



**MATEMATICKO-FYZIKÁLNÍ
FAKULTA**
Univerzita Karlova

DIPLOMOVÁ PRÁCE

Kateřina Rosická

Rychlé hvizdy pocházející z elektrických výbojů v atmosféře Jupiteru

Katedra fyziky povrchů a plazmatu

Vedoucí diplomové práce: prof. RNDr. Ondřej Santolík Dr.

Konzultant: Ing. Ivana Kolmašová, Ph.D.

Studijní program: Fyzika povrchů a plazmatu

Studijní obor: FPPP

Praha 2024

Prohlašuji, že jsem tuto diplomovou práci vypracoval(a) samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů, literatury a dalších odborných zdrojů. Tato práce nebyla využita k získání jiného nebo stejného titulu.

Beru na vědomí, že se na moji práci vztahují práva a povinnosti vyplývající ze zákona č. 121/2000 Sb., autorského zákona v platném znění, zejména skutečnost, že Univerzita Karlova má právo na uzavření licenční smlouvy o užití této práce jako školního díla podle §60 odst. 1 autorského zákona.

V dne

Podpis autora

Ráda bych poděkovala všem, kteří mě v průběhu studia a psaní této práce podpořovali, především pak profesoru Ondřeji Santolíkovi a doktorce Ivaně Kolmašové za mnoho cenných rad a trpělivé opravování mnoha pracovních verzí této práce.

Název práce: Rychlé hvizdy pocházející z elektrických výbojů v atmosféře Jupiteru

Autor: Kateřina Rosická

Katedra: Katedra fyziky povrchů a plazmatu

Vedoucí diplomové práce: prof. RNDr. Ondřej Santolík Dr., Katedra fyziky povrchů a plazmatu

Konzultant: Ing. Ivana Kolmašová, Ph.D., Katedra fyziky povrchů a plazmatu

Abstrakt: Jupiter je první planetou kromě Země, na které byly detekovány bleskové výboje, a to již v roce 1979 z měření rádiových vln sondou Voyager 1. Od té doby je zaznamenávaly všechny prolétávající či orbitující sondy, avšak většinou pouze v optickém spektru. Měření sondy Juno přinesla zatím největší databázi tzv. rychlých hvizdů, elektromagnetických signálů na slyšitelných frekvencích, které jsou projevem těchto výbojů. Cílem této práce je doplnit tuto databázi o amplitudy rychlých hvizdů, které pomohou odhadnout energii elektromagnetických výbojů. V rámci práce byla vyvinuta metoda založená na vyhledávání dostatečně velkých koherentních klastrů ve spektrogramech rychlých hvizdů. Limit velikosti byl podpořen simulacemi, které ukazují dostatečně nízkou pravděpodobnost náhodného vzniku takto velkého klastru. Dále byly provedeny četné simulace pro různou intezitu pozadového signálu, abychom odhadli minimální možnou detekovatelnou amplitudu rychlých hvizdů. Celkově jsme tak zpracovali 1357 rychlých hvizdů a provedli jsme normalizace jejich amplitudy na směr natočení sondy i na její vzdálenost od ionosféry. Po provedení těchto normalizací jsme odhadli energie vyzážené ze zdrojových bleskových výbojů do rychlých hvizdů v širokém rozmezí 166–1790 J mezi dolním a horním kvantilem jejich rozdělení a s mediánem 514 J, což jsou hodnoty podobné těm, které jsou v tomto oboru spektra vyzářeny z pozemských blesků. Tento výsledek se liší od většiny předchozích porovnání s energiemi blesků na Zemi, ale je konzistentní s posledními optickými měřeními sondy Juno.

Klíčová slova: hvizdy, Jupiter, sonda Juno, bleskový výboj

Title: Rapid whistlers originating from electrical discharges in the Jovian atmosphere

Author: Kateřina Rosická

Department: Department of surface and plasma physics

Supervisor: prof. RNDr. Ondřej Santolík Dr., Department of surface and plasma physics

Abstract: Jupiter was the first planet other than Earth, where lightning discharges were detected using the radio wave measurements of the Voyager spacecraft in 1979. Since then, all subsequent spacecraft missions to Jupiter detected lightning as bright spots in the optical images of the nightside of the planet. The Juno spacecraft currently orbits Jupiter and its measurements in the audible frequency range below 20 kHz often show rapid whistlers, electromagnetic signatures of electrical discharges. These measurements represent the largest known database of lightning detections at this planet. In this work we explore the Juno measurements of rapid whistlers in order to estimate their amplitudes which, in turn, can help us to estimate the energy radiated in this part of the electromagnetic spectrum from the Jovian lightning discharges. We use a newly developed method based on the search for sufficiently large coherent clusters in the spectrograms of rapid whistlers. The choice of the parameters of this method is supported by extensive modeling to ensure that the probability of false positive detections is reasonably low. Another set of simulations is performed for different backgrounds to estimate the minimum detectable amplitude of the rapid whistlers. In total, our analysis includes 1357 rapid whistlers, and we take into account a correction based on changing attitude of the spacecraft and its varying distance from the top of the ionosphere. After performing these normalizations, we estimate the energy, which was radiated from the source lightning discharges into the rapid whistlers. We obtain a wide distribution of values with a range of 166–1790 J between the lower and upper quartiles, and with the median value of 514 J. These energies are similar to energies of electromagnetic waves radiated at audible frequencies from the terrestrial lightning discharges. Our result differs from most of the previous estimates of lightning energies at Jupiter, which found them much larger than at Earth. However, our results are consistent with the latest optical measurements onboard Juno.

Keywords: whistlers, Jupiter, Juno mission, lightning stroke

Obsah

Úvod	3
1 Elektrické výboje v atmosféře Jupiteru	4
1.1 Voyager 1	4
1.2 Voyager 2	5
1.3 Galileo	5
1.4 Cassini a New Horizons	6
1.5 Juno	7
1.6 Budoucí výzkum - JUICE a Europa Clipper	10
2 Sonda JUNO	11
2.1 Původ, účel	11
2.2 Cesta, orbita, trvání mise	11
2.3 Přístroje na palubě	11
2.3.1 Gravity science (GS)	11
2.3.2 Magnetometer (MAG)	12
2.3.3 MWR	13
2.3.4 JIRAM	14
2.3.5 UVS	16
2.3.6 JunoCam	17
2.3.7 SRU	18
2.3.8 JADE	18
2.3.9 JEDI	19
2.3.10 Waves	19
3 Cíl práce	22
4 Metodika	23
4.1 Tvorba spektrogramů, koherence	23
4.2 Vyhledávání hvizdů, integrace	24
4.3 Normalizace energií	24
5 Analýza šumu	27
5.1 Simulace šumu	29
6 Simulované rychlé hvizdy pro odhad možností detekce	33
6.1 Popis metody simulací	33
6.2 Závislost limitu detekce na jednotlivých parametrech	35
6.2.1 P_{e0}	35
6.2.2 $n_0 = n_w$	36
6.2.3 n_w	36
6.2.4 a_E	38
6.2.5 a_B	39
6.2.6 D	39
6.2.7 f_{max}	40

7	Měření výkonu rychlých hvizdů	41
7.1	Extrapolace simulací pro měřená data	41
7.2	Statistiky amplitudy elektrického a magnetického pole	42
7.2.1	Podle typu disperze	43
7.2.2	Podle výšky sondy	44
7.2.3	Podle planetografické šířky a délky	44
7.2.4	Podle lokálního času	45
7.3	Porovnání energií s mikrovlnnými měřeními	45
	Diskuse	49
	Závěr	52
	Seznam použité literatury	53
	Seznam obrázků	68
	Seznam tabulek	70
	Seznam použitých zkratk	71

Úvod

Blesk je fenomén, který je známý již od pravěku a provázel lidi během celého kulturního vývoje. Přes to, že se lidé s tímto fenoménem setkávají odjakživa, nejsou některé jeho parametry ještě detailně prozkoumané a nejsou ani jasné podmínky jeho výskytu či jejich existence na jiných planetách.

Kromě Země byly blesky detekovány na všech plynných planetách Sluneční soustavy, tedy na Jupiteru (Gurnett a kol., 1979), Saturnu (Kaiser a kol., 1983), Uranu (Zarka a Pedersen, 1986) i Neptunu (Gurnett a kol., 1990). Kromě plynných planet se o existenci blesků spekuluje i na Venuši (Taylor a kol., 1979), ze které jsou měřené signály s nejasnou interpretací (Lorenz, 2018), a na Marsu, kde existují teorie o existenci výbojů v prachových bouřích, avšak žádná sonda ještě tyto signály neměřila.

