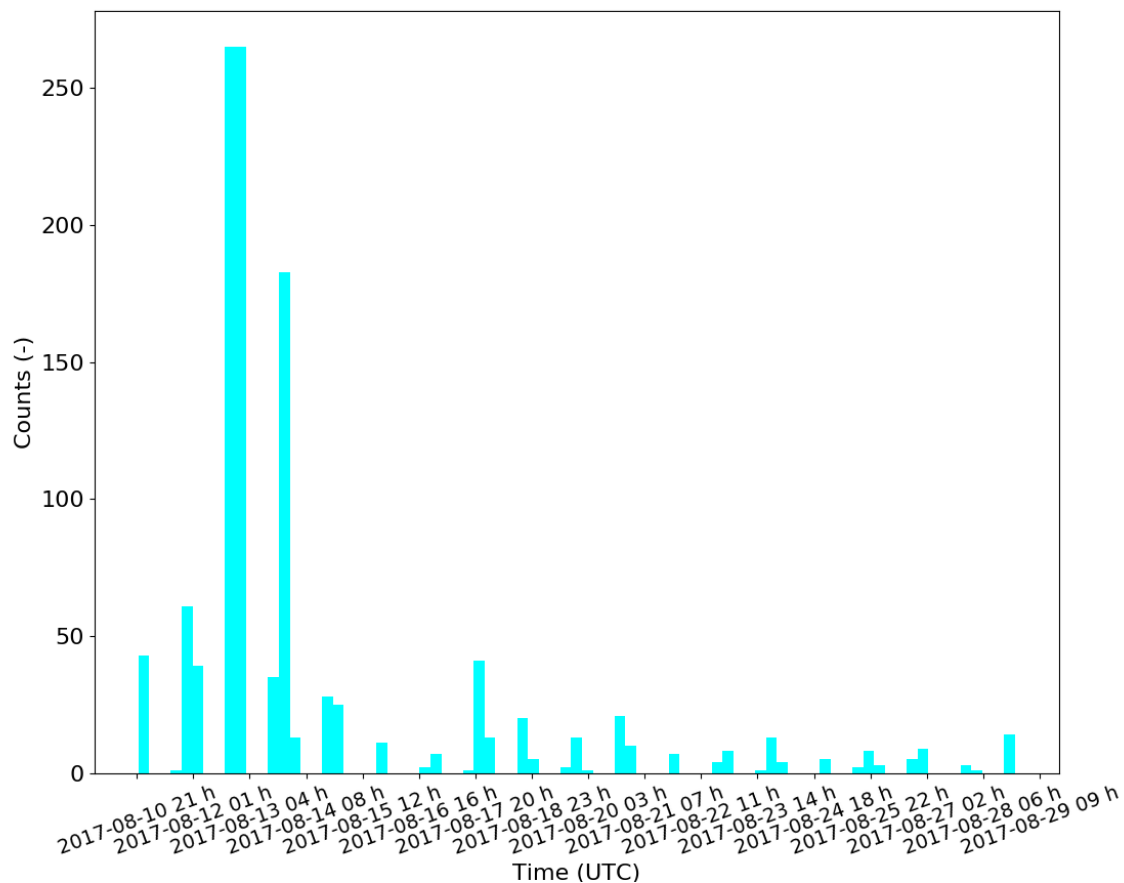


Obrázek 14: Profilové funkce popisující pokles signálu během meteorického impaktu v ionosféře. Znázorněny jsou pulsy o délce postupně 3 s, 5 s a 10 s.

orického roje Perseid, které v roce 2017 nastalo v časných ranních hodinách 13. srpna. Prokazatelně shodná závislost byla pozorována ve srovnávacích datech poskytovaných radarovým detektorem bolidů (obrázek 16), jímž uvedená měřicí stanice disponuje.

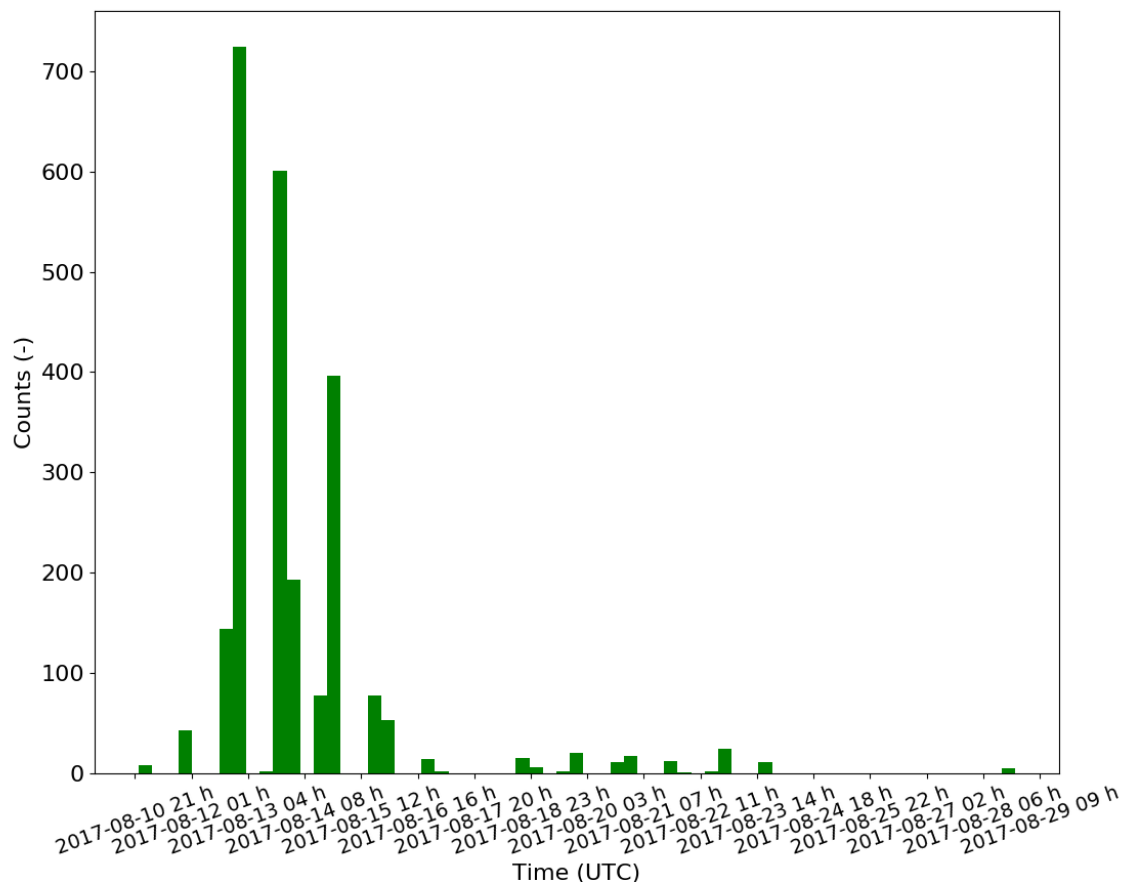
Detekce radarem je založena na principu dopředného rozptylu radiových vln generovaných francouzským armádním vysílačem Graves, jehož frekvence je snímána na 143.050 MHz, viz schéma na obrázku 17. Jak lze odvodit z poznatků shrnutých v úvodu, pro tuto frekvenci je transparentní celá oblast zemské ionosféry, nikoliv však husté meteorické plazma [64]. Díky tomu je u tohoto konkrétního jevu, na rozdíl od metody SID, možná přímá detekce a data mohou být rovnou převedena na histogram četnosti detekcí, jelikož lze zaznamenat přímo střed meteorického peaku (pro ilustraci viz obrázek 18).

Pro srovnání se zcela nezávislým zdrojem detekce bylo rovněž provedeno zjednodušené statistické zpracování dat dostupných pro rok 2017 v databázi sítě CEMENT (*Central European Meteor Network*, středoevropská me-



Obrázek 15: Histogram detekcí meteorů metodou SID. Střed peaku jasně ukazuje na maximum Perseid v roce 2017.

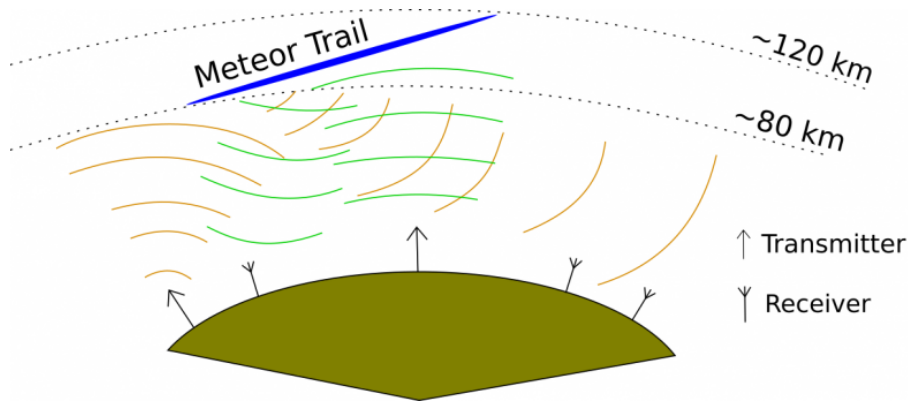
teorářská společnost, viz [67]). Tato organizace sdružuje amatérské pozorovatele meteorů i provozovatele pokročilých spektrografických kamer v oblasti střední Evropy, a její akční radius tak dostatečně pokrývá oblast celé České republiky. Automatizovaný detekční systém označuje pozorované úkazy jedinečným indexem a spolu s ním zapisuje nebo vypočítává řadu parametrů, jako je přesný čas detekce, magnituda nebo další diagnostiky. Pro potřeby zpracování dat formou histogramu je tak možné pracovat pouze s detekčním časem zaznamenaným staničním software. Obrázek 19 ukazuje takovýto his-



Obrázek 16: Histogram detekcí meteorů srovnávacím radarovým měřením. Střed peaku jasně ukazuje na maximum Perseid v roce 2017.

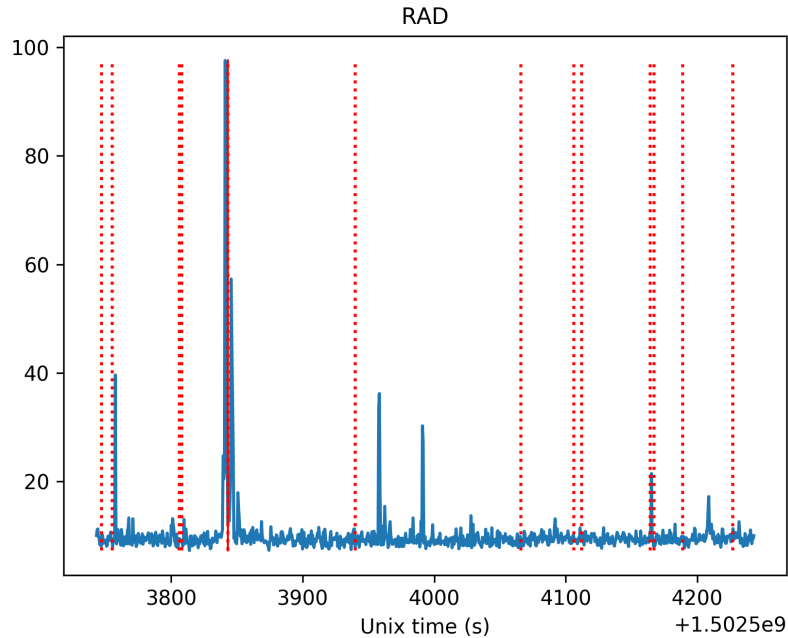
togram sestavený pro celý rok 2017, obrázek 20 detail tohoto grafu ve stejném časovém intervalu, jaký je vykreslen na obrázcích 15 a 16. Podobnost všech tří grafů je zřejmá.