Existence blesků na dalších planetách nás zajímá z několika různých důvodů. Zaprvé existence blesků ukazuje na přítomnost konvekce, která je znakem dynamické turbulence v atmosféře, což má významné implikace pro planetární meteorologii. Z dosavadních poznatků to vypadá, že ke vzniku blesků je třeba přítomnost vody, jakožto polární molekuly umožňující separaci náboje v oblaku. Detekce blesků na planetě tedy ukazuje na možný výskyt vody v její atmosféře. Bleskové výboje dále způsobují disipaci energie do atmosféry, což umožňuje vznik složitějších stopových molekul, jako jsou C_2H_2 , HCN nebo CO. Vlastnosti blesků jako je jejich četnost nebo energie jsou tedy důležitým vstupem pro modely atmosférické chemie. Dle jedné z teorií o vzniku života byl vznik prvních organických molekul podpořen právě blesky, které tak mohou hrát významnou roli ve vzniku života.

Jupiter je první planetou mimo Zemi, na které byly blesky prokázány. Blesky na Jupiteru se vyskytují ve velmi odlišném prostředí od toho známého ze Země. Kromě toho, že složení atmosféry je velmi odlišné od té pozemské, kdy na Jupiteru je atmosféra složena převážně z vodíku s několika procenty hélia a stopovým obsahem amoniaku, vody a methanu, na rozdíl od Země s převahou dusíku s významnou příměsí kyslíku se stopovými množstvími oxidu uhličitého, vody a argonu. Dalším významným rozdílem je tlak, kdy blesky na Jupiteru dle současných teorií vznikají v tlacích troj až pětinasobných než na Zemi. Meteorologické podmínky Jupiteru se pak liší především kvůli jeho velké vzdálenosti od Slunce, kdy hlavním zdrojem energie pro atmosférickou konvekci je vnitřní energie planety, na rozdíl od Země, kde je konvekce řízena především energií ze Slunce. Rotace Jupiteru je také zhruba dvakrát rychlejší, než u Země, perioda rotace je asi 11 hodin a liší se dle planetografické šířky, což je jedním z důvodů, proč je konvekce na Jupiteru silnější než na Zemi. Dle dřívějších měření se soudilo, že blesky na Jupiteru mají až stokrát větší proudy, než pozemské blesky. Toto by mohlo vést k mnoha neobvyklým fenoménům, jako je vznik mikroskopických diamantů (McKee, 2013). Posledním významným rozdílem, který neovlivňuje přímo vznik blesků, ale další šíření elektromagnetických vln, je magnetické pole Jupiteru, které je přibližně dvacet tisíckrát silnější než na Zemi.

Tato diplomová práce je zaměřena na zjištění energie blesků na Jupiteru pomocí měření elektromagnetických vln na slyšitelných frekvencích, které bleskové výboje vyzařují.

1. Elektrické výboje v atmosféře Jupiteru

Ačkoliv planeta Jupiter jakožto jeden z nejjasnějších objektů na noční obloze je pozorována již odedávna, existence bleskových výbojů v její atmosféře byla prokázána až v druhé polovině dvacátého století s rozmachem kosmických sond měřících elektromagnetické signály ve vzdálených oblastech naší Sluneční soustavy. V této kapitole dále uvádíme přehled dosavadních poznatků o bleskových výbojích v atmosféře planety Jupiter členěný podle sond, které byly zdrojem dat.

1.1 Voyager 1

První sondou, ze které máme informace o přítomnosti elektrických výbojů v atmosféře planety Jupiter, byla sonda Voyager 1, která startovala 5. září 1977 a největšího přiblížení Jupiteru dosáhla 5. března 1979 ve vzdálenosti přibližně pěti jeho poloměrů. V záznamech měření elektromagnetických vln z průletu této sondy oblastí plazmového prstence měsíce Io našli Gurnett a kol. (1979) 41 emisí připomínajících svým frekvenčním průběhem pozemské hvizdy generované bleskovými výboji. Tyto hvizdy se vyskytovaly ve dvou oblastech, v jedné z nichž by mohl být zdrojem i měsíc Io, avšak vzhledem k podobné disperzi hvizdů v obou oblastech to autoři nepovažovali za pravděpodobné. Podrobnější analýzou těchto měření ukázali Scarf a kol. (1981), že horní hranice hustoty blesků v atmosféře Jupiteru je až 40 výbojů na km^2 za rok. K tomuto použili odhad amplitudy blesků nad ionosférou určený z modelu šíření vedených hvizdů, útlum v ionosféře o 12 dB (podle analogie s průchodem hvizdů zemskou ionosférou) a volné šíření v oblasti pod ionosférou. Z toho odhadu dostali amplitudu měřených hvizdů nad ionosférou $E \approx 10 \text{ mV} \cdot \text{m}^{-1}$, z čehož odhadli, že Voyager detekoval pouze blesky nejméně desetkrát silnější než typické blesky na Zemi. Hrubý odhad na předpokladu přibližně jednotkového indexu lomu $n_i \approx 1$ v oblasti nad ionosférou nás vede k hodnotě Poyntingova toku $S = \frac{E^2 n_i}{c \mu_0} \approx 300 \text{ nW} \cdot \text{m}^{-2}$, kde c je rychlost světla a μ_0 je permeabilita vakua. Za předpokladu izotropního zdroje v hloubce 350 km pod místem s touto hodnotou S (podobně, jako počítáme později v kap. 7) a doby trvání 1 s (odhad z obrázku 2 v článku Gurnett a kol. (1979)) dostáváme energii vyzářenou ze zdroje přibližně 500 kJ.

Kromě těchto hvizdů naměřených sondou Voyager 1 byla až do přiletu sondy Juno další měřená data pouze optická. První z řady snímků pořídil Voyager 1. Jedná se o dvě trojice snímků dvou oblastí noční strany Jupiteru s expozicemi mezi 30 a 90 sekundami (Borucki a kol., 1982). Autoři této studie naměřili optickou energii blesků řádově 10^9 J, z čehož na základě z modelů optického útlumu odhadují celkovou energii disipovanou bleskem na přibližně 10^{12} J. Tyto hodnoty jsou řádově podobné hodnotám u pozemských superboltů, neboli blesků s energií o alespoň tři řády vyšší než průměrně silné blesky. Superbolty jsou definovány v optickém spektru jako výboje s větší optickou energií než 10^9 J (Turman, 1977) a v nízkofrekvenčních měřeních sítě World Wide Lightning Location Network (WWLLN) jako blesky s energií větší než 1 MJ (Holzworth a kol., 2019), přičemž jednotlivé výboje jsou obvykle superbolty pouze dle jedné z těchto definic

(Peterson, 2023). Z analýzy tvaru světelných skvrn a jejich porovnání s modely útlumu světla v oblacích na Jupiteru dochází Borucki a Williams (1986) k závěru, že blesky se nacházejí v úrovni atmosféry s tlakem 5 barů, ve které se dle modelů (Weidenschilling a Lewis, 1973) nacházejí vodní oblaka.

1.2 Voyager 2

Sonda Voyager 2 vystartovala kvůli technickým potížím Voyageru 1 ještě před svou sesterskou sondou, a to 20. srpna 1977. K nejbližšímu přiblížení k planetě došlo 9. července 1979 na vzdálenost asi 8 poloměrů Jupiteru. Sonda pořídila několik fotografií s oranžovým a fialovým úzkopásmovým filtrem, tedy s menší citlivostí, avšak s větší zaznamenanou oblastí než sonda Voyager 1. V těchto datech Borucki a Magalhães (1992) identifikovali tři oblasti bleskové aktivity, a to kolem $13,5^\circ$, 49° a 60° severní šířky. Na jižní polokouli nebyla objevena žádná světlá skvrna signalizující bleskový výboj, ačkoliv v záběru byla poměrně velká část jižní polokoule. To dává první náznak rozdělení bleskových výbojů na Jupiteru s minimem kolem rovníku s možnou převahou výbojů na severní polokouli. Porovnání oblastí výskytu bouří se záběry oblaků z denní strany planety ukazuje případy, kdy nelze bouři přiřadit žádnou výraznější oblačnost, zatímco v jiných případech se bouře nachází v oblasti vysoké konvektivní oblačnosti. Oba tyto případy jsou v dobrém souhlasu s modelem výskytu blesků ve vodní oblačnosti ve velké hloubce atmosféry. U detekovaných blesků odhadují autoři optickou energii na 10^{10} – 10^{11} J, což je o jeden až dva řády vyšší odhad než u Voyageru 1 kvůli nižší citlivosti přístroje.

1.3 Galileo

První sondou na oběžné dráze kolem Jupiteru byla sonda Galileo. Ta byla vypuštěna 18. října 1989 a po několika gravitačních manévrech navedena na oběžnou dráhu planety 7. prosince 1995. Mise obsahovala i atmosférickou sondu, která prováděla měření během sestupu do atmosféry, na jehož konci byla zničena vysokou teplotou a tlakem. Stejný osud pak potkal i samotnou hlavní sondu, která byla navedena do atmosféry 21. září 2003, aby se zabránilo případné kontaminaci měsíce Europa pozemským životem. Misi však postihlo špatné rozvinutí hlavní antény, tedy množství přenesených dat (především fotografií) bylo kvůli používání záložní antény velmi omezené.

Podobně jako obě sondy Voyager, i sonda Galileo pořizovala fotografie noční strany Jupiteru, na kterých Little a kol. (1999) objevili světlé skvrny, které interpretovali jako bleskové výboje. Sonda snímkovala povrch s průhledným, červeným, zeleným nebo fialovým filtrem, většinu z toho několikrát v různých časových intervalech. Během dvou přiblížení označovaných C10 a E11 našli autoři 26 bouří především ve vyšších šířkách na obou polokoulích, ale s převahou na severní polokouli. Při porovnání se strukturou oblaků se tyto bouře vyskytovaly především v oblasti cyklonální cirkulace. Další porovnání se strukturou oblaků provedli Gierasch a kol. (2000), kdy u bouře pozorované během průletu C20 určují vertikální rozměr oblaku na 50 km, horizontální na 4000 km a odhadují množství energie blesků rozptýlené v atmosféře a jeho příspěvek k atmosférické konvekci. Z roz-

měru osvětlených skvrn dále Little a kol. (1999) odhadují lokaci blesku v hloubce vodních oblaků nebo pod nimi. Optickou energii nejsilnějšího blesku odhadují autoři na přibližně $5 \cdot 10^9$ J, což je řádově srovnatelné s hodnotami z Voyageru 1 a o jeden až dva řády méně než odhady z Voyageru 2.

Měření na atmosférické sondě, konkrétně přístrojem The Lightning and Radio Emission Detector (LRD), se zabývají články Rinnert a kol. (1998) a Rinnert a Lanzerotti (1998). Tato sonda během svého sestupu do atmosféry měřila celkem ve 12 intervalech v různých výškách a tedy různých tlacích. Sonda používala tři nezávislá měření fluktuací magnetického pole, a to čítání pulzů s amplitudou vyšší než daná hranice, měření ve třech úzkých pásmech na frekvencích 3 kHz, 15 kHz a 90 kHz a plné měření vlnové formy. Ačkoliv nezanedbatelné množství naměřeného signálu pocházelo z rušení z krokového motoru, porovnáním s měřeními provedenými během průletu okolo Země se autoři pokusili tento signál odečíst. Mezi výsledky této sondy se tak řadí určení dominance signálu na nejnižších frekvencích (3 kHz), statistika amplitudy, délky pulzů a časů mezi nimi a také jedna vlnová formu připomínající signál pozemského blesku typu oblak-země po několika ionosférických odrazech. Modely šíření paprsků dle Rinnert a Lanzerotti (1998) pro odrazy od ionosféry a vrstvy s odrazivým koeficientem 0,5 v hloubce 2 000 km pod hladinou o tlaku 1 bar vysvětlují naměřené signály, pokud se zdrojový blesk nacházel ve vzdálenosti 15 000 km od sondy. Z tohoto předpokladu pak v Rinnert a kol. (1998) odhadují průměrný výkon vyzářený bleskem na $3,4 \cdot 10^{11}$ W, což pro odhadovanou délku blesku 2 ms (dvě půlvlny bipolárního pulzu s časovým trváním $500 \mu\text{s}$ s odstupem 1 ms) dává vyzářenou energii $6,8 \cdot 10^8$ J. Dále odhadují změnu elektrického dipólového momentu na 10^7 C · m, což pro šíření 10 % rychlosti světla a měřenou délku signálu dává délku kanálu asi 7 km a maximální přenesený náboj 2900 C. Z naměřené statistiky pulzů dále odhadují bleskovou aktivitu 0,07 blesků na km^2 za rok, což je přibližně stokrát méně než na Zemi.

1.4 Cassini a New Horizons

Další záznamy o bleskové aktivitě na Jupiteru pocházejí ze dvou prolétajících sond, které použily Jupiter k manévru gravitačního praku, a to sondy Cassini mířící k Saturnu a New Horizons mířící na okraj Sluneční soustavy k Plutu a dalším transneptunickým tělesům.

Sonda Cassini vystartovala v roce 1997 a nejbliže k Jupiteru se dostala 30. prosince 2000. Analýze optického měření blesků z tohoto průletu se věnoval článek Dyudina a kol. (2004). Sonda Cassini fotografovala Jupiter přes filtr na spektrální čáru H_α s efektivní šířkou 11 nm. Ačkoliv tato sonda fotografovala velkou plochu povrchu planety během poměrně dlouhého časového úseku, zaměřila pouze čtyři oblasti s bleskovou aktivitou. Z odhadované bleskové intenzity z měření sondy Galileo autoři usuzují, že intenzita v oblasti H_α je až desetkrát menší než očekávaná (asi 2 % celkové optické intenzity), což ukazuje na vznik blesků v tlacích 5 barů a větších. To také naznačuje, že aby byl v těchto hloubkách dostatek vody potřebný k rozvoji blesku, obsahuje Jupiter více vody než její předpokládané množství v původní protoplanetární mlhovině. Jako nejsilnější optický výkon v pásmu H_α autoři uvádějí $0,8 \cdot 10^9$ W, což odpovídá celkovému optickému výkonu přibližně $4 \cdot 10^{10}$ W. Když se pokusíme odhadnout naměřenou energii,

vynásobíme tento výkon expoziční tohoto snímku 32 s a dostaneme optickou energii blesku $1,3 \cdot 10^{12}$ J. Protože však použité snímky měly různé doby expozice, dostaneme pro jiný blesk uvedený v tomto článku ještě vyšší vyzářenou energii, a to $1,8 \cdot 10^{12}$ J. Kvůli dlouhým dobám expozic, kterou jsou řádově delší než doba trvání blesku, je však možné, že se jedná o více po sobě jdoucích blesků ve stejném místě. V porovnání s energiemi naměřenými sondou Galileo tedy sonda Cassini měřila řídce se vyskytující výboje na nejenergetičtější konci spektra. Všechny čtyři bleskové oblasti byly v těsné blízkosti malých světlých skvrn na snímku oblaků za denního světla, které jsou dle pozorování v infračerveném oboru vysoké husté oblaky s neobvykle velkými částicemi aerosolů. Tyto oblaky se vyskytují převážně v nižších šířkách, zatímco blesky se dle ostatních pozorování objevují spíše ve vyšších šířkách. Vzhledem k tomu, že použitý datový soubor obsahuje pouze vysokoenergetické blesky však nemusí být asociace s těmito typy oblaků platná obecně i pro blesky s menší energií.

Sonda New Horizons vystartovala 19. ledna 2006 a k nejbližšímu přiblížení k Jupiteru došlo 28. února 2007. Analýzou optických dat z tohoto průletu se zabývají Baines a kol. (2007), kteří se zaměřují na blesky ve vysokých šířkách. V několika snímcích s expoziční 5 s detekovali autoři 16 záznamů, z nichž 6 bylo z oblasti vyskytující se severně od 60° severní šířky, 7 bylo jižně od 60° jižní šířky a zbylých pět bylo kolem 52° severní šířky. Pološířka optických záznamů ukazuje na polohu zdrojového výboje v hloubce odpovídající tlaku 5–8 barů konzistentně s předchozími měřeními a jejich měřená energie přibližně $2 \cdot 10^9$ J je srovnatelná s předchozími daty sondy Galileo. Pro vysoké šířky autoři nenacházejí podstatnější rozdíly mezi četnostmi ani energiemi blesků na severní a jižní polokouli, tedy usuzují, že mechanismus zajišťující asymetrii v nižších šířkách zde již nemá převažující vliv.