Před záznamy odpovídající detekci některých bolidů o vysoké magnitudě (viz obrázek 21) byly v SID spektrech rovněž pozorovány peaky nárazově navýšeného signálu. Jejich původu nebo potenciálnímu fyzikálnímu významu se tato práce dále nevěnuje, nicméně na základě studie, již nedávno publikovali Lashkari et al. [68], a frekvenčními rozsahu našich detektorů se lze



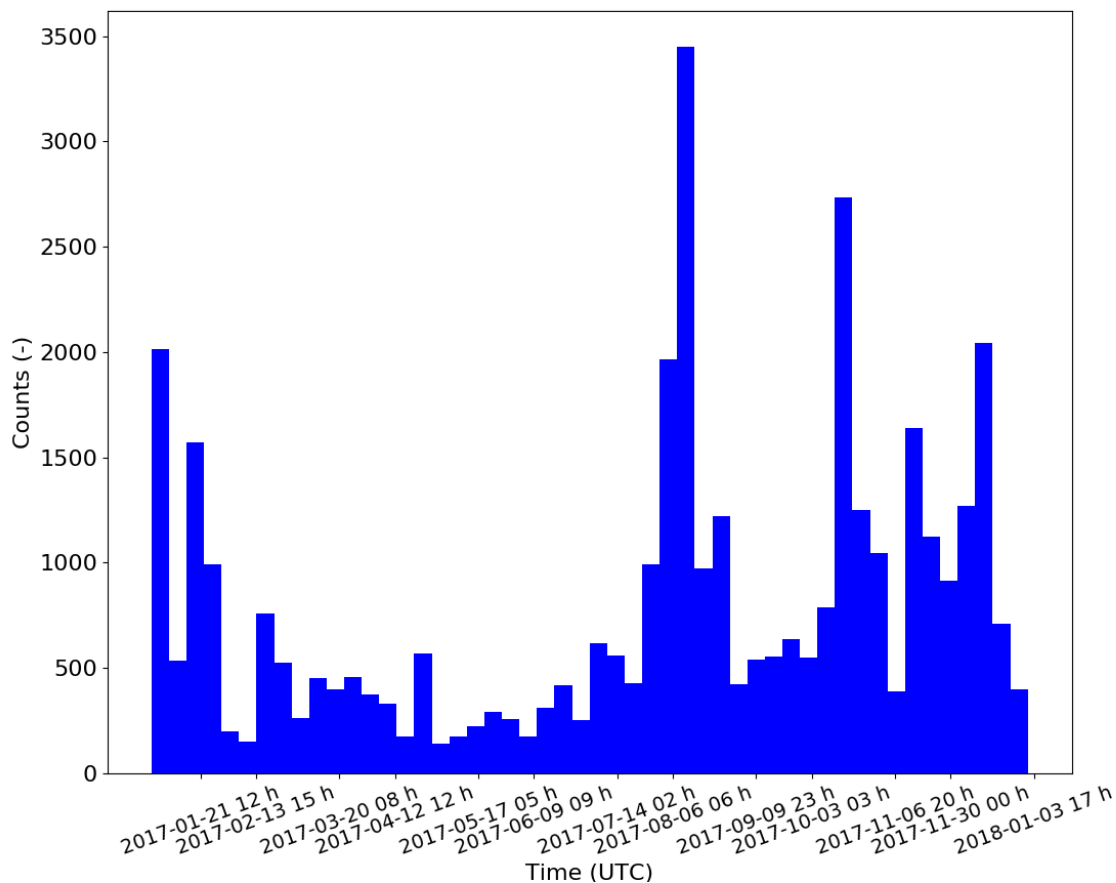
Obrázek 17: Schéma radarové detekce meteorů. Převzato z Universal Scientific Technologies.

Unix time: 1502503843, Time stamp: _20170812_021043



Obrázek 18: Příklad radarové detekce meteoru.

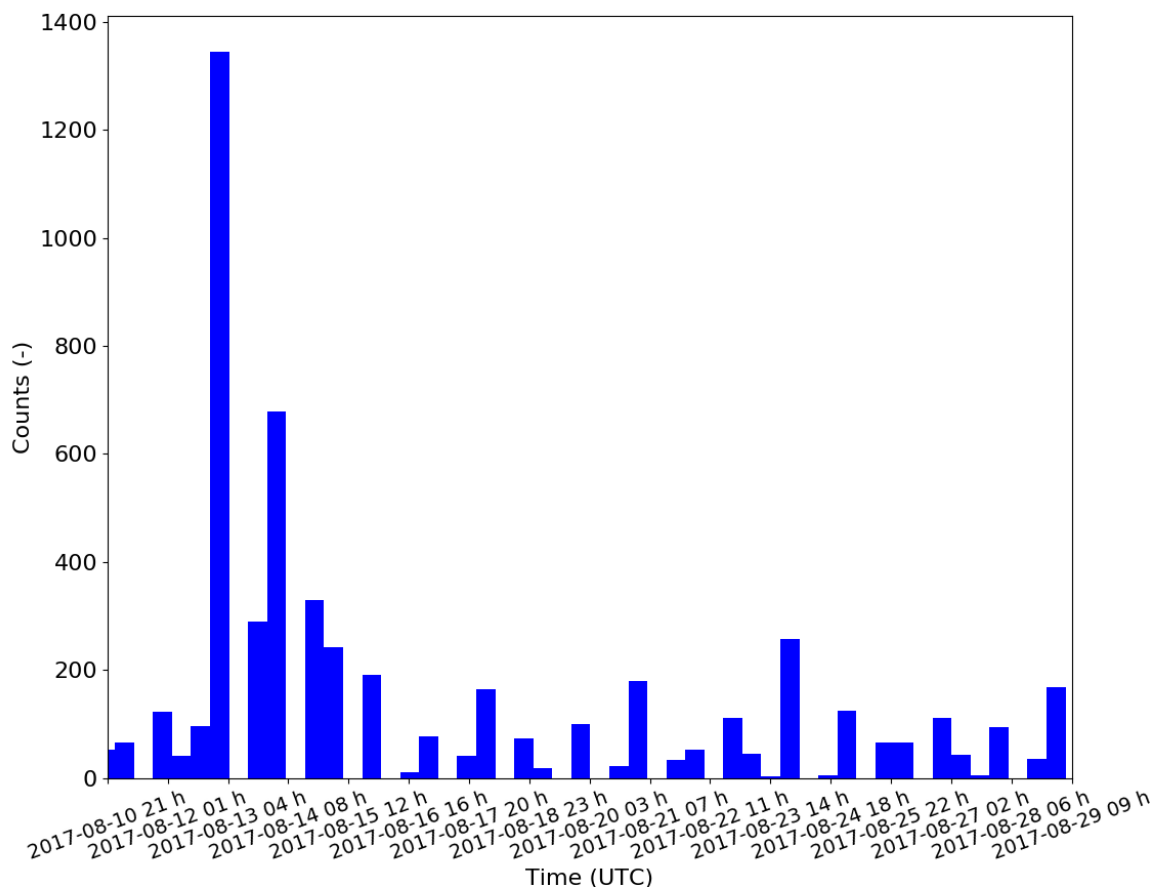
domnívat, že by se mohlo jednat o záznamy radiofrekvenční emise samotného meteorického plazmatu. Vzpomínaná studie vyvozuje, že emise meteorických těles v oblasti ELF (z anglického *Exteremely Low Frequencies*, 3 - 30 Hz) je



Obrázek 19: Histogram detekce meteorů kamerami a spektrografy sítě CE-MENT v roce 2017.

spíše malá, přístrojové rozlišení a citlivost měření používané aparatury jsou však řádově vyšší než u běžných amatérských přístrojů. Vzhledem k tomu nelze zdaleka vyloučit ani možnost detekce nízkofrekvenční emise meteorického plazmatu.

Po shromáždění dat z počítačových experimentů simulujících odraz a rozptyl radiových vln meteorickým plazmatem (viz kapitola 3.3) bylo provedeno statistické vyhodnocení těchto výsledků. Jedním z cílů této analýzy bylo dhadnout teoretickou relativní intenzitu signálu vyvolaného průletem me-



Obrázek 20: Detail histogramu detekce meteorů kamerami a spektrografy sítě CEMENT ve stejném časovém intervalu, jaký je použit v grafech 15 a 16.

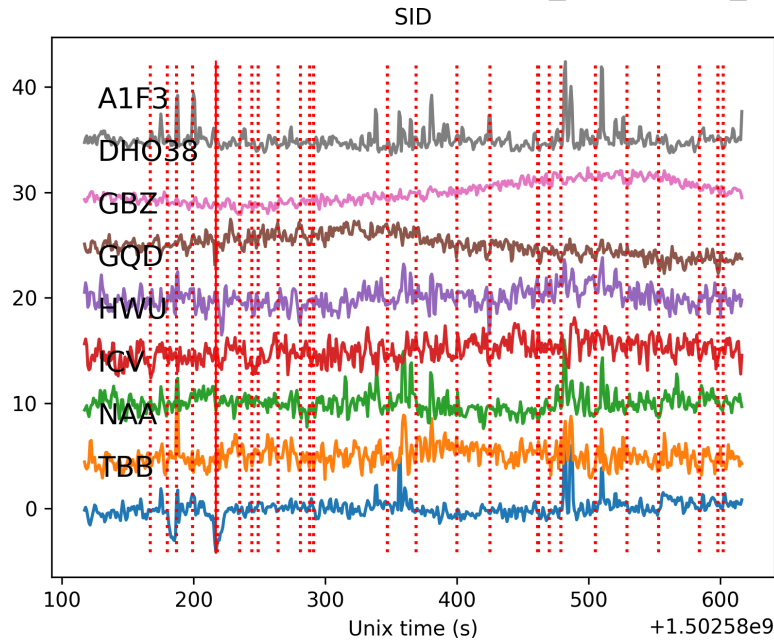
teoru. Pro tento účel bylo provedeno osm simulací s vyšším prostorovým rozlišením. Intenzity signálu získané ze simulace jsou uvedeny v tabulce 1.

Relativní intenzita signálu s_{rel} , který by zaznamenal SID monitor při průletu meteoru ve vzdálenosti 50 km od přijímače, byla vypočtena pomocí vztahu

$$s_{rel} = \frac{|s_m - s_0|}{s_m}, \quad (15)$$

kde s_m je intenzita signálu získaného simulací obsahující meteor a s_0 je hodnota získaná obdobným postupem ze simulace, která meteor neobsahovala. Po dosazení těchto hodnot do výrazu 15 byla získána data uvedená v posledním sloupci tabulky 1. Ta lze přímo porovnat s podílem experimentálního šumu a zaznamenané intenzity signálu vysílače; v případě našich měření činil tento poměr 0.0729.

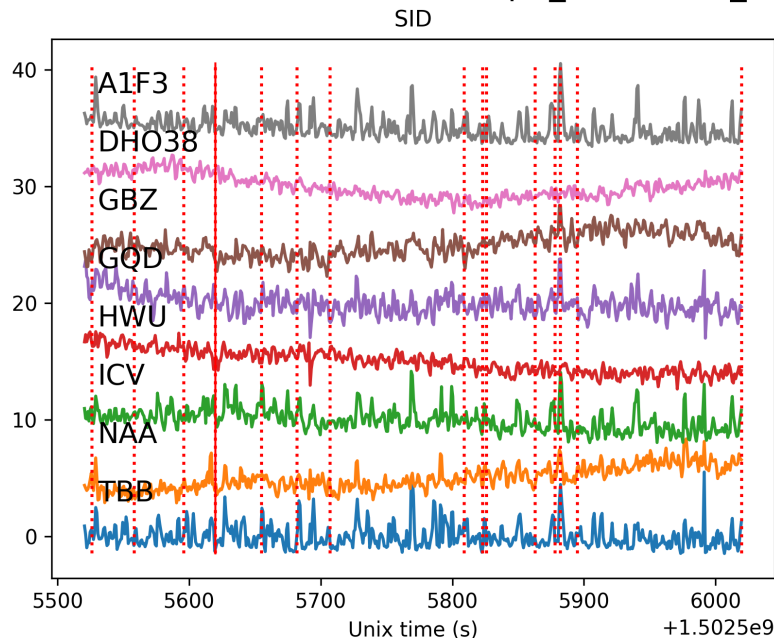
Unix time: 1502580217, Time stamp: _20170812_232337



Obrázek 21: Ukázka statistického zpracování dat. Barevné grafy odpovídají časovým závislostem signálu na různých středových frekvencích, svislé červené linie časovým známkám detekce. V levé části grafu jsou jasně viditelné pulsy odpovídající detekci jasných bolidů.