1.5 Juno

Jelikož sondě Juno a jejímu přístrojovému vybavení se věnuje celá kapitola 2, podíváme se zde rovnou na výsledky analýz bleskové aktivity získané touto sondou. První průzkum blesků pomocí detekce rychlých hvizdů přístrojem Waves (popsaným v odstavci 2.3.10) prováděli Kolmašová a kol. (2018). V tomto článku je popsáno více než 1600 rychlých hvizdů s velmi nízkou disperzí, což dává dohromady největší dosavadní publikovaný soubor měření blesků na Jupiteru. Detekce z prvních osmi blízkých průletů kolem planety naznačují, že četnost bleskových výbojů dosahuje několik jednotek až několik desítek blesků na km^2 za rok (konkrétní hodnota závisí na odhadu vzdálenosti, o kterou se blesk může šířit pod ionosférou), což je srovnatelné s bleskovou aktivitou na Zemi. Zaznamenané hvizdy byly dále rozděleny do tří tříd podle disperze, kde byla mezní hodnota určena jako $0,6 \text{ s} \cdot \sqrt{\text{Hz}}$. Přibližně 34 % hvizdů bylo v první skupině s nižší disperzí, přibližně 26 % bylo ve druhé skupině s vyšší disperzí, u zbylých 40 % nebylo možné určit disperzi. Hvizdy s vyšší disperzí byly detekovány v nižších výškách družice nad nižšími šířkami, zatímco nižší disperze převažovaly ve vyšších šířkách. Hvizdy z toho datového souboru jsou dále zpracovávány v této práci.

Měření pomocí mikrovlnného detektoru Microwave Radiometr (MWR) popsaného v 2.3.3 se zabývali Brown a kol. (2018). V této práci se zaměřili na vysokofrekvenční elektromagnetické vlny, které procházejí ionosférou bez ovliv-

nění a šíří se v módu volného prostoru i za její hranice. Tyto vlny ve své práci pojmenovali jako sféricky. Měření je prováděno na prvním kanálu přístroje, který měří na frekvenci 600 MHz. Anténa tohoto kanálu detekuje mikrovlny přicházející z jiného směru, než ostatní antény měřící na vyšších frekvencích, proto nemohla být zaznamenána žádná současná měření na různých frekvencích. Blesky jsou v datech detekovány jako hodnoty povrchové teploty, které jsou výrazně vyšší než jejich okolí. Vzhledem k tomu, že za jeden interval měření 100 ms se otočí sonda Juno kolem své osy o sedmnáctinu úhlové šířky směrové charakteristiky této antény na úrovni poloviny výkonu (pokles 6 dB) oproti její ose, která je 20°, musí být tyto skoky v úrovni měřeného signálu dané časově proměnným zdrojem, nikoliv jeho prostorovým rozložením. Z tohoto důvodu byly naměřené hodnoty s větší odchylkou než 6 sigma od okolních hodnot, které se zároveň nacházely pouze v těch fázích rotace sondy Juno, kde osa směrové charakteristiky antény ukazuje na planetu, identifikovány jako bleskové výboje. Během první osmi blízkých průletů kolem Jupiteru detekovali autoři celkem 377 takovýchto signálů. Na druhém kanálu o frekvenci 1,26 GHz bylo detekováno pouze 12 bleskových výbojů, což odpovídá poklesu intenzity signálu s frekvencí. Celkové rozložení detekovaných blesků ukazuje převahu blesků na severní polokouli a jejich absenci v oblastech okolo rovníku. Při průletu nad velkou rudou skvrnou nebyly objeveny žádné blesky. Zároveň z teplot antény počítali autoři práce dolní odhad výkonu bleskového výboje v mikrovlnné oblasti, spočítaný pro případ antény mířící přímo na blesk. Vypočtené výkony se pohybují mezi jednotkami wattů a dvěma tisíci wattů, což odpovídá energiím 0,1–200 J ve frekvenčním pásmu o šířce 21 MHz v okolí 600 MHz.

Kombinací měření hvizdů od Kolmašová a kol. (2018) a sférik od Brown a kol. (2018) našli Imai a kol. (2018) 11 současných detekcí blesků oběma přístroji. Autoři nejprve určili polohu zdroje hvizdu pomocí průmětu podél magnetického pole do stopy siločáry na hranici ionosféry 300 km nad hladinou tlaku 1 baru podle modelu magnetického pole JRM09 dle Connerney a kol. (2018) a poté přímo dolů na hladinu 5 barů. Poté určili možné polohy zdroje sférik pomocí přímé projekce směru antény do hloubky 5 barů s pološířkou její směrové charakteristiky 17°, kdy v tomto prostorovém úhlu je zachyceno 90 % energie. Na závěr určili možné rozpětí a očekávanou hodnotu vzdálenosti jednotlivých zdrojů rychlých hvizdů a sférik. Tato vzdálenost by pak měla ukazovat vzdálenost, o kterou se signál může šířit pod ionosférou. Horní a dolní odhad vzdáleností pak dostali pomocí pološířky směrové charakteristiky antény 17°. Z 11 zaznamenaných hvizdů získali autoři vzdálenosti podionosférického šíření od 0 do 10 000 km. Měření vzdáleností odhadovaných poloh detekovaných blesků z přístroje MWR od stopy magnetické siločáry sondy v době, kdy přístroj Waves měřil v módu schopném detekovat hvizdy, ale žádný hvizd nezaznamenal, dává odhad 4000 km, kdy už k doššíření signálu pod ionosférou od blesku k stopě siločáry sondy dojít nemusí.

V datech z měření ve vyšším frekvenčním pásmu přístroje Waves LFR-Hi mezi 10 a 150 kHz našli Imai a kol. (2019) v prvních devíti přiblíženích k planetě 445 disperzních pulzů nazvaných Jupiter Dispersed Pulses (JDP) s dolním ořezáním na ionosférické plazmové frekvenci. Výskyt pulzů nad i pod hodnotou elektronové cyklotronové frekvence i horní hybridní frekvence ukazuje na šíření vln v módu volného prostoru s přímou trajektorií šíření. To může být levotočivý-řádny mód L-O nebo pravotočivý-mimořádný mód R-X, které ovšem mají v řídkém

plazmatu se silným magnetickým polem (tedy pro plazmovou frekvenci hluboko pod cyklotronovou frekvencí) podobné disperzní vlastnosti. Pulzy na těchto frekvencích by dle dosavadních modelů elektronové hustoty ionosféry neměly v žádném z těchto módů ionosférou projít, jejich výskyt tedy ukazuje na oblasti s nižší hustotou nabitých částic než predikuje model. Proložení jednotlivých signálů modelem šíření v L-O módu dochází autoři k hustotám těchto děr $5,1\text{--}250\text{ cm}^{-3}$ a jejich délkám $0,6\text{ až }1,3 \cdot 10^5\text{ km}$. Několik současných pozorování se sférikami z MWR a lokace těchto pulzů blízka lokacím blesků detekovaných z hvizdů a sférik ukazuje, že zdrojem těchto pulzů jsou bleskové výboje.

Kombinací signálů z přístrojů LFR-Lo, LFR-Hi (součásti Waves, viz 2.3.10) a MWR 2.3.3 identifikují Imai a kol. (2020) aktivní bouřkovou oblast v době devatenáctého přiblížení, konkrétně 6. 4. 2019 kolem poledne UTC, kterou podrobněji zkoumají s využitím současných pozorování Jupiteru Hubbleovým vesmírným dalekohledem. Kromě toho v této práci autoři detailněji zkoumají délku vlnových balíků od bleskových výbojů. Nejkratší naměřené vlnové balíky mají délku menší než $0,277\text{ ms}$, což ukazuje, že děje související s vývojem blesku se na Jupiteru dějí v submilisekundových škálách. Zároveň to implikuje, že odhady hustoty blesků i jejich energie pocházející z optických či mikrovlnných měření mohou být zkreslené dlouhou integrační dobou, která je výrazně delší než charakteristické doby vývoje blesku.

Kombinace signálů rychlých hvizdů a disperzních pulzů (JDP) je využita také v práci Kolmašová a kol. (2023), kde autoři používají signály JDP ze všech 34 přiblížení základní části mise a hvizdy z prvních 17 přiblížení a zkoumají časové rozdíly mezi následnými signály se stejnými disperzními vlastnostmi. Z použitých spektrogramů tedy byly vybrány ty s třemi a více pulzy (JDP či hvizdy) a bylo měřeno rozdělení časů mezi pulzy. Nejmenší naměřený interval mezi JDP byl $170\text{ }\mu\text{s}$, což je na hranici rozlišovacích schopností přístroje a nejvyšší naměřený čas mezi pulzy byl $11,72\text{ ms}$. Časové rozdíly nad 5 ms jsou však statisticky potlačeny kvůli délce souvislého měření jedné vlnové formy (13 ms). Střední hodnota času mezi JDP pulzy je $(1,37 \pm 1,27)\text{ ms}$. Pro měření delších intervalů byly použity záznamy skupin hvizdů naměřených částí přístroje LFR-Lo, která má menší rozlišovací schopnost, ale delší dobu souvislého měření, tedy můžeme naměřit i delší úseky mezi pulzy. Časy mezi jednotlivými hvizdy se pohybovaly mezi $1,8\text{ a }94\text{ ms}$. Hustota výskytu intervalů mezi pulzy δ pro obě měření zvláště i v kombinaci klesala jako δ^B , kde B je asi $-1,9$. Toto rozdělení hustoty výskytu vylučuje intervaly vzniklé náhodným časováním nezávislých blesků, které by mělo klesat exponenciálně. V porovnání s pozemskými blesky a jejich časovými škálami autoři usuzují, že se jedná o jednotlivé pulzy iniciačního výboje blesku typu oblak-oblak. Výboje se tedy i na Jupiteru podobně jako na Zemi šíří skokově s délkou skoku stovky až tisíce metrů.