Z uvedených výsledků lze nahlédnout, že ionosférické poruše vyvolané meteorom může v závislosti na prostorovém uspořádání detektoru a zdroje poruchy odpovídat více spektrálních profilů. Většina z nich se však kvalitativně projevuje poklesem signálu, což je v souladu s našimi empirickými

Unix time: 1502505620, Time stamp: _20170812_024020



Obrázek 22: Ukázka statistického zpracování dat. Barevné grafy odpovídají časovým závislostem signálu na různých středových frekvencích, svislé červené linie časovým známkám detekce.

pozorováními. Ve zvoleném uspořádání by meteor o amplitudě elektronové hustoty $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ zaznamenaly všechny přijímače s výjimkou detektoru umístěného ve vzdálenosti 40 kilometrů pod úhlem $\frac{\pi}{8}$. Je však zapotřebí zmínit, že reálné detekce mohou probíhat i na řádově větší vzdálenosti, což s sebou může nést snížení efektivity měření.

Zatímco data ukázaná na obrázku 21, která se týkají jasných bolidů, umožňují zřetelné rozlišení hledaného pulsu, řada méně výrazných detekcí zasahovala téměř do šumu a klasifikace byla možná až na základě podrobnější analýzy. Pro ilustraci viz obrázek 22.

θ (rad)	d (km)	s_m (a. u.)	s_0 (a. u.)	Pozorování	s_{rel} (a. u.)
0	20	0.074623	0.136530	pokles signálu	0.8296
0	30	0.098770	0.155232	pokles signálu	0.5717
0	40	0.128720	0.183042	pokles signálu	0.4220
0	50	0.149845	0.201402	pokles signálu	0.3441
$\frac{\pi}{8}$	20	0.334544	0.421418	pokles signálu	0.2599
$\frac{\pi}{8}$	30	0.400011	0.430136	pokles signálu	0.0753
$\frac{\pi}{8}$	40	0.329490	0.320180	nárůst signálu	0.0283
$\frac{\pi}{8}$	50	0.241686	0.216412	nárůst signálu	0.1046

Tabulka 1: Simulované intenzity signálu na přijímačích.
 θ - rozptylový úhel, d - vzdálenost meteoru a přijímače

5 Závěr

Předkládaná práce popisuje metodiku SID monitoringu, metody doposud používané převážně pro komparativní detekci sluneční aktivity nebo impaktů gamma, RTG či korpuskulárního záření slunečního nebo galaktického či mimogalaktického původu. Hlavním přínosem studie je však demonstrace použitelnosti této metody pro relevantní nepřímou detekci zdrojů malých (prostorově omezených) ionosférických poruch relevantních pro studium plazmatu v prostředí blízkému zemskému povrchu. Jako modelový příklad takovýchto poruch byly zvoleny meteory, jimiž se použítá experimentální metoda dle autorovi dostupných zdrojů doposud nikdy systematicky nezabývala. Možnost soustavného využívání SID monitorů jako detekčního systému doplňkového ke stávajícím zařízením [69] byla však diskutována na *International Meteor Conference* v roce 2011 [70].

Dlouhodobá měření byla doplněna teoretickými modely, jež využívaly metodu FDTD ve dvourozměrném přiblížení jako nástroj pro série počítačových experimentů simulujících jak neporušenou ionosféru, tak její poruchy za různých podmínek. Histogram detekcí meteorů provedených popsanou metodikou jasně koreluje s maximem intenzivního meteorického roje Perseid.

V rámci této znovuobjevené a rozšířené astrofyzikální metody se otevírá celá řada možných aplikací. Znalost permitivity a indexu lomu plazmatu o vysoké hustotě energie charakteristického pro ionosférické poruchy totiž mimo jiné umožňuje vypočítat rovněž elektronovou hustotu či elektronovou plazmovou frekvenci (případně odhadnout jejich distribuci v prostoru). Obě tyto charakteristiky přitom mohou být studovány v rámci popsanych FDTD experimentů po důkladném srovnání s experimentálními daty.

V modelovém příkladě meteorického plazmatu tvoří jeho elektronová hustota jeden z parametrů, který byl využíván pro sestavení vstupních dat pro počítačové experimenty. Tato skutečnost umožňuje přímé propojení simulací a observací získaných dat. Využití obou, numerických i experimentálních přístupů by tak mohlo vést ke stanovení nebo alespoň odhadu zmíněných plazmatických parametrů.

V současné době se pro výzkum meteorického plazmatu často využívají odvozené spektrografy; pro správnou interpretaci spektrálních dat je však užitečné znát také elektronovou hustotu. Ta však v současné době není měřitelná ani pokročilými spektroskopickými kamerami, především z důvodu zanedbatelného kolizního Starkova rozšíření spektrálních linií oproti jejich přístrojové funkci, a je třeba ji získat z nezávislé experimentální metody. Studie tak

představuje vhodný základ pro další práci, která doplní reálnými srovnávacími daty sofistikované laboratorní i teoretické simulace meziplanetární hmoty a jejích projevů. Těm se v současné době věnuje Laboratoř infračervené a laserové spektroskopie při Oddělení spektroskopie Ústavu fyzikální chemie J. Heyrovského AV ČR, v. v. i., kde předkládaná práce vznikla.

V neposlední řadě nelze opomenout ani možnost výpočtů, případně i systematických měření elektronové hustoty či teploty volných elektronů ionosférického plazmatu ve vrstvě *D*, což bude přínosné pro další studium v oblasti obecné fyziky atmosféry, kosmického počasí a couplingu neutrálních a ionizovaných složek atmosféry.

Pro další pokračování této práce se nabízí sestavení zjednodušených difusních, případně částicově dynamických modelů, jejichž využití by umožnilo efektivněji popsat zmíněné fyzikální vlastnosti plazmatu na základě měření a simulace jeho interakce s elektromagnetickým zářením, viz například [71, 72, 20, 73, 74, 75]. Mimo to lze jako téma navazujících studií uvažovat i emisi meteorů nebo jiných hustých plazmatických objektů v oblasti nízkofrekvenčních radiových vln.

Nové SID stanice založené na popsané architektuře jsou v současné době provozovány pouze v České republice, konkrétně v prostorách Hvězdárny a radioklubu lázeňského města Karlovy Vary, o. p. s. (50.2151425 N, 12.9053644 E), Hvězdárny Valašské Meziříčí, příspěvkové organizace Zlínského kraje (49.4637564 N, 17.9736578 E), a Hvězdárny Svákov (49.2606436 N, 14.6915422 E). Rozšíření měřicí infrastruktury, počínaje jejím přidružením k síti poloprofesionálních evropských pozorovatelů meteorů CEMENT a pokračuje dalšími místy, je však již v současné době plánováno. V případě úspěchu má metoda SID monitoringu potenciál stát se mocným vědeckým nástrojem v oblasti fyziky atmosféry a pozemní infrastruktury pro astrofyziku vysokých energií.

6 Seznam symbolů a zkratek

SID	<i>Sudden Ionospheric Disturbance</i> , náhlá ionosférická porucha
CEMENT	<i>Central European Meteor Network</i> , středoevropská meteorářská společnost
FDTD	<i>Finite Difference Time Domain</i>
ELF	<i>Extremely Low Frequencies</i> , 3Hz až 30Hz oblast radiových
VLF	<i>Very Low Frequencies</i> , 30Hz až 30kHz oblast radiových vln vln
LF	<i>Low Frequencies</i> , 30kHz až 300kHz oblast radiových vln
UTC	<i>Coordinated Universal Time</i> , univerzální čas
HPDE	<i>Hyperbolic Partial Differential Equation</i> , parciálně diferenciální rovnice v hyperbolickém tvaru
ARM	<i>Adjustable Rate Mortgage</i> , mikroprocesorová architektura
RTG	rentgenové záření
$\nabla \cdot \vec{x}$	divergent vektorové veličiny \vec{x}
$\nabla \times \vec{x}$	gradient vektorové veličiny \vec{x}
$\nabla^2 \vec{x}$	kartézský laplacián vektorové veličiny \vec{x}
$\frac{\partial}{\partial t}$	parciální derivace dle času
m_e	klidová hmotnost elektronu, $m_e \cong 9.109 \times 10^{-31}$ kg
e	elementární náboj, $e \cong 1.602 \times 10^{-19}$ C
π	Ludolfovo číslo, $\pi \cong 3.14159$
R_\odot	poloměr Země, $R_\odot \cong 6378.0$ km
ϵ	permitivita (F m^{-1})
ϵ_0	permitivita vakua, $\epsilon_0 \cong 8.85419 \times 10^{-12}$ F m^{-1})
μ	permeabilita (H m^{-1})
μ_0	permeabilita vakua, $\mu_0 \cong 4\pi \times 10^{-7}$ H m^{-1}
c	rychlost světla
c_{vac}	rychlost světla ve vakuu, $c_{vac} \cong 299792458$ m s^{-1}
ω	úhlová frekvence (rad s^{-1})
$\omega_{p.e.}$	elektronová plazmová frekvence (rad s^{-1})
N_e	elektronová hustota (m^{-3})

ν	frekvence (Hz, s^{-1})
λ	vlnová délka (m)
\vec{E}	intenzita elektrického pole (V m^{-1})
\vec{B}	magnetická indukce (T)
\vec{H}	intenzita magnetického pole (A m^{-1})
ρ	nábojová hustota (C m^{-2})
q	náboj (C)
\vec{J}	proudová hustota (A m^{-2})
\vec{v}	translační rychlost (m s^{-1})
\vec{V}_g	geocentrická rychlost meteoru (km s^{-1})
\vec{F}	síla (N)
I	intenzita elektromagnetického záření (W m^{-2})
N	index lomu
s	signál, odezva detektoru (a. u.)
τ	časový interval (s)
R	Pearsonův korelační koeficient

7 Seznam obrázků a tabulek

- obr. 1 Ilustrační příklad ionogramu (převzato ze Space Weather Services).
- obr. 2: Newtonovský pohled na mechaniku ionosféry. Šedá barva znázorňuje neutrální částice, zde v nadbytku oproti elektronům (zeleně), které s frekvencí závislou na své částicové hustotě oscilují kolem těžkých iontů (červeně).
- obr. 3: Schéma SID monitoru a jeho měření. Panel A popisuje původ a detekci radiových signálů a na panelu B je ukázáno technické schéma SID měřicí stanice. Universal Scientific Technologies.
- obr. 4: Vizualizace ukázkového měření pomocí spektrogramu s viditelnými peaky odpovídajícími středovým frekvencím intenzivních signálů výkonných VLF vysílačů.
- obr. 5: Příklad SID měření.
- obr. 6: FDTD simulace periodických variací ionosféry pozorovatelných v radiových spektrech.
- obr. 7: Vizualizace řešení elektromagnetických vlnových rovnic pro nejjednodušší případ záření lineárně polarizovaného ve směru osy x . Převzato z Physics Stack Exchange.
- obr. 8: Design počítačových experimentů. Panel A znázorňuje geometrii modelu, na panelu B je vykreslena ilustrační prostorová závislost z -složky intenzity elektrického pole po 3600 sekundách simulačního času.
- obr. 9: Profil výškové závislosti středních hodnot permitivity zemské ionosféry. Na panelu A je vykreslena závislost pro celou ionosféru, panel B zobrazuje detail pro vrstvy D a E .
- obr. 10: Vizualizace výškového profilu permitivit v D -vrstvě zemské ionosféry v čase 12.00 UTC.
- obr. 11: Typický design FDTD simulace meteoru. Panel A ukazuje prostorovou závislost permitivit s jasně viditelnou oblastí hustého meteorického plazmatu, panel B prostorovou závislost z -složky intenzity elektrického pole simulovaných radiových vln. Na obrázku je viditelný rozptyl radiových vln v místě meteoru a zpětná interference.

- obr. 12: Geometrie použitá při simulaci meteoru v dispersním prostředí. Detektory byly umístěny do vzdáleností postupně 20 km, 30 km, 40 km a 50 km od středu meteoru.
- obr. 13: Elektrická složka \vec{E}_z elektromagnetického záření interagujícího s plazmatem meteoru v dispersním prostředí.
- obr. 14: Profilové funkce popisující pokles signálu během meteorického impaktu v ionosféře. Znáznorněny jsou pulsy o délce postupně 3 s, 5 s a 10 s.
- obr. 15: Histogram detekcí meteorů metodou SID. Střed peaku jasně ukazuje na maximum Perseid v roce 2017.
- obr. 16: Histogram detekcí meteorů srovnávacím radarovým měřením. Střed peaku jasně ukazuje na maximum Perseid v roce 2017.
- obr. 17: Schéma radarové detekce meteorů. Převzato z Universal Scientific Technologies.
- obr. 18: Příklad radarové detekce meteoru.
- obr. 19: Histogram detekce meteorů kamerami a spektrografy sítě CEMENT v roce 2017.
- obr. 20: Detail histogramu detekce meteorů kamerami a spektrografy sítě CEMENT ve stejném časovém intervalu, jaký je použit v grafech 15 a 16.
- obr. 21: Ukázka statistického zpracování dat. Barevné grafy odpovídají časovým závislostem signálu na různých středových frekvencích, svislé červené linie časovým známkám detekce. V levé části grafu jsou jasně viditelné pulsy odpovídající detekci jasných bolidů.
- obr. 22: Ukázka statistického zpracování dat. Barevné grafy odpovídají časovým závislostem signálu na různých středových frekvencích, svislé červené linie časovým známkám detekce.
- tab. 1: Simulované intenzity signálu na přijímačích.
 θ - rozptylový úhel, d - vzdálenost meteoru a přijímače

8 Přílohy

Označení	Umístění	Frekvence
NOV Alpha	Bolotnoye, Rusko	11.9 kHz
KRA Alpha	Poltavskaya, Rusko	12.6 kHz
KOM Alpha	Khabarovsk, Rusko	12.6 kHz
MUR Alpha	Revda, Rusko	12.6 kHz
ASH Alpha	Seyda, Turkmenistán	12.6 kHz
Trinidad - Omega Station B	Chaguaramas, Trinidad	12.0 kHz
Paynesville - Omega Station B	Paynesville, Liberie	12.0 kHz
Kaneohe - Omega Station C	Haiku Valley, Havaj, USA	11.8 kHz
Bratland - Omega Station A	Bratland, Norsko	12.1 kHz
LaMoure - Omega Station D	LaMoure, North Dakota, USA	12.1 kHz
Plaine Chabrier - Omega Station E	Plaine Chabrier, Reunion Island	12.3 kHz
Golfo Nuevo - Omega Station F	TGolfo Nuevo, Chubut, Argentina	12.9 kHz
Woodside - Omega Station G	Woodside, Victoria, Austrálie	13.0 kHz
GBZ Criggion	Criggion, Wales	15.2 kHz
Kahuku Marconi Transmitter	Kahuku, Oahu, Hawaii, USA	16.1 kHz
Monte Grande Radio Station	Monte Grande, Argentina	17.3 kHz
Waunfawr Marconi Transmitter	Waunfawr, Wales	21.2 kHz
Table Head Marconi Transmitter	Glace Bay, Nova Scotia, Kanada	37.5 kHz
Marconi Towers Transmitter	Marconi Towers, Nova Scotia, Kanada	37.5 kHz
Marion Marconi Transmitter	Marion. Massachusetts, USA	25.8 kHz
New Brunswick Marconi Transmitter	New Brunswick, New Jersey, USA	21.8 kHz
Bolinas Marconi	Transmitter Bolinas, California, USA	19.2 kHz
RCA Radio Central	Rocky Point, New York, USA	18.3 kHz
NSS Annapolis	Annapolis, Maryland, USA	21.4 kHz
Tuckerton Transmitter	Tuckerton, New Jersey, USA	22.1 kHz
HWU	Rosnay, Francie	18.3 kHz
GBR	Rugby, UK	15.8 kHz
JXN	Gildeskål, Norsko	16.4 kHz
SAQ	Grimeton, Švédsko	17.2 kHz
NBA	Summit, Canal Zone, Panama	18.6 kHz
GQD	Anthorn, Cumbria, UK	19.6 kHz
NWC	Exmouth, západní Austrálie	19.8 kHz

Označení	Umístění	Frekvence
ICV	Tavolara, Sardinie, Itálie	20.3 kHz
RJH69	Vileyka, Bělorusko	20.5 kHz
RJH77	Archangelsk, Rusko	20.5 kHz
RJH99	Nizhny Novgorod, Rusko	20.5 kHz
RJH66	Bishkek, Kyrgyzstán	20.5 kHz
RAB99	Khabarovsk, Rusko	20.5 kHz
NPM	Lualualei, Havaj, USA	21.4 kHz
GBZ	Skelton, UK	22.1 kHz
DHO38	Rhauderfehn, Německo	23.4 kHz
NLK	Seattle, Washington, USA	24.8 kHz
NML	LaMoure, North Dakota, USA	25.2 kHz
NPM	Pearl Harbor, Havaj, USA	26.1 kHz
TBB	Bafa, Turecko	26.7 kHz
NPL	San Diego, Kalifornie, USA	30.6 kHz
TFK	Grindavik, Island	37.6 kHz
NAA	Arlington, Virginia, USA	50.0 kHz
Clifden Marconi Transmitter	Derrigimlagh, Clifden, Irsko	54.5 kHz
WWVB	Fort Collins, Colorado, USA	60.0 kHz
MSF	Anthorn, Cumbria, UK	60.0 kHz
HBG	Prangins, Švýcarsko	75.0 kHz
DCF77	Mainhausen, Německo	77.5 kHz

Tabulka 2: Seznam VLF vysílačů dostupných pro SID monitoring doplněný o vysílací frekvence a přibližné umístění.

9 Vybrané publikace

Calibration-free quantitative elemental analysis of meteor plasma using reference laser-induced breakdown spectroscopy of meteorite samples

Martin Ferus¹, Jakub Koukal², Libor Lenža^{1,2}, Jiří Srba², Petr Kubelík^{1,3}, Vojtěch Laitl¹, Ekaterina M. Zanozina^{1,3}, Pavel Váňa¹, Tereza Kaiserová¹, Antonín Knížek^{1,4}, Paul Rimmer^{5,6}, Elias Chatzitheodoridis⁷, and Svatopluk Civiš¹

¹ J. Heyrovský Institute of Physical Chemistry, Academy of Sciences of the Czech Republic, Dolejškova 3, 18223 Prague 8, Czech Republic

e-mail: svatopluk.civis@jh-inst.cas.cz

² Observatory Valašské Meziříčí, Vsetínská 78, 75701 Valašské Meziříčí, Czech Republic

³ Department of Radiation and Chemical Physics, Institute of Physics, Academy of Sciences of the Czech Republic, Na Slovance 1999/2, 18221 Prague 8, Czech Republic

⁴ Charles University in Prague, Faculty of Science, Department of Physical and Macromolecular Chemistry, Albertov 2030, 12840 Prague 2, Czech Republic

⁵ Battcock Centre for Experimental Astrophysics Astrophysics Group Cavendish Laboratory, J.J. Thomson Avenue, Cambridge CB3 0HE, UK

⁶ Biomedical Research Council Laboratory of Molecular Biology, Francis Crick Ave, Cambridge CB2 0QH, UK

⁷ National Technical University of Athens, School of Mining and Metallurgical Engineering, 9 Heroon Polytechniou str., 15780, Zografou, Athens, Greece

Received 24 October 2016 / Accepted 3 December 2017

ABSTRACT

Aims. We aim to analyse real-time Perseid and Leonid meteor spectra using a novel calibration-free (CF) method, which is usually applied in the laboratory for laser-induced breakdown spectroscopic (LIBS) chemical analysis.

Methods. Reference laser ablation spectra of specimens of chondritic meteorites were measured in situ simultaneously with a high-resolution laboratory echelle spectrograph and a spectral camera for meteor observation. Laboratory data were subsequently evaluated via the CF method and compared with real meteor emission spectra. Additionally, spectral features related to airglow plasma were compared with the spectra of laser-induced breakdown and electric discharge in the air.

Results. We show that this method can be applied in the evaluation of meteor spectral data observed in real time. Specifically, CF analysis can be used to determine the chemical composition of meteor plasma, which, in the case of the Perseid and Leonid meteors analysed in this study, corresponds to that of the C-group of chondrites.

Key words. astrochemistry – techniques: spectroscopic – meteorites, meteors, meteoroids – plasmas

1. Introduction

In-depth analysis of meteor spectra can be used for basic qualitative and quantitative elemental analyses and characterizations of meteoroids and their parent bodies. Instead of detailed descriptions of real quantitative chemical compositions, most of the early and current studies have been focused on the identification and comparison of intensities of the dominant emission lines, such as Fe, Cr, Ca, Mg, and Na, or other elements such as H, Li, Al, Si, Ca, Ti, Cr, Mn, Co, Ni, or Sr (Abe et al. 2005; Madiedo et al. 2014a; Vojacek et al. 2015). Exact elemental quantitative analyses are only occasionally published Borovička et al. (1999); Jenniskens (2007); Madiedo et al. (2013). Several observations Berezhnoy & Borovicka (2010) of very bright bolides using highly sensitive instruments also provided not only the emission spectra of atoms but also of radicals, molecules, and molecular ions (e.g. N_2^+ , CN, C₂, OH, SiO, etc.) and, more recently, such binary compounds as FeO, CaO, AlO, and MgO (Borovička & Berezhnoy 2016). Usually, quantitative analysis of

elemental abundances in a meteor plasma is achieved via comparison of computed spectra with observed spectra (Borovička & Betlem 1997). This procedure is very complicated and requires large databases of spectral features of all the elements and a deep understanding of the optical behaviour of the meteor plasma. However, public spectral databases such as NIST (Kramida et al. 2015) or The Atomic Linelist (2016) are presently incomplete. Particularly, in accordance with our experiences, data regarding Einstein emission coefficients are presently lacking for many important spectral lines of various elements. As shown below, this problem is not the only important issue connected with the spectroscopic investigations of the elemental composition of plasmas.

In the current study, we introduce a different procedure for determining the elemental abundances in a meteor plasma. First, in our laboratory, we employed comparative analysis using the laser ablation of real samples of meteorites (LIBS) to simulate a meteor fireball under laboratory conditions. Additionally, the airglow emission is simulated using electric discharges and

Recording and Evaluation of High Resolution Optical Meteor Spectra and Comparative Laboratory Measurements Using Laser Ablation of Solid Meteorite Specimens

Martin Ferus¹, Jakub Koukal², Libor Lenža^{1,2}, Jiří Srba², Petr Kubelík^{1,3}, Vojtěch Laitl¹, Ekaterina M. Zanozina,¹ Pavel Váňa¹, Tereza Kaiserová¹, Antonín Knížek¹, and Svatopluk Civiš¹

¹*J. Heyrovský Institute of Physical Chemistry, Czech Academy of Sciences, Prague, Czech Republic*

²*Valašské Meziříčí Observatory, Valašské Meziříčí, Czech Republic*

³*Institute of Physics, Czech Academy of Sciences, Praha, Czech Republic*

Tel: (420) 26605 3685, e-mail: martin.ferus@jh-inst.cas.cz, svatopluk.civis@jh-inst.cas.cz

ABSTRACT

Important features in meteor spectra are usually interpreted by synthetic convolution of lines extracted from databases. For such an assignment, in our study, we employed experimental technique of meteorite specimen laser ablation spectroscopy. The spectra are recorded by high resolution laboratory Echelle spectrograph and simultaneously using novel high resolution Meteor Spectral Camera for meteor observation. The data are subsequently evaluated via calibration-free method alongside with analysis of real meteor emission spectra. Additionally, spectral features related to airglow plasma are compared with the spectra of the Laser Induced Breakdown in the air. In this manner, we show that instead of theoretical spectra simulation, laboratory experiments can be applied in evaluation of the observational data.

Keywords: atomic spectra, meteor spectra, laser induced breakdown spectroscopy LIBS.