Optickou detekcí blesků na sondě Juno pomocí přístroje Stellar Reference Unit (SRU) 2.3.7 určeného primárně k měření slabých hvězd v pozadí k přesnému určení polohy sondy se zabývali Becker a kol. (2020). Jelikož je tento přístroj určen k měření slabých zdrojů, je velmi vhodný také k detekci blesků. V sérii snímků pořízených mezi přiblíženími 11 a 17 byly detekovány asi dvě desítky blesků. Odhadované energie takto detekovaných blesků ($10^5\text{--}10^8\text{ J}$) jsou srovnatelné s běžnými blesky na Zemi, tedy o několik řádů menší než předchozí optická měření udávající energie výrazně větší než pozemské superbolty. Snímání blesků

přístrojem SRU bylo prováděno ve dvou módech, a to buď s opravou na rotaci sondy nebo bez ní. Snímky bez opravy ukazovaly obvykle řadu jasných teček interpretovaných jako řadu po sobě jdoucích výbojů s trváním blesku 5,4 ms a dobou mezi výboji v řadu desítek milisekund. Fotografie s opravou na rotaci sondy pak umožnily měřit rozměr světlých skvrn vzniklých rozptylem světla na mracích, z jejichž rozměru pak autoři odhadli hloubku zdroje signálu. Z šesti měření rozměrů byly zdrojové blesky pouze ve dvou případech ve větší hloubce než té odpovídající tlaku 3 bary, kde se dle modelů nachází kapalná voda, a čtyři zdrojové blesky se nacházely v hloubce odpovídající tlakům mezi 1 a 2 bary, kde jsou teploty hluboko pod bodem mrazu vody. Z toho vyplývá, že buď jsou tekuté vodní kapky i v těchto výškách díky příměsi amoniaku, který působí jako nemrzoucí směs, nebo že separace náboje probíhá bez přítomnosti kapaliny pouze na ledových krystalcích. Tyto fotografie ukazují polohu blesků v cyklonických pásech v souladu s předchozími výsledky

Kromě klasických blesků byly na Jupiteru detekovány i nadoblačné blesky (Giles a kol., 2020). Ty byly naměřeny pomocí přístroje Ultra Violet Spectrometer (UVS), který naměřil 11 světlých záblesků, jejichž jas exponenciálně klesal s časovou konstantou průměrně 1,4 ms. Podrobná analýza těchto skvrn ukazuje, že jsou ve výšce asi 260 km nad hladinou 1 bar, což vylučuje vysvětlení jejich původu obyčejnými blesky. Většina intenzity byla vyzářena na čarách Lymanovy série vodíku, což odpovídá složení atmosféry v těchto výškách. Odhadnutý rozměr světlých skvrn byl mezi bodovým zdrojem a rozměrem 500 až 2000 km, což odpovídá nadoblačným bleskům, ale dosavadní měření neumožňuje rozeznat, zda se jednalo o elfy, skřítky nebo hala (Neubert, 2003), (Pasko a kol., 2012).

1.6 Budoucí výzkum - JUICE a Europa Clipper

Na závěr zmiňme dvě mise, které svou činnost u Jupiteru ještě nezapočaly, ale mohou přinést další poznatky do této oblasti. První z nich je mise JUICE (Jupiter Icy Moons Explorer) od Evropské kosmické agentury (ESA). Tato sonda odstartovala 14. dubna 2023 a do systému planety Jupiter by po několika gravitačních manévrech měla doletět v roce 2031. Tam provede několik průletů kolem měsíců Ganymedes, Europa a Callisto. V roce 2034 pak přejde na oběžnou dráhu měsíce Ganymedes, na jehož povrch na konci své mise v roce 2035 řízeně dopadne. Sonda Juice nese antény pro měření 3D proměnného elektrického i magnetického pole, jež umožní plné určení směru vln i vlnového módu. Sonda Europa Clipper americké kosmické agentury (NASA) má plánovaný start v říjnu 2024 a do systému Jupiteru dorazí v dubnu 2030. Tato sonda bude obíhat kolem Jupiteru po eliptické dráze s 44 těsnými průlety kolem měsíce Europa. Obě tyto mise jsou zaměřeny především na Jupiterovy největší měsíce a nedostanou se k Jupiteru dostatečně blízko (pod 10 poloměrů Jupiteru), aby měřily bleskovými výboji generované rychlé hvizdy, avšak stále mohou naměřit hvizdy procházející oblastmi s vyšší hustotou plazmatu.

2. Sonda JUNO

2.1 Původ, účel

Mise Juno popsaná v článku Bolton a kol. (2007) byla pojmenována podle mytické postavy bohyně Juno, manželky nejvyššího římského boha Jupitera. Zatímco Jupiter skrýval své nitro, jeho manželka Juno byla jediná, která do něj uměla nahlédnout. Po vzoru bohyně Juno, měla by i sonda Juno nahlédnout do nitra planety Jupiter a odhalit její tajemství. Cílem primární části mise bylo zkoumat nitro Jupiteru pomocí měření gravitačního a magnetického pole i záznamů elektromagnetických vln různých frekvencí. Zároveň nám hlubší porozumění složení Jupiteru a jeho původu může poskytnout náhled na vývoj plynných obrů i mimo Sluneční soustavu.

2.2 Cesta, orbita, trvání mise

Sonda Juno americké kosmické agentury NASA vystartovala 5. srpna 2011 z misu Caneveral a na oběžnou dráhu Jupiteru dorazila 5. července 2016. Tam zakotvila na polární eliptické dráze s periodou 53 dní, na které zůstala po celou dobu trvání základní části mise, plánované na 34 průletů s koncem v roce 2021. V rámci základní části mise sonda zkoumala atmosféru a magnetosféru planety. Poté byla mise prodloužena na celkem 76 přiblížení s koncem v září 2025 pádem do atmosféry Jupiteru, aby náhodně nekontaminovala některý z měsíců planety pozůstatky pozemského života. Během prodloužené části mise se sonda zaměřuje na výzkum celé soustavy Jupiteru, tedy na jeho prachové prstence a především na velké měsíce, kolem kterých provedla několik blízkých průletů. V roce 2021 proletěla kolem Ganymedu, v roce 2022 kolem Europy a na konci roku 2023 a na začátku roku 2024 se uskutečnily dva průlety kolem měsíce Io. Sonda Juno je poháněna solárními panely a stabilizována rotací s rychlostí dvě otáčky za minutu.

2.3 Přístroje na palubě

Na palubě sondy Juno se nachází 9 různých přístrojů, které společně přispívají k výzkumným cílům mise. Jednotlivé přístroje a přehled jejich výsledků jsou uvedeny v následujících podkapitolách.

2.3.1 Gravity science (GS)

Měření pomocí přístroje Gravity Science podrobně popsaného v Asmar a kol. (2017) probíhají pomocí měření dopplerovských posunů na komunikační frekvenci družice 8 GHz (X-band) a na frekvenci 32 GHz (Ka-band). Z měření dopplerovského posunu pak lze určit změny rychlosti způsobené gravitačním polem Jupiteru a z nich pak samotné gravitační pole planety. Měření na dvou frekvencích současně pak pomáhá eliminovat šum způsobený nabitými částicemi v kosmickém prostoru v trajektorii paprsku.

Mezi nejvýznamnější výsledky přístroje GS patří zpřesnění gravitačního pole Jupiteru až do 8 stupně sférických harmonik v člancích Folkner a kol. (2017) a Wahl a kol. (2017), což ukazuje mimo jiné na přítomnost rozpuštěného jádra (dilute core) obsahujícího 7–25 hmotností Země těžkých prvků (těžších než helium) sahajícího do vzdálenosti 0,3–0,5 poloměrů Jupiteru. V přechodových oblastech pak modely Wahl a kol. (2017) také předpovídají déšť héliových kapek v okolním vodíku. Dále Buccino a kol. (2020) z měření přístroje upřesnili rovnovážný tvar, který se kvůli diferenciální rotaci liší od původně používaného elipsoidu až o 32 km ve středních planetografických šířkách. V tomto článku je udáván tvar s přesností až 10 km s vypočtenými příspěvky zonálních větrů, které dle práce Kaspi a kol. (2020) sahají až do hloubky 3000 km od hladiny o tlaku 1 bar. V měření v průběhu 22. přiblížení k planetě pak Durante a kol. (2022) našli časově proměnnou složku gravitačního pole, konkrétně oscilace v p-módu s rychlostí 10–50 $\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$ a frekvencí 900–1200 μHz . V této práci byl také ukázán horní limit pro oscilace v f-módu, a to rychlost 1 $\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$, což souhlasí s pozemními pozorováními a zároveň se jedná o podobný poměr módů oscilace jako u Slunce.

2.3.2 Magnetometer (MAG)

O měření magnetického pole Jupiteru se stará přístroj Juno Magnetic Field investigation (MAG) detailně popsán v článku Connerney a kol. (2017). Ten se skládá ze dvou nezávislých tříosých fluxgate magnetometrů, které se nacházejí na konci jednoho ze solárních panelů ve vzdálenosti 10 respektive 12 m od těla sondy pro odstínění magnetických polí generovaných palubní elektronikou. Oba magnetometry měří s relativní přesností 100 ppm (části na milion) v dynamickém rozsahu do 16 Gaussů ($1,6 \cdot 10^6$ nT) s nejmenším rozsahem ± 1600 nT na každé ose s přesností 0,05 nT. Data z magnetometrů jsou pak nezávisle zpracovávána ve dvou shodných přístrojových deskách s frekvencí 64 vzorků za sekundu.

Díky tomuto přístroji upřesnili Connerney a kol. (2018) rozvoj magnetického pole Jupiteru do sférických harmonik až do 10. stupně s použitím dat z prvních 9 přiblížení, takzvaný model JRM09. Ten byl poté aktualizován po 33 orbitách v článku Connerney a kol. (2022) a nahrazen modelem JRM33, který obsahuje rozvoj až do 18. stupně sférických harmonik. Z tohoto modelu také vyplývá, že magnetické pole planety je generováno pomocí dynama v jádře o rozměru 0,81 R_J , kde se předpokládá přítomnost kovového vodíku. Z porovnání modelů JRM09 a JRM33 dále vyplývá časová proměnnost magnetického pole, konkrétně posun magnetické anomálie v blízkosti rovníku zvané *Velká modrá skvrna* odpovídající zonálním větrům sahajícím až do hloubky 3 500 km.

Alternativním zpracováním dat z prvních devíti blízkých průletů se zabývali Moore a kol. (2018), kteří se zaměřili na vnitřní oblast planety. Ve své práci ukazují, že magnetické pole je téměř dipólové na jižní polokouli, avšak na severní polokouli vykazuje velmi silné odchylky od dipólového tvaru. Vysvětlení tohoto jevu zůstává předmětem numerických simulací, například v článku Wicht a Gastine (2020), autoři vysvětlují některé vlastnosti magnetického pole vysoko položenou stabilní atmosférickou vrstvou interagující se zonálními proudy.

Hlavním přínosem tohoto přístroje pak je kromě samostatného výzkumu především dodání kontextu magnetického pole k měřením všech ostatních přístrojů.

2.3.3 MWR

O průzkum vnitřní struktury atmosféry se stará mikrovlnný přístroj Microwave Radiometer (MWR) podrobně popsáný v článku Janssen a kol. (2017). Tento přístroj měří mikrovlnný výkon v šesti frekvenčních pásech mezi 600 MHz a 21 GHz rozložených vždy po oktávě. To umožňuje měření termální emise atmosféry od tlaku 0,7 baru do několika stovek barů tedy do hloubky kolem 300 km pod viditelnými amoniakovými oblaky. Antény jsou orientované v rovině kolmé na osu rotace sondy, tedy skenují prostor s frekvencí rotace.

Hlavními cíli tohoto přístroje je pochopení původu a dynamické struktury atmosféry Jupiteru. Prvním z úkolů bylo objasnění nedostatku vody měřeného atmosférickou sondou mise Galileo (Niemann a kol., 1998). V této práci byly popsány poměry obsahu těžkých prvků (uhlíku, kyslíku, dusíku a síry), respektive jejich sloučenin s vodíkem, ku vodíku a porovnány s jejich předpokládaným obsahem v protosolární mlhovině, ze které vznikala Sluneční soustava. Zatímco u uhlíku, síry a dusíku je jejich zastoupení 3–5 krát vyšší než v protosolární mlhovině, pro vodu je to pouze asi třetina protosolárního množství. K řešení této záhady přispěl článek Li a kol. (2020), kde z nového měření přístrojem MWR na sondě Juno dostávají obsah vody na rovníku jako $2,7_{-1,7}^{+2,4}$ násobek protosolární hodnoty. Tento výsledek tedy ukazuje, že neobvyklé hodnoty získané v misi Galileo jsou dané vstupem atmosférické sondy ve specifickém místě zvaném horká skvrna a nepopisují atmosféru jako celek. Zároveň tento výsledek přispívá k vysvětlení zvýšeného obsahu vzácných plynů. Vzácné plyny (Xe, Kr, Ne) je těžké od vodíku a helia oddělit, proto se předpokládalo, že budou z planety odfouknuty slunečním větrem spolu s těmito lehkými prvky a tedy že jejich poměrné zastoupení v atmosféře bude podobné jako protosolární hodnota. Misí Galileo však byly naměřené hodnoty mezi 2 a 3 násobku popsané v Mahaffy a kol. (2000), které se vysvětlovaly buď jejich zpětným donesením kometami (Owen a kol., 1999) nebo jejich zachováním díky jejich uvěznění v klatrátech vody, neboli dutinách z molekul H_2O , ve kterých se můžou být zachycené jiné atomy či molekuly (Lunine a Stevenson, 1985). Vznik klatrátů ale vyžaduje obohacení vodou větší než 10, které měření Li a kol. (2020) vyvrátilo, proto je pravděpodobný scénář kondenzace ve vzdálených oblastech s teplotou pod 30 K a poté zpětné donesení kometami.

Druhým cílem je průzkum dynamiky atmosféry ve větších hloubkách, než jsou nejvyšší vrstvy pozorované v optickém spektru. Na Jupiteru je pozorováno mnoho atmosférických jevů, jako je Velká rudá skvrna, střídání tmavých pásů a světlých zón ve viditelném spektru, bouře s přítomností blesků či vertikální proudy, ale u žádného z těchto jevů nebylo dosud známo, do jaké hloubky sahá. První článek od Li a kol. (2017) na toto téma vyšel již z měření v průběhu prvního přiblížení. V něm autoři ukazují, že výškové rozdělení amoniaku odpovídá adiabatě pouze v blízkosti rovníku, zatímco na zbytku planety pozorujeme jeho sníženou koncentraci pro tlaky menší než 20 barů, což naznačuje existenci nějakého mechanismu, který amoniak z vyšších vrstev vyprazdňuje. Tuto studii pak rozšiřují Moeckel a kol. (2023), kteří kombinují měření prvních dvanácti přiblížení Juna s pozemními měřeními pomocí teleskopu Very Large Array (VLA). Ti potvrzují nedostatek amoniaku ve vyšších vrstvách mimo rovníkovou oblast a zároveň ukazují rozdílný vývoj distribuce amoniaku pro pásy a zóny. Rozdílem mezi pásy a zónami se detailněji zabývají Fletcher a kol. (2021), kteří pozorují pásy v mikrovlnném oboru světlejší než zóny pro tlaky menší než 5 barů a naopak pásy

tmavší než zóny pro tlaky větší než 10 barů. To může být způsobeno jinou rychlostí změny koncentrace amoniaku, jinou rychlostí změn teplot, nebo kombinací obojího. Přechod mezi těmito dvěma módy se nachází ve stabilní oblasti kondenzace vodní páry kolem 5 barů. Z toho autoři odvozují přítomnost vertikálně proudících konvekčních buněk. Hloubkou konkrétních bouří pozorovaných v optickém spektru se pak zabývali Bolton a kol. (2021). Ti zkoumali velkou rudou skvrnu, jednu cyklonu a jednu anticyklonu pozorované v průběhu přiblížení číslo 19. Při pozorování ve všech kanálech (měření do cca 100 barů) se objevovala velká rudá skvrna i cyklóna, zatímco anticyklóna přestává být pozorovatelná při tlaku kolem dvaceti barů. Průběh intenzity oproti pozadí je pak opačný u anticyklóny a velké rudé skvrny oproti cyklóně, což ukazuje více diferenciované vrstvy v cyklóně s větším nedostatkem amoniaku ve vyšších vrstvách. To autoři vysvětlují přítomností srážek popsaných v Guillot a kol. (2020b) a Guillot a kol. (2020a).