1. INTRODUCTION

In-depth analysis of meteor spectra can be used for basic qualitative and quantitative elemental analyses and characterizations of meteoroids and their parent bodies – asteroids and comets. Asteroids are remnants from the materials that first formed the planetesimals and planets; meteorites are pieces of meteoroids found on the Earth that allow us to measure many of the properties of their parent bodies in detail. Descent of a meteoroid through the atmosphere leads to rapid heating, surface ablation and parent body disintegration. Beginning of meteoroid ablation depends on the initial speed of the body and a density of the atmosphere. Only about 0.1% – 1% of the initial kinetic energy of the body is transformed into visible light of meteor and its atmospheric trail. During the ablation, common ionization of Earth's high atmosphere elements and the elements released from meteoroid body itself occurs so that these emission lines can be registered and analyzed in meteor spectra[1]. In case when a piece of meteorite is found, fundamental problem still exists in linking specific meteorites to their parent bodies (primary matter, asteroids, and comet nuclei). Contrary, as mentioned above, most bodies are evaporated and disintegrated completely during their descent and their emission spectra measured using spectrographs are the only record of their chemical composition. In this case, however, if the trajectory is recorded together with the emission spectrum and if chemical composition is correctly interpreted, detail chemical information about source in interplanetary space is provided. It is obvious that chemical analysis of meteor plasma and its behavior in atmosphere itself is challenging scientific problem worth of study. However, instead of detailed descriptions of real quantitative chemical compositions, most of the early and current studies have been focused on the identification and comparison only of intensities of the dominant emission lines, such as Fe, Cr, Ca, Mg, and Na, or other elements such as H, Li, Al, Si, Ca, Ti, Cr, Mn, Fe, Co, Ni or Sr [2, 3]. Several observations[4] of very bright bolides using very sensitive instruments also provided not only the emission spectra of atoms but also radicals, molecules, molecular ions such as N_2^+ , CN, C_2 , OH, SiO, and CO,[5] and, very recently, binary compounds such as FeO, CaO, AlO and MgO[6]. Exact elemental quantitative analyses are rarely published [7-9]. If we want to study the chemical composition of interplanetary matter, such complicated and sporadic analyses (anyway they are provided by excellent scientific teams) are in absolute contradiction with requirements of statistically frequent, simple and exact analysis for mapping of chemical composition of the objects in interstellar space. Even though the following text sounds like a sci-fi, very recently, scientific community has opened a topic of mining ores on asteroids. Instead of expensive sampling in situ by probes, statistical analysis of meteors can provide useful information for these applications.

Usually, quantitative analysis of elemental abundances in meteor plasma is achieved via comparison of computed spectra with observed spectra [10]. This procedure is very complicated and requires large databases of spectral features of all the elements and a deep understanding of the optical behaviour of meteor plasma. However, public spectral databases such as NIST [11] or The Atomic Line List [12] are still incomplete. Particularly, data regarding Einstein emission coefficients are still lacking for many important spectral lines of various elements. As shown below, this problem is not the only important issue connected with the spectroscopic investigation of plasma elemental composition. In our work, however, we achieved some unique results within

Camelopardalis meteor emission spectra

P. Kubelík^{1,3}, M. Ferus¹, J. Koukal², L. Lenža², V. Laitl^{1,4}, A. Knížek¹ and S. Civiš¹

¹J. Heyrovský Institute of Physical Chemistry, Czech Academy of Sciences, Dolejškova 3, CZ18223 Prague 8, Czech Republic

²Valašské Meziříčí Observatory Vsetínská 78, CZ75701 Valašské Meziříčí, Czech Republic

³Institute of Physics, Czech Academy of Sciences Na Slovance 1999/2, 182 21 Praha 8, Czech Republic

⁴František Krejčí Observatory, K Letišti 144, 36001 Carlsbad, Czech Republic

Abstract

Emission spectra of a bright bolide ascribed to the α Camelopardalis meteor shower were recorded in the visible spectral range with the spectral resolution of 4.1 Å/px. These spectra were compared with a model spectra of atomic and ionic species. Relative abundances of several atoms and ions as well as the excitation temperature (5033 K) were estimated by fitting the model spectra to the measured data. The meteor phenomenon was simultaneously detected by Sudden Ionospheric Disturbances Monitor which is able to record a local disturbance of ionosphere caused by the meteor plasma.

Introduction

Spectroscopic analysis plays an irreplaceable role in the research of meteor phenomena. Besides some plasma parameters of interest (e.g. the excitation temperatures) it provides the only way how to obtain information about the chemical composition of the meteor plasma.

This study is focused on the quantitative spectroscopic analysis of emission spectra of a bright bolide ascribed to the α Camelopardalis meteor shower.

Experiment

Our spectrographs use a highly sensitive CMOS video camera PointGrey Grasshopper3 GS3-U3-32S4M-C. This camera is equipped with 1/1.8 CMOS chip Sony Pregius IMX252 with an effective resolution of 2048 × 1536 px. The CMOS chip used in the camera GS3-U3-32S4M-C has a high quantum efficiency (76 % at 525 nm) and high dynamic range (71.34 dB). Field of view is 60° × 45°, system uses VS technology megapixel lens (f/1.4, 9 Mpx) with a fixed focal length (6 mm). FOV and resolution of the CMOS chip enables the use of holographic diffraction grating with density of 1000 lines/mm.

The bolide phenomenon was simultaneously detected by SID (Sudden Ionospheric Disturbance) monitor. This simple VLF (Very Low Frequency) receiver is able to record radio communication signals reflected by the ionosphere and register sudden changes of the signal caused by various perturbations of the ionosphere (by the meteor plasma for example).

Analysis

Detection of meteors is covered by the UFOCaptureHD2 software (SonotaCo, 2014), and for astrometric and photometric processing, UFOAnalyzerV2 software (SonotaCo, 2007 and 2009) was used. Spectra were extracted from the captured images after additional geometrical transformations and numerical filtering.

The elemental quantitative analysis is performed by fitting of the parameters (relative concentrations of the elements, excitation temperature and electron density) used for generation of the synthetic spectra.

The emission line intensities of the synthetic spectra are calculated as follows:

$$I_s(\lambda_0) = \frac{1}{4\pi} \frac{hc}{\lambda_0} A_{ij} g_i C_s \frac{\exp(-E_i/k_B T)}{Q_s(T)} \quad (1)$$

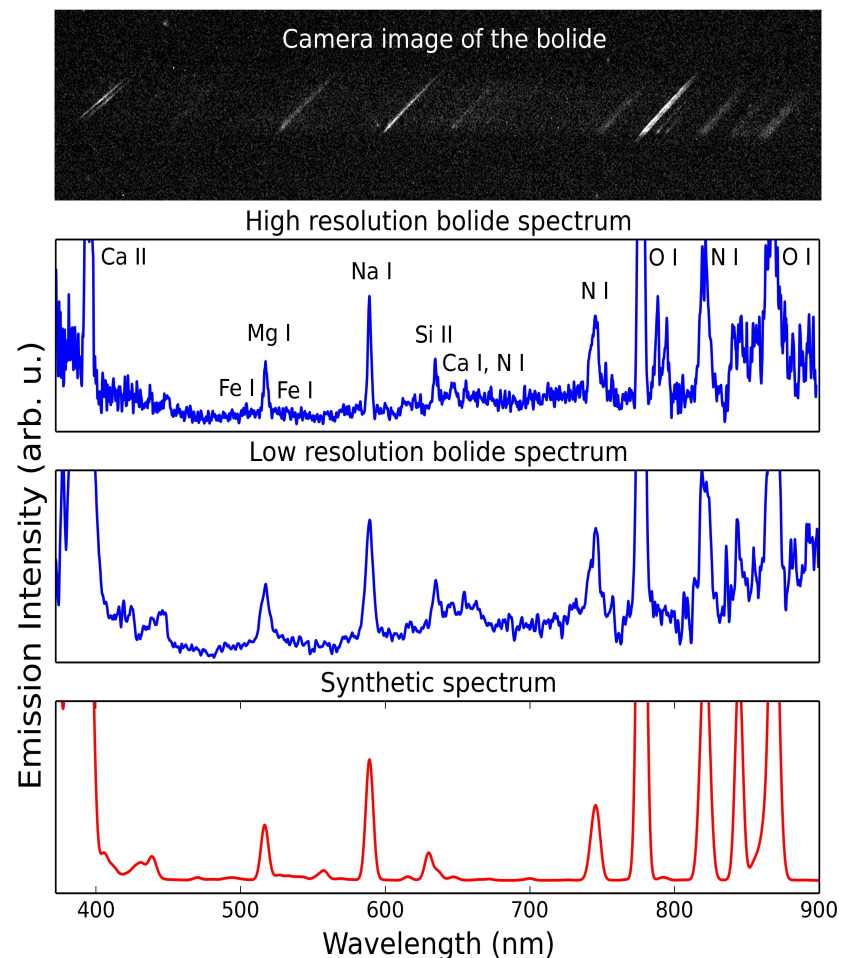
where $I_s(\lambda_0)$ is the line intensity, λ_0 is the line wavelength, h is the Planck's constant, c is the velocity of light in vacuum, A_{ij} is the Einstein A-coefficient, g_i is the upper level degeneracy, C_s is the specie's relative concentration and E_i , k_B , T and $Q_s(T)$ are the upper level energy, Boltzman's constant, excitation temperature and the partition function of the specie s respectively.

Analysis

The spectroscopic data used for the spectra simulation were obtained from available databases (A. Kramida, Yu. Ralchenko and J. Reader, NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.3) 2017, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD.). The relative concentrations of various charged species were calculated by the Saha's equation.

Results

The bolide was detected during the 2016 α Camelopardalis meteor shower, on 2nd August 2016 at 01:34:15 UT. The projection of the beginning of the atmospheric path was located at coordinates N50.162° E16.074° near the town of Týniště nad Orlicí (Czech Republic), the height of the bolide at this time was 110.1 kilometers above the Earth's surface. The end of the projection of the atmospheric path was located at coordinates N50.050° E15.978° near the town of Holice (Czech Republic), the height of the bolide in that time was 80.2 kilometers above the Earth's surface. The bolide reached absolute brightness -6.7^m .



Composition analysis	
Element	Relative concentration
Mg	1.0
Na	3.0×10^{-5}
Ca	4.2×10^{-4}
Si	4.71
Fe	0.011

Estimated meteor plasma parameters	
Excitation temperature	5033 K
Electron density	$8.9 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$

HNCO-based synthesis of formamide in planetary atmospheres[★]

M. Ferus¹, V. Laitl¹, A. Knizek^{1,2}, P. Kubelík^{1,3}, J. Šponer⁴, J. Kára¹, J. E. Šponer⁴,
B. Lefloch⁵, G. Cassone⁴, and S. Civiš¹

¹ J. Heyrovský Institute of Physical Chemistry, Academy of Sciences of the Czech Republic, Dolejškova 3, 18223, Prague 8, Czech Republic

² Charles University in Prague Faculty of Science, Department of Physical and Macromolecular Chemistry, Albertov 2030, 12840, Prague 2, Czech Republic

³ Institute of Physics, Academy of Sciences of the Czech Republic, Na Slovance 2, 18221, Prague 8, Czech Republic

⁴ Institute of Biophysics of the Czech Academy of Sciences, Královopolská 135, 61265, Brno, Czech Republic
e-mail: cassone@ibp.cz

⁵ CNRS, IPAG, Univ. Grenoble Alpes, 38000, Grenoble, France

Received 12 March 2018 / Accepted 2 June 2018

ABSTRACT

Time-resolved Fourier transform infrared emission spectroscopy, Fourier transform absorption infrared spectroscopy, and high-resolution UV–Vis emission spectroscopy have been used to characterize the chemistry of isocyanic acid (HNCO) under glow discharge conditions in planetary atmospheres. HNCO mixtures (i.e., composed of di-hydrogen or ammonia) have been investigated in order to unveil the possible reaction pathways leading to the synthesis of the key prebiotic molecule formamide (HCONH₂), upon planetary atmospheres containing isocyanic acid in presence of di-hydrogen and, separately, of ammonia. In addition, ab initio molecular dynamics simulations coupled with a modern metadynamics technique have been performed in order to identify the most likely chemical pathways connecting HNCO to formamide. It turned out that the direct hydrogenation of HNCO is thermodynamically favored. Incidentally, the experimental results – supplied by a simplified kinetic model – also proved the favorability of the reaction $\text{HNCO} + \text{H}_2 \rightarrow \text{HCONH}_2$ which, moreover, spontaneously takes place in unbiased ab initio molecular dynamics simulations carried out under the effect of intense electric fields.