Další možnosti výzkumu tohoto přístroje jsou radiační pásy a v nich zachycené elektrony. Elektrony obíhající magnetické siločáry vyzářují synchrotronové záření ve směru svého pohybu, které závisí na velikosti magnetického pole i energii elektronů. Toto měření synchrotronového záření bylo prováděno i ze Země, kde ho však limitují pozorovací úhly na pouze malé úhly od rovníku, zatímco sonda Juno na polární orbitě umožňuje měření ve více různých polohách a dokonce i měření z vnitřku radiačních pásů. První in-situ měření z prvního průletu jsou prezentována v článku Santos-Costa a kol. (2017) s poměrně dobrou shodou naměřených hodnot s teoretickými modely.

V neposlední řadě patří mezi výsledky tohoto přístroje i detekce blesků popsaná v části 1.5.

2.3.4 JIRAM

První ze skupiny kamer na palubě sondy Juno je infračervená kamera JIRAM, neboli Jovian Infrared Auroral Mapper popsaná v článku Adriani a kol. (2017b). Přístroj je citlivý na vlnových délkách 2–5 μm a skládá se ze dvou detektorů: obrazového detektoru a šterbinového spektrometru. Tyto dva detektory sdílejí stejný teleskop, kalibrační jednotku i protiotáčecí zrcadlo, které kompenzuje otáčení sondy s frekvencí 2 otáčky za minutu a umožňuje tak delší expozici na jeden cíl. Toto zrcadlo aktivně sleduje rychlost otáčení a otáčí se právě takovou rychlostí, aby byl cíl pozorování stále stejný, čímž svou přesností umožňuje expoziční dobu až 1,1 s. Ze zrcadla se vstupní paprsky odráží do modifikovaného Schmidtova teleskopu s efektivní aperturou 44 mm. Poté je intenzita svazku rozdělena v poměru 30 ku 70 mezi přímé zobrazení a spektrometr. Kamera přímého zobrazení je ještě rozdělena na dvě části, filtr L centrováný na 3,455 μm s šířkou 290 nm, který je určený především ke sledování emise H_3^+ z polárních září, a filtr M centrováný na 4,780 μm s šířkou 480 nm zaměřený především na pozorování hlubších vrstev atmosféry. Každý z těchto filtrů má zorné pole $1,75^\circ \times 5,94^\circ$ odpovídající 128×432 pixelů ve směru pohybu sondy respektive kolmo na něj. Spektrometr měří s rozlišením asi 9 nm.

Hlavními cíly výzkumu tohoto přístroje jsou, jak už název napovídá, polární záře, které jsou zde nejsilnější ve Sluneční soustavě a září v široké části elektromagnetického spektra. JIRAM je zaměřený na mapování signálů polárních září emitovaných iontem H_3^+ , konkrétně jeho rotačně-vibračním pásem $\nu_2 \Rightarrow 0$, který

má téměř 200 spektrálních čar v oblasti 3–5 μm , která zároveň leží v pozorovacím okně přístroje bez silné absorpce methanu. Z detailního měření polárních září pak můžeme usuzovat na rozložení elektronů zachycených v magnetickém poli Jupiteru. Prvními analýzami polárních září se zabývali již po prvním průletu kolem planety Dinelli a kol. (2017), kteří vyvinuli metodiku k určení sloupcové hustoty H_3^+ a jeho teploty, kterou aplikovali na severní polární záře, s výslednou sloupcovou hustotou v rozmezí $1,8\text{--}2,8 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ a teplotami 800–900 K. Stejnou metodiku použili Adriani a kol. (2017a) pro jižní aurorální ovál, kde naměřili sloupcové hustoty v rozmezí $0,2\text{--}4,0 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ a teploty mezi 600 a 1400 K. Posledním z trojice článků o polárních zářích z prvního průletu je Moriconi a kol. (2017), který se zaměřuje na emisi metanu na vlnové délce 3,3 μm , která překrývá čáru H_3^+ na 3,31 μm . V tomto článku autoři mapují rozložení a teplotu metanu.

Dalším z cílů tohoto přístroje je mapování složení atmosféry v jejích hlubších vrstvách prostřednictvím takzvaných horkých skvrn (hot spots). Horní vrstva oblaků je tvořena amoniakem a vyskytuje se v oblastech s tlakem kolem 0,7 baru. Pod ní následuje vrstva oblaků z hydrosulfidu amonného, která se vyskytuje mezi 1 a 4 bary a konečně nejhlubší vrstvou je vrstva vodních oblaků v oblasti s tlakem 4–5 barů. Mezi těmito vrstvami probíhá konvekce, která zajišťuje přenos nerovnovážně rozložených látek, umožňuje vznik blesků a zajišťuje přenos vnitřního tepla planety do energie atmosférické konvekce. Kvůli velké absorpci horní vrstvy amoniakových oblaků jsou však pozorování hlubších vrstev velmi komplikovaná. Horké skvrny jsou oblasti, kde horní vrstva oblaků chybí, tedy lze nahlédnout do nižších vrstev atmosféry. Byly objevené díky tomu, že tudy může unikat teplo z hloubek o tlacích až 8 barů bez utlumení amoniakovými oblaky. Všeobecně se má za to, že se jedná o oblasti klesajícího vzduchu, které mají tím pádem menší obsah vody i amoniaku. Tyto skvrny jsou tedy velmi odlišné od ostatních oblastí planety, proto informace získané atmosférickou sondou z mise Galileo, která vlétla právě do jedné takové skvrny, nemůžeme příliš generalizovat. Horké skvrny se nacházejí převážně v oblasti severního rovníkového pásu mezi rovníkem a 15° severní šířky.

Měření v různých oblastech infračerveného spektra tak může poskytnout náhled do 3D struktury těchto skvrn, včetně zastoupení minoritních prvků ve formách vody, amoniaku, fosfinu, germania nebo deuterovaného metanu. Analýzou dvou horkých skvrn na severní polokouli z prvního průletu se zabývali Grassi a kol. (2017), kteří potvrdili, že se jedná o sestupné proudy plynu, ačkoliv v jižních částech těchto skvrn se mohou vyskytnout i proudy vzestupné. Také objevili, že oproti měření přístroje MWR popsaného v kapitole 2.3.3 je horká skvrna lokálně obohacená o amoniak. Detailnějším rozbořením 12 horkých skvrn se věnovali Fletcher a kol. (2020), kteří použili kombinaci pozemského infračerveného teleskopu Gemini North Telescope a přístrojů ze sondy Juno, kromě JIRAMu ještě MWR (2.3.3) a JunoCam (2.3.6). Z tohoto porovnání mimo jiné ukazují, že horké skvrny jsou poměrně mělké a v hloubkách s tlakem kolem 10 barů už nejsou detekovatelné žádné rozdíly mezi horkými skvrnami a okolím. Zároveň ukazují, že nalezené nižší zastoupení vody není pouze v horkých skvrnách, ale také ve zbytku severního rovníkového pásu.

Další možností přístroje využívanou především k výzkumu polárních cyklón je sledování pohybu oblaků díky snímání infračervenou kamerou a výpočet rychlostí větru z těchto pohybů. Toho využili Grassi a kol. (2018), kteří používali

data ze čtvrtého přiblížení. U polárních cyklón naměřili rostoucí rychlost větru až do vzdálenosti cca 1000 km od středu cyklóny, kde rychlost větru dosahovala $75 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ na severní polokouli a $90 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ na jižní. U jednotlivých cirkumpolárních cyklón se maximální rychlosti lišily, ale u některých dosahovaly i rychlosti $100 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Kromě hlavních prvků polárních oblastí, u kterých potvrdili cyklonické proudění, zde autoři objevili i několik anticyklón. Dlouhodobé dvouleté pozorování cyklón popsali v článku Adriani a kol. (2020). Zde kromě porovnávání pozic cyklón měřili i obsah vody, amoniaku, fosfinu a germania v teplejších částech polárních oblastí. Zároveň provedli porovnání s pozemskými cyklónami, které ukazuje u Jupiteru na dobře promíchanou horní mezní vrstvu atmosféry na pólech planety. Dále se polárními a cirkumpolárními cyklónami zabývali Ingersoll a kol. (2022), kteří objevili kruh anticyklón stabilizující uspořádání cyklón v oblasti pólů. Porovnáním vorticity a divergence v horizontálním směru ukázali, že konvekční buňky musí být menší než rozlišení přístroje 200 km. To potvrdili Siegelman a kol. (2022), kteří analyzovali snímky s rozlišením 10 km a ukázali, že k maximálnímu přenosu energie konvekci dochází na škálách kolem 100 km.