Key words. astrochemistry – astrobiology – planets and satellites: atmospheres – ISM: molecules

1. Introduction

Formamide-based chemistry is a broadly discussed scenario relating to the origin of biomolecules (Saladino et al. 2004, 2012b; Ferus et al. 2011b, 2012, 2014, 2017b; Saitta & Saija 2014; Pino et al. 2015; Šponer et al. 2016a,b; Adam et al. 2018; Becker et al. 2018; Benner et al. 2012). Besides the traditional HCN- and reducing-atmospheres based biomolecules synthesis (Ferris et al. 1974; Yuasa et al. 1984; Levy et al. 1999; Sutherland 2016; Civiš et al. 2017), the current evidence shows that the formamide molecule did not necessary play role of merely starting parent prebiotic precursor, but also it could serve as an intermediate compound in prebiotic synthesis (Ferus et al. 2017b). In fact, it has been demonstrated that it acted either as substrate or as intermediate in a series of complex reactions starting from very reactive small radicals and leading to a broad palette of biomolecules, for example, all the canonical nucleobases of the genetic code, ribose and other sugars, amino acids or even fatty acids (Saladino et al. 2011, 2015; Ferus et al. 2015b).

Since the discovery of its millimeter rotational line spectrum in the Galactic interstellar medium (Rubin et al. 1971), formamide has been searched for – and detected – in various astrophysical environments exposed to a wide range of physical

conditions, both in the Milky Way and in other galaxies (Muller et al. 2013). Recent studies have reported the presence of formamide in star forming regions (Bisschop et al. 2007; Kahane et al. 2013). A systematic study of sun-like protostars (Taquet et al. 2015) showed that formamide was present only toward the sources, with a rich content in Complex Organic Molecules (COMs) in the central inner regions around the protostar. This result was confirmed by high-angular observations of these objects (Taquet et al. 2015). Importantly, formamide was not detected down in the cold prestellar gas down to abundances below 10^{-12} with respect to H₂. An intriguing result was the detection of formamide in protostellar shock regions (Mendoza et al. 2014; Codella et al. 2017) with an abundance on the order of 10^{-8} relatively to H₂, ranging among the highest ever reported for that species. In our solar system, formamide was detected toward a few comets such as Hale–Bopp (Bockelee-Morvan et al. 2000) or, more recently, 67P/Churyumov-Gerasimenko (Goesmann et al. 2015).

During the last decade, various chemical processes depending on the physical and chemical conditions encountered in several astrophysical environments have been discussed as possible sources of the formamide species, such as, for example, HCN hydrolysis (Saladino et al. 2012b; Bada et al. 2016; Šponer et al. 2016b), ammonium-formate dehydration (Šponer et al. 2016a) or direct synthesis from CO and NH₃ atmosphere (Ferus et al. 2017b). In many cases, however, the proposed formation pathways are poorly constrained both experimentally and theoretically (Taquet et al. 2015). Recently, the rate coefficient

[★] Data associated to Figs. 2 and 3 are only available at the CDS via anonymous ftp to cdsarc.u-strasbg.fr (130.79.128.5) or via <http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/qcat?J/A+A/616/A150>



Cite this: *Phys. Chem. Chem. Phys.*,
2016, 18, 27317

Spectroscopic investigations of high-energy-density plasma transformations in a simulated early reducing atmosphere containing methane, nitrogen and water

Martin Civiš,^a Martin Ferus,^a Antonín Knížek,^a Petr Kubelík,^{ab} Michal Kamas,^a
Patrik Španěl,^a Ksenia Dryahina,^a Violetta Shestivska,^a Libor Juha,^{bc} Petr Skřehot,^d
Vojtěch Laitl^{ae} and Svatopluk Civiš^{*a}

Large-scale plasma was created in gas mixtures containing methane using high-power laser-induced dielectric breakdown (LIDB). The composition of the mixtures corresponded to a cometary and/or meteoritic impact into the early atmosphere of either Titan or Earth. A multiple-centimeter-sized fireball was created by focusing a single 100 J, 450 ps near-infrared laser pulse into the center of a 15 L gas cell. The excited reaction intermediates formed during the various stages of the LIDB plasma chemical evolution were investigated using optical emission spectroscopy (OES) with temporal resolution. The chemical consequences of laser-produced plasma generation in a CH₄-N₂-H₂O mixture were investigated using high resolution Fourier-transform infrared absorption spectroscopy (FTIR) and gas selected ion flow tube spectrometry (SIFT). Several simple inorganic and organic compounds were identified in the reaction mixture exposed to ten laser sparks. Deuterated water (D₂O) in a gas mixture was used to separate several of the produced isotopomers of acetylene, which were then quantified using the FTIR technique.

Received 19th July 2016,
Accepted 5th September 2016

DOI: 10.1039/c6cp05025e

www.rsc.org/pccp

1. Introduction

A key first step in the chemical evolution leading to the origin of life is the formation of bioorganic compounds from small inorganic molecules for instance in the primitive planetary atmosphere. High energy processes leading to the formation of organic compounds from small inorganic molecules have been explored using energetic rays as UV, RTG or radioactive radiation, heavy particles, laser plasma, discharges *etc.* In these experiments, the gaseous mixture represents the prebiotic planetary atmosphere, and high energy particles represent the source of large amounts of energy for prebiotic synthesis. The main purpose of these experiments is to identify the most plausible formation processes that lead to the synthesis of basic building materials of living structures such as amino acids, saccharides, lipids and the bases of nucleic acids.¹

The first experiment simulating bioorganic compound formation from small inorganic molecules was the Miller experiment.² Further research showed that the amounts and composition of the reaction products depended mainly on the composition of the reaction mixture.

Evolution in the geochemical models of the primitive atmospheres leads to changes in the composition of the studied mixtures. At present, mainly three types of mixtures simulating different environments are being studied: the prebiotic Earth atmosphere (CO-CO₂-N₂-H₂O), Titan's atmosphere (CH₄-N₂) and the cometary gases (CO-NH₃-H₂O).³ These mixtures are subjected to various energetic processes in the atmosphere during the simulations. For example, electric discharges are used to simulate lightning,⁴ heat is used to simulate volcanic activity,⁵ irradiation is used to simulate cosmic radiation, UV radiation is used to simulate the effects of solar radiation on prebiotic Earth,⁶ and laser sparks are used to simulate the impacts of extraterrestrial bodies.⁷⁻¹¹

The atmosphere models containing methane as the main reduction component are studied not only because methane is present on Titan or in seasonally variable concentrations on Mars but also as a model for a short-lived intermediate period occurring very early in the development of the Earth prebiotic atmosphere, which is rich in CO₂.¹²⁻¹⁷

Although the conventional plasma chemistry properties of methane-containing mixtures have been extensively investigated

^a J. Heyrovský Institute of Physical Chemistry, Czech Academy of Sciences, Dolejškova 3, 182 23 Prague 8, Czech Republic.

E-mail: svatopluk.civis@jh-inst.cas.cz; Tel: +420 286 591 766

^b Institute of Physics, Czech Academy of Sciences, Na Slovance 2, 182 21 Prague 8, Czech Republic

^c Institute of Plasma Physics, Czech Academy of Sciences, Za Slovankou 3, 182 00 Prague 8, Czech Republic

^d Safety and Health Expert Institute, Ostrovského 253, 150 00 Prague 5, Czech Republic

^e František Krejčí Observatory, K Letišti 144, 36001 Carlsbad, Czech Republic

Martin Ferus,¹ Jakub Koukal,² Svatopluk Civiš,¹ Libor Lenža,²
Jiří Srba,² Elias Chatzitheodoridis,³ Petr Kubelík,¹ Ekaterina M. Zanozina,¹ Pavel Váňa,¹ Tereza Kaiserová,¹ Vojtěch Laitl,^{1,4}
Lukáš Petera,¹ Antonín Křížek,¹ Miroslav Spurný⁴ and Jaroslav Maxa⁴



J. Heyrovský Institute of Physical Chemistry
Academy of Sciences of the Czech Republic
Dolejškova 3, 18223 Prague 8, Czech Republic.



Valašské Meziříčí Observatory
Vsetinská 78, 757 01 Valašské Meziříčí,
Czech Republic.



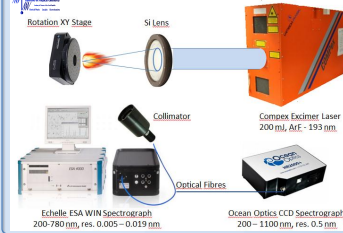
National Technical University of Athens,
9 Heron Polytechniou str., GR-15780
Zografou, Athens,
Greece.



František Krejčí Observatory
K letišti 144
CZ36001 Carlsbad
Czech Republic.

In order to understand better the chemistry and spectroscopy of meteor plasma, we implemented Calibration Free data processing in emission data evaluation. Moreover, the spectra are compared with references acquired in laboratory experiments involving Laser Induced Breakdown Spectroscopy of Meteorite samples, Laser Induced Sparks in atmospheric gases and electric discharges and in situ simultaneous measurement by meteor spectrograph. The most remarkable advantage of comparative measurements using LIBS lies in applicability of this method for real time in situ analysis of any sample of real meteorite without any preceding treatment, preparation or isolation. The meteorite plasma is generated in the laboratory under strictly defined conditions and the elements are evaporated together with the whole matrix as well as during the meteoroid descent. The CF-LIBS method is based on direct analysis of emission lines of an analyte together with matrix instead of looking the matrix as an independent problem. In the current study, we analyzed by this method a wide range of chondrite meteorites, we developed all the subsequent steps of data processing using Calibration Free method suitable for meteor analysis and we used this method to our knowledge for the first time for interpretation of real meteor spectra.

EXPERIMENTAL SET-UP



Complex Excimer Laser
200 mj, AirF - 193 nm

Echelle ESA WIN Spectrograph
200-780 nm, res. 0.005-0.019 nm

Ocean Optics CCD Spectrograph
200-1100 nm, res. 0.5 nm

Meteorite Ablation: Pulse length 20 ns at 193 nm, energy of 200 mj, focused to area less than 1 mm² delivers radiation density more than 1 x 10¹³ W/cm²

LIDB in the Air: Pulse length 6 ns at 532 nm or 1064 nm, energy of 200 mj or 400 mj. Power more than 1 x 10¹⁴ W/cm²

SID Monitoring: SID is based on an induction antenna receiving a signal reflected by the ionosphere. The signal is emitted by a ground based transmitter. During a meteoroid descent, frequency and intensity of the signal are changed. Based on a model of a signal scattering, variation in electron density or temperature can be calculated.

The principle remained unchanged for more than 100 years:

Still it is a camera (now HD CCD)

Still there is a **dispersion element** (now usually holographic grating instead of a prism)

Still, the **spectrum image** is imprinted in the original photography of a descending meteoroid.

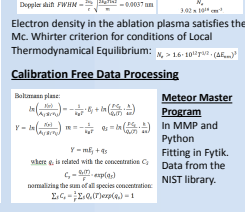
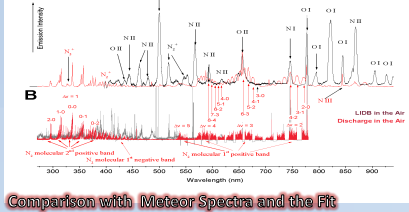
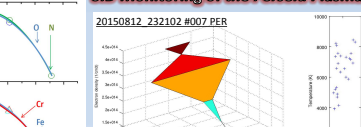
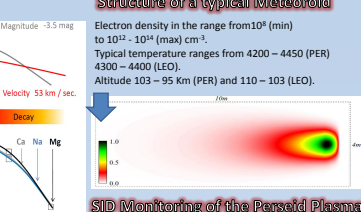
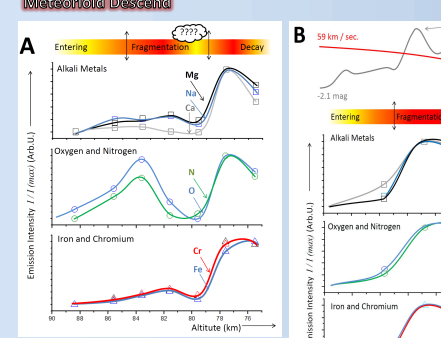
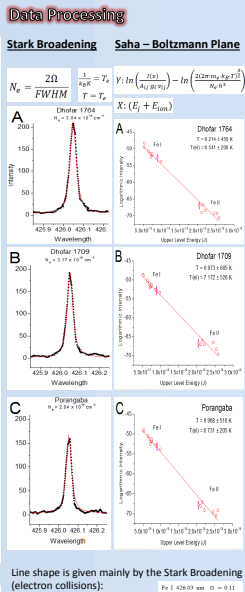
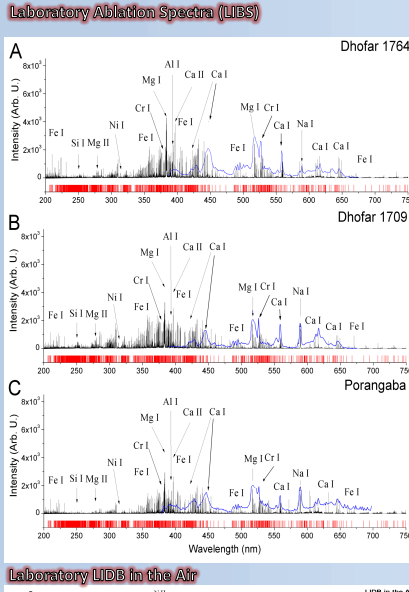
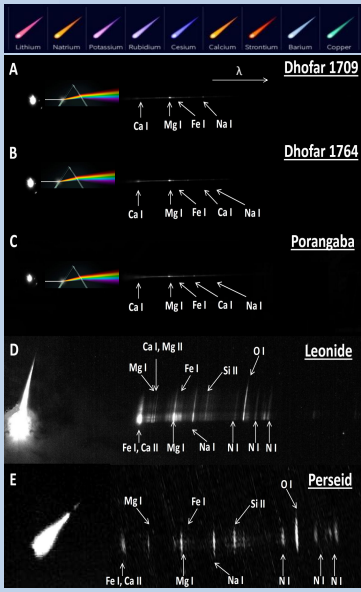
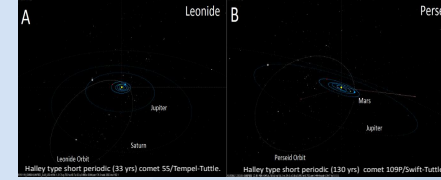
Our high resolution camera:
CMOS QHY5LII-M (1280x960 px)
Objective Tamron (#1.00; F/3.8 mm), FOV ~ 80α (SW) a ~ 80α (NW)
SW UFO Capture (recording, data), SW VSpec (spectra analysis)
Dispersion element (holographic foil) - 1000 lines/mm
Resolution of 9.7 Å/px (SW) a 10.8 Å/px (NW)!

RESULTS

Analyzed Bright Bolides:

Leonide (assignment 20151119_034504_#013 LEO)
November 19, 2015 at 03:45:04 UT
The atmospheric path was located between Bryllów and Goszczowie (Poland). Entered the atmosphere in 126.6 km, burned in 74.6 km and lasted 0.88 sec. Geocentric velocity 69.9 km/sec.; a = 6.34 AU.

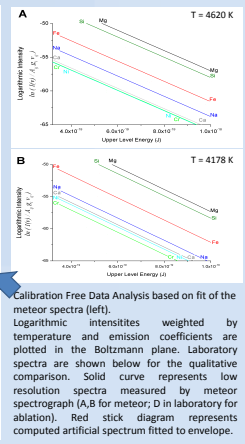
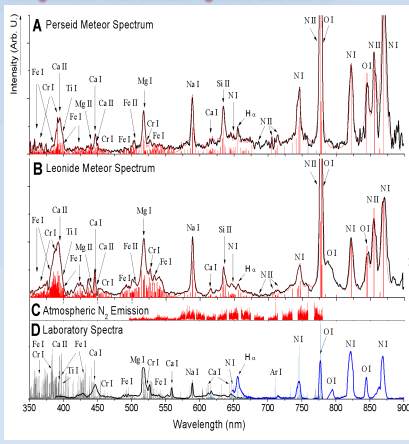
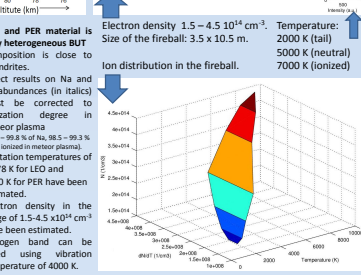
Perseid (assignment 20150812_232102_#007 PER)
August 12, 2015 at 23:21:02 UT
The atmospheric path was located between Beldno and Mszana Górna (Poland). Entered the atmosphere in 103.3 km, burned in 73.8 km and lasted 1.4 sec. Geocentric velocity 56.2 km/sec.; a = 3.85 AU



CONCLUSION

increasing Fe:Cr ~ Cr:Mg ~ CO ~ CV ~ CK, LL-L, -H

Spectrum	Note	Fe	Ni	Mg	Si	Ca	Cr	Mn	Ni
Perseid	main component	0.5	0.05	1	0.03	0.005	0.01		
spec.A	second component	2.0	0.1	2.5	0.03	0.01	0.01		
Perseid	main component	0.5	0.05	1	0.03	0.01	0.01		
spec.B	second component	0.9	0.1	1.8	0.03	0.01	0.01		
Leonide 2003	Rodriguez 2003	1.0	0.1	1.0	0.03	0.005	0.01		
C1 chondrites	Anders 1989	0.8	0.05	1	0.9	0.1	0.01	0.01	
CM chondrites	Mason 1979	0.8	0.03	1	1.0	0.07	0.01	0.04	
L chondrites	Mason 1979	0.6	0.05	1	1.1	0.05	0.01	0.04	
Sahara	98222.6 Dell Agio 2010 (CF)	0.9	0.1	1.2	0.1	0.1	0.02	0.02	
Micrometeorites	Schramm 1989	0.9	0.06	1	1.2	0.03	0.02	0.04	
Köfice H5 Chond.	Oedin 2015 (CF)	2.4	0.1	1.9	0.1	0.03	0.02	0.04	
Halley dust	Heisterger 1988	0.5	0.1	1	1.8	0.1	0.01	0.01	
Wild 2	Stardust (terminal particle)	1	0.1	1	0.005	0.005	0.01	0.028	
Dhofar 1764	CV3 - Ablation spectrum	1.2	0.003	1	0.8	0.1	0.02	0.06	
Dhofar 1709	LL4 - Ablation spectrum	1.8	0.02	1	1.2	0.2	0.05	0.09	
Perangaba	LL4 - Ablation spectrum	1.54	0.03	1	1.6	0.2	0.05	0.1	
Perseid 2015	main component	0.8	0.38	1	3.1	0.033	0.002	0.02	
Leonide 2015	main component	1.0	0.24	1	1.5	0.08	0.002	0.005	



Reference

- [1] E. R. Williams, The global electrical circuit: A review, *Atmospheric Research* 91 (2-4) (2009) 140–152. doi:10.1016/j.atmosres.2008.05.018.
URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosres.2008.05.018>
- [2] R. G. Harrison, The global atmospheric electrical circuit and climate, *Surveys in Geophysics*.
- [3] M. J. Rycroft, S. Israelsson, C. Price, The global atmospheric electric circuit, solar activity and climate change, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 62 (2000) 1563–1576.
- [4] C. E. Meek, A. H. Manson, S. I. Martynenko, V. T. Rozumenko, O. F. Tyrnov, Remote sensing of mesospheric electric fields using MF radars, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 66 (2004) 881–890. doi:10.1016/j.jastp.2004.02.002.
- [5] E. Williams, E. Mareev, Recent progress on the global electrical circuit, *Atmospheric Research* 135-136 (2014) 208–227. doi:10.1016/j.atmosres.2013.05.015.
URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosres.2013.05.015>
- [6] S. A. Pulinetz, K. A. Boyarchuk, V. V. Hegai, V. P. Kim, A. M. Lomonosov, Quasi-Electrostatic Model of Atmosphere-Thermosphere, *Advances in Space Research* 26 (8) (2000) 1209–1218. doi:10.1016/S0273-1177(99)01223-5.
- [7] V. N. Morozov, Penetration of Nonstationary Ionospheric Electric Fields into Lower Atmospheric Layers in the Global Electric Circuit Model, *Geomagnetism and Aeronomy* 58 (1) (2018) 119–124. doi:10.1134/S0016793217050140.
- [8] L. C. Hale, Middle atmosphere electrical structure, dynamics and coupling, *Advances in Space Research* 4 (4) (1984) 175–186.
- [9] C. Haldoupis, M. Rycroft, E. Williams, C. Price, Is the "Earth-ionosphere capacitor" a valid component in the atmospheric global electric circuit?, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*

164 (June) (2017) 127–131. doi:10.1016/j.jastp.2017.08.012.
URL <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2017.08.012>

- [10] M. J. Rycroft, G. Harrison, Electromagnetic Atmosphere-Plasma Coupling: The Global Atmospheric Electric Circuit, *Space Science Reviews* (2012) 363–384 doi:10.1007/s11214-011-9830-8.
- [11] M. J. Rycroft, Electrical processes coupling the atmosphere and ionosphere: An overview, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 68 (2006) 445–456. doi:10.1016/j.jastp.2005.04.009.
- [12] R. F. Pfaff, The near-earth plasma environment, *Space Science Reviews* 168 (1-4) (2012) 23–112. doi:10.1007/s11214-012-9872-6.
- [13] S. W. H. Cowley, M. Lester, T. R. Robinson, Opportunities in radio and space plasma physics, University of Leicester 1–14.
- [14] B. W. Reinisch, R. R. Gamache, H. Xueqin, L. F. Mcnamara, Real-time electron density profiles from ionograms, *Adv. Space Res* 872 (444).
- [15] S. Radicella, The improved DGR analytical model of electron density height profile and total electron content in the ionosphere (1995).
- [16] A. Krankowski, I. Zakharenkova, A. Krypiak-Gregorczyk, I. I. Shagimuratov, P. Wielgosz, Ionospheric electron density observed by FORMOSAT-3/COSMIC over the European region and validated by ionosonde data, *Journal of Geodesy* 85 (12) (2011) 949–964. doi:10.1007/s00190-011-0481-z.
- [17] K. G. Budden, The Influence of the Earth’s Magnetic Field on Radio Propagation by Wave-Guide Modes, *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 265 (1323) (1962) 538–553. doi:10.1098/rspa.1962.0041.
- [18] D. Wen, Y. Wang, R. Norman, A new two-step algorithm for ionospheric tomography solution, *GPS Solutions* 16 (1) (2012) 89–94. doi:10.1007/s10291-011-0211-2.
- [19] Y.-y. Chen, Y. Song, Z.-h. Li, A.-z. He, A uniform description of the gas and plasma flow fields’ refractive index, *Optics Communications* 283 (2010) 4214–4218. doi:10.1016/j.optcom.2010.07.004.

- [20] Y.-y. Chen, G.-g. Zheng, F. Gu, Q.-h. Wang, Z.-h. Li, Arc plasma's electron number density diagnosis by the measurement of the refractive index, *Optics Communications* 291 (2013) 15–18. doi:10.1016/j.optcom.2012.10.069.
URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.optcom.2012.10.069>
- [21] J. Laštovička, Lower ionosphere response to external forcing : A brief review, *Advances in Space Research* 43 (2009) 1–14. doi:10.1016/j.asr.2008.10.001.
- [22] S. A. Cummer, Modeling Electromagnetic Propagation in the Earth-Ionosphere Waveguide, *IEEE TRANSACTIONS ON ANTENNAS AND PROPAGATIONS* 48 (9) (2000) 1420–1429.
- [23] A. I. Sukhorukov, Lightning transient fields in the atmosphere—low ionosphere, *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics* 58 (15) (1996) 1711–1720. doi:[http://dx.doi.org/10.1016/0021-9169\(95\)00154-9](http://dx.doi.org/10.1016/0021-9169(95)00154-9).
URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0021916995001549>
- [24] M. Cho, Computer simulation of the electric field structure and optical emission from cloud top to the ionosphere, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 760–777.
- [25] P. B. Hays, R. G. Roble, A quasi-static model of global atmospheric electricity, 1. The lower atmosphere, *Journal of Geophysical Research* 84 (9) (1979) 3291–3305.
- [26] R. G. Roble, P. B. Hays, A Quasi-static model of global atmospheric electricity 2. Electrical coupling between the upper and lower atmosphere, *Journal of Geophysical Research* 84 (9).
- [27] L. M. Erukhimov, Ионосфера земли как космическая плазменная лаборатория 71–77.
- [28] A. Pavelyev, T. Tsuda, K. Igarashi, Y. A. Liou, K. Hocke, Wave structures in the electron density profile in the ionospheric D- and E-layers observed by radio holography analysis of the GPS/MET radio occultation data, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 65 (1) (2003) 59–70. doi:10.1016/S1364-6826(02)00226-2.

- [29] M. Friedrich, M. Rapp, News from the lower Ionosphere: A review of recent developments, Vol. 30, 2009. doi:10.1007/s10712-009-9074-2.
- [30] V. Sorokin, V. Chmyrev, A. Yaschenko, Electrodynamic model of the lower atmosphere and the ionosphere coupling, Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics 63 (16) (2001) 1681–1691. doi:10.1016/S1364-6826(01)00047-5.
URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1364682601000475>
- [31] A. K. Singh, A. K. Singh, R. Singh, R. P. Singh, Solar flare induced D-region ionospheric perturbations evaluated from VLF measurements, Astrophysics and Space Science 350 (1) (2014) 1–9. doi:10.1007/s10509-013-1699-4.
- [32] R. Pappert, VLF/LF mode conversion model calculations for air to air transmissions in the earth-ionosphere waveguide, Radio Science 21 (4) (1986) 551–558.
- [33] C. Greifinger, P. Greifinger, On the ionospheric parameters which govern high-latitude ELF propagation in the earth-ionosphere waveguide, Radio Science 14 (5) (1979) 889–895.
- [34] J. R. Wait, On phase changes in very-low-frequency propagation induced by an ionospheric depression of finite extent, Journal of Geophysical Research 69 (3) (1964) 441. doi:10.1029/JZ069i003p00441.
- [35] J. R. Wait, On ELF transmission in the Earth-ionosphere waveguide, Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics 54 (1) (1992) 109–111. doi:10.1016/0021-9169(92)90089-4.
- [36] T. Kovács, J. M. C. Plane, W. Feng, T. Nagy, M. P. Chipperfield, P. T. Verronen, M. Andersson, D. A. Newnham, M. A. Clilverd, D. R. Marsh, *D* region ion-neutral coupled chemistry within a whole atmosphere chemistry-climate model, Geoscientific Model Development Discussions (April) (2016) 1–38. doi:10.5194/gmd-2016-57.
URL <http://www.geosci-model-dev-discuss.net/gmd-2016-57/>
- [37] J. M. Grebowsky, D. Bilitza, Sounding rocket data base of E- and D-region ion composition, Advances in Space Research 25 (1) (2000)

- 183–192. doi:Doi:10.1016/s0273-1177(99)00916-3.
 URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6V3S-3YCDKK8-Y/2/7ee560bef147939d77c3c635dfe188bb>
- [38] J. H. Dellinger, Sudden ionospheric disturbances, *Journal of Geophysical Research* 49 (42).
- [39] C. J. Rodger, N. R. Thomson, J. R. Wait, VLF scattering from red sprites: Vertical columns of ionization in the Earth-ionosphere waveguide, *Radio Science* 34 (4) (1999) 913–921. doi:10.1029/1999RS900051.
- [40] U. S. Inan, A. Slingeland, V. P. Pasko, J. V. Rodriguez, VLF and LF signatures of mesospheric/lower ionospheric response to lightning discharges, *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 101 (A3) (1996) 5219–5238. doi:10.1029/95JA03514.
 URL <http://doi.wiley.com/10.1029/95JA03514>
- [41] C. Greifinger, P. Greifinger, Transient ULF electric and magnetic fields following a lightning discharge, *Journal of Geophysical Research* 81 (13) (1976) 2237–2247. doi:10.1029/JA081i013p02237.
 URL <http://dx.doi.org/10.1029/JA081i013p02237>
- [42] M. Cho, M. J. Rycroft, Non-uniform ionisation of the upper atmosphere due to the electromagnetic pulse from a horizontal lightning discharge, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 63 (2001) 559–580.
- [43] M. Dejnakarindra, C. Park, Lightning-induced electric fields in the ionosphere, *Journal of Geophysical Research* 79 (13) (1974) 1903. doi:10.1029/JA079i013p01903.
 URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/JA079i013p01903/full>
- [44] M. J. Rycroft, Interactions between whistler-mode waves and energetic electrons in the coupled system formed by the magnetosphere, ionosphere and atmosphere, *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics* 53 (9) (1991) 849–858.
- [45] P. K. Knizova, K. Georgieva, Z. Mosna, M. Kozubek, D. Kouba, B. Kirov, K. Potuznikova, J. Boska, Solar signals detected within neutral atmospheric and ionospheric parameters, *Journal of Atmospheric and*

- Solar-Terrestrial Physics 171 (April 2017) (2018) 147–156. doi:10.1016/j.jastp.2017.12.003.
 URL <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2017.12.003>
- [46] J. Y. Cho, M. P. Sulzer, M. C. Kelley, Meteoric dust effects on D-region incoherent scatter radar spectra, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 60 (3) (1998) 349–357. doi:10.1016/S1364-6826(97)00111-9.
 URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1364682697001119>
- [47] P. Jenniskens, Meteor induced chemistry, ablation products, and dust in the middle and upper atmosphere from optical spectroscopy of meteors, *Advances in Space Research* 33 (9) (2004) 1444–1454. doi:10.1016/j.asr.2003.05.001.
- [48] J. Grebowsky, R. Goldberg, W. Pesnell, Do meteor showers significantly perturb the ionosphere?, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 60 (6) (1998) 607–615. doi:10.1016/S1364-6826(98)00004-2.
- [49] J.-l. Rault, J.-j. D. Sc, An attempt to explain VLF propagation perturbations associated with single meteors.
- [50] G. J. Fishman, U. S. Inan, Observation of an ionospheric disturbance caused by a gamma-ray burst, *Nature* 331 (1988) 418–420. doi:10.1038/331418a0.
- [51] V. Y. Trakhtengerts, M. J. Rycroft, Sounding the magnetosphere by signals from VLF radio transmitters, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 60 (5) (1998) 545–549. doi:10.1016/S1364-6826(97)00128-4.
- [52] K. Baba, M. Hayakawa, The effect of localized ionospheric perturbations on subionospheric VLF propagation on the basis of finite element method, *Radio Science* 30 (5) (1995) 1511–1517. doi:10.1029/95RS01561.
- [53] J. R. Wait, Terrestrial propagation of very-low-frequency radio waves, a theoretical investigation, *Journal of Research of the National Bureau of Standards, Section D: Radio Propagation* 64D (2) (1960) 153. doi:10.6028/jres.064D.022.

- URL <http://nvlpubs.nist.gov/nistpubs/jres/64D/jresv64Dn2p153{ }A1b.pdf>
- [54] J. R. Wait, Reflection of VLF radio waves at a junction in the earth-ionosphere waveguide, *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 34 (1) (1992) 4–8. doi:10.1109/15.121660.
- [55] S. A. Cummer, U. S. Inan, T. F. Bell, Ionospheric D-region remote sensing using VLF radio atmospherics, *Radio Sci.* 33 (6) (1998) 1781–1792.
- [56] J. Wait, K. Spies, Influence of finite ground conductivity on the propagation of VLF radio waves, *Journal of Research of the National Bureau of Standards, Section D: Radio Science* 69D (10) (1965) 1359. doi:10.6028/jres.069D.148.
URL <http://nvlpubs.nist.gov/nistpubs/jres/69D/jresv69Dn10p1359{ }A1b.pdf>
- [57] J. R. Wait, EM Scattering from a Vertical Column of Ionization in the Earth-Ionosphere Waveguide, *IEEE TRANSACTIONS ON ANTENNAS AND PROPAGATION* 39 (7) (1991) 1051–1054.
- [58] R. Barr, D. Jones, C. Rodger, ELF and VLF radio waves, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 62 (17-18) (2000) 1689–1718. doi:10.1016/S1364-6826(00)00121-8.
- [59] P. T. Verronen, T. Ulich, E. Turunen, C. J. Rodger, Sunset transition of negative charge in the D-region ionosphere during high-ionization conditions, *Annales Geophysicae* 24 (1) (2006) 187–202. doi:10.5194/angeo-24-187-2006.
URL <http://www.ann-geophys.net/24/187/2006/angeo-24-187-2006.html>
- [60] Edmond database, <https://www.meteornews.net/edmond/edmond/edmond-database/>, accessed: 2019-02-01.
- [61] F. L. Teixeira, W. C. Chew, PML-FDTD in cylindrical and spherical grids, *IEEE Microwave and Guided Wave Letters* 7 (9) (1997) 285–287. doi:10.1109/75.622542.

- [62] S. C. Solomon, Numerical models of the E-region ionosphere, *Advances in Space Research* 37 (5) (2006) 1031–1037. doi:10.1016/j.asr.2005.09.040.
URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117705011257>
- [63] A. F. Oskooi, D. Roundy, M. Ibanescu, P. Bermel, J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, Meep: A flexible free-software package for electromagnetic simulations by the FDTD method, *Computer Physics Communications* 181 (3) (2010) 687–702. doi:10.1016/j.cpc.2009.11.008.
URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.cpc.2009.11.008>
- [64] J. Rabina, S. Monkola, T. Rossi, J. Markkanen, M. Gritsevich, K. Muinonen, Controlled time integration for the numerical simulation of meteor radar reflections, *JOURNAL OF QUANTITATIVE SPECTROSCOPY & RADIATIVE TRANSFER* 178 (SI) (2016) 295–305. doi:10.1016/j.jqsrt.2016.02.009.
- [65] D. M. Roessler, Kramers-Kronig analysis of reflection data, *British Journal of Applied Physics* 16 (8) (1965) 1119–1123. doi:10.1088/0508-3443/16/8/310.
URL <https://doi.org/10.1088/0508-3443/16/8/310>
- [66] L. P. Dyrud, M. M. Oppenheim, A. F. Vom Endt, The anomalous diffusion of meteor trails, *Geophysical Research Letters* 28 (14) (2001) 2775–2778. doi:10.1029/2000GL012749.
- [67] M. Ferus, J. Koukal, L. Lenža, J. Srba, P. Kubelik, V. Laitl, E. M. Zanozina, P. Váňa, T. Kaiserová, A. Knižek, P. Rimmer, E. Chatzitheodoridis, S. Civiš, Calibration-free quantitative elemental analysis of meteor plasma using reference laser-induced breakdown spectroscopy of meteorite samples, *Astronomy and Astrophysics* 73.
- [68] A. K. Lashkari, M. M. Zeinali, M. Taraz, Detecting of ELF/VLF Signals Generated by GEMINIDS 2011 Meteors, *Earth Moon and Planets* 115 (1-4) (2015) 23–30. doi:10.1007/s11038-015-9463-0.
URL <http://dx.doi.org/10.1007/s11038-015-9463-0>
- [69] M. Beech, P. Brown, J. Jones, VLF detection of fireballs, *Earth, Moon, and Planets* 68 (1-3) (1995) 181–188. doi:10.1007/BF00671507.

- [70] J.-L. Rault, More on ELF, VLF, and meteors, *Proceedings of the IMC* (2011) 69–72.
- [71] G. Mayer, Thermodynamical analysis of refractive index variations, *Optics Communications* 261 (2006) 79–85. doi:10.1016/j.optcom.2005.11.070.
- [72] T. Suzuki, T. Ono, J. Uemoto, M. Wakabayashi, T. Abe, A. Kumamoto, M. Iizima, Sheath capacitance observed by impedance probes onboard sounding rockets: Its application to ionospheric plasma diagnostics, *Earth, Planets and Space* 62 (7) (2010) 579–587. doi:10.5047/eps.2010.01.003.
- [73] C. Yun-yun, Z. Gai-ge, G. Fang, L. Zhen-hua, Flow field’s temperature partition reconstruction based on its phase distribution, *Optics Communications* 285 (10-11) (2012) 2501–2505. doi:10.1016/j.optcom.2012.01.081.
URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.optcom.2012.01.081>
- [74] D. Bilitza, B. Reinisch, Advances in specifying plasma temperatures and ion composition in the ionosphere (2006). doi:10.1016/j.asr.2006.04.003.
URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117706002304>
- [75] C. Yun-yun, S. Yang, L. Zhen-hua, H. An-zhi, A model for arc plasma’s optical diagnosis by the measurement of the refractive index, *Optics Communications* 284 (12) (2011) 2648–2652. doi:10.1016/j.optcom.2011.01.087.
URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.optcom.2011.01.087>