2.3.5 UVS

Na druhé straně spektra je přístroj detekující ultrafialové záření Ultraviolet Spectrograph (UVS) detailně popsán v článku Gladstone a kol. (2017b). Tento spektrograf detekuje záření v rozmezí vlnových délek 68–210 nm, kde se nachází spektrální čáry vodíku z Lymanovy série i spektrální čáry molekuly vodíku. V měřené oblasti vlnových délek je pak detekovatelná absorpce na uhlovodících. Přístroj má vstupní otvor $4 \times 4 \text{ cm}$, který může být pomocí skenovacího zrcadla zacílen na různé oblasti. Přístroj je dostatečně citlivý, aby každému fotonu dokázal přiřadit kromě času dopadu také zdrojovou lokaci a vlnovou délku.

Mezi cíle tohoto spektrografu patří kromě poskytování kontextu v UV oblasti ostatním přístrojům (hlavně JADE 2.3.8, JEDI 2.3.9, MAG 2.3.2 a Waves 2.3.10) především výzkum polárních září, které jsou u Jupiteru kromě slunečního větru silně ovlivňovány korotujícím plazmatem, ze kterých lze odvozovat vlastnosti částic v magnetosféře. Díky unikátní dráze sondy Juno může přístroj detekovat nejen jejich rozlišení v pohledu shora, ale při vhodné konfiguraci i vertikální strukturu s rozlišením až 30 km. Porovnání intenzit polárních září se slunečním větrem měřeným přístrojem JADE 2.3.8 provedli Gladstone a kol. (2017a). Ti detekovali čtyři výrazná zjasnění severního aurorálního oválu, avšak pouze jedno z nich mělo signifikantní signál i v měření slunečního větru. Ostatní tři měly podobný průběh s dobou nástupu cca 2 hodiny a poté poklesem trvajícím 5 hodin, což ukazuje na shodný mechanismus jejich vzniku odlišný od interakce se slunečním větrem. Porovnáváním částicových a ultrafialových měření se zabývali také Gérard a kol. (2019), kteří korelovali tok energetických elektronů měřený přístrojem JEDI 2.3.9 a intenzitu na spektrálních čarách molekulárního vodíku v bodě magnetického otisku družice v daném okamžiku mapovaného dle modelu JRM09 (Connerney a kol., 2018). Z výsledků zjistili, že tok elektronů je větší ve směru od planety než ve směru k planetě a že distribuce jejich energií je poměrně široká. Shoda mezi částicovými a ultrafialovými signály pak byla někdy velmi dobrá a někdy téměř žádná. Porovnáním toku elektronů a ultrafialové intenzity se zabývali také Ebert a kol. (2019), kteří zjistili, že měřený tok elektronů ve směru dolů není

dostatečný pro generování pozorovatelné polární záře, na rozdíl od toku směrem nahoru. Z toho usuzují, že oblast urychlování elektronů se nachází až pod sondou, která se v době měření vyskytovala ve vzdálenosti přibližně 1,5 poloměru Jupiteru. Závislost polárních září na lokálním čase řeší Greathouse a kol. (2021). Ti objevili, že severní polární záře nejbliže pólu v oblasti zvané „swirl region“ se v režimu změn intenzity řídí ionosférickým časem (daným střídáním světla a tmy), zatímco oblast mezi tímto regionem a hlavním oválem, takzvané „polar collar“, se řídí magnetickým lokálním časem, a to i když je celá tato oblast ve tmě. Na jižní polokouli objevili náznaky podobného signálu, ačkoliv vzhledem k menší vzdálenosti magnetického pólu od rotační osy se hůře poznává, jakým časem se dané signály řídí. Vysvětlením jevů souvisejích s polárními zářemi, konkrétně vodivosti ionosféry ve směru kolmém k magnetickému poli, se zabývali Gérard a kol. (2020). Ti z multispektrálních obrázků spočítali 2D tok energie a charakteristickou energii elektronů, které použili jako vstup pro numerický model ionosféry, ze kterého spočítali Pedersenovu vodivost. Také pro každý pixel spočítali rovnovážné koncentrace různých iontů, zejména H_3^+ a uhlovodíků a ukázali, že největší příspěvek k vodivosti pochází ze srážek iontů s neutrálními molekulami vodíku. Nejvyšší vodivost se dle očekávání objevovala v hlavním aurorálním oválu a v magnetickém otisku měsíce Io. Tímto mechanismem pak zkoumali ionosféru dlouhodobě po dobu 15 prvních průletů, což je popsáno v článku Gérard a kol. (2021), který se zabývá časovou variabilitou a porovnáním vlastností ionosféry na obou polokoulích především pomocí Pedersonovy vodivosti. Autoři zde zjistili, že integrovaná vodivost je úměrná koncentraci H_3^+ a porovnatelná na severní a jižní polokouli bez výrazného vývoje v čase.

Dalším cílem je výzkum složení horních vrstev atmosféry, kde je možné v polárních zářích detekovat absorpční čáry metanu (CH_4), etylu (C_2H_2) i ostatních uhlovodíků. V odraženém světle od Slunce je pak možné detekovat absorpční čáry amoniaku, uhlovodíků nebo aerosolů. V datech z prvních 30 průletů studovali Giles a kol. (2021a) koncentraci etylu dle planetografické šířky, a objevili, že jeho koncentrace je u pólů 2–4 krát menší. To vysvětlují vyšší tvorbou etylu v nižších šířkách díky většímu osvětlení slunečním UV zářením a poté malým promícháváním plynů mezi různými planetografickými šířkami. V oblasti jižního pólu, konkrétně v okolí hlavního aurorálního oválu, pak však Giles a kol. (2023) objevili zvýšenou koncentraci etylu. V aurorálních oblastech tedy ve vysokých výškách dochází ke komplikované fotochemii.

Využití přístrojů mise Juno ke sledování občasných událostí pak demonstruje článek Giles a kol. (2021b). Ten popisuje detekci přechodného jevu s dolním odhadem trvání 17 ms jako doby expozice jednoho snímku a horním odhadem doby trvání 150 s jako čas mezi dvěma okolními snímky bez tohoto jevu. Tento jev je konzistentní s bolidem vzniklým impaktem tělesa o hmotnosti 250–5000 kg, což odpovídá rozměru tělesa 1–4 m.

2.3.6 JunoCam

JunoCam je kamera snímající ve viditelném spektru s širokým zorným polem popsána v článku Hansen a kol. (2017), jejíž hlavním cílem je popularizace a spolupráce s veřejností. JunoCam je unikátní především velkým rozlišením, které v okamžiku největšího přiblížení dosahuje až 3 km na pixel a přibližně 50 km

na pixel v okolí pólu. Kamera pak zobrazuje jeden obrázek za 60 s, kdy během první rotace družice pozoruje s červeným, modrým a zeleným filtrem, při druhé rotaci pak používá úzkopásmový filtr na 889 nm. V tomto pásmu leží absorpční pás metanu, který je v atmosféře přítomen, a tak tento filtr dokáže velmi dobře zobrazovat vysoké oblaky, které světlo na této vlnové délce odrážejí, a tedy se jeví jasnější než absorbující plyn v jejich okolí.

Hlavními cíly tohoto přístroje je pozorování atmosférických jevů s unikátním rozlišením a také dodání kontextu ve viditelném spektru k měření v ostatních částech spektra (JIRAM, UVS, MWR). Kromě toho dokáže JunoCam odhadnout výšku oblaků pomocí zobrazování stejného bodu z různých úhlů během průletu.

Během provozu tohoto přístroje již kamera přispěla k pozorování dynamiky velké rudé skvrny (Sánchez-Lavega a kol., 2018), k objevu východního driftu a radiální struktury cirkumpolárních cyklón (Tabataba-Vakili a kol., 2020), či k pozorování vln malých rozměrů, které jsou pravděpodobně setrvačně-gravitační vlny (inertia-gravity waves) (Orton a kol., 2020).

2.3.7 SRU

Přístroj Stellar Reference Unit (SRU) popsáný v Becker a kol. (2017) je kamera pro viditelnou oblast spektra se zorným polem $16,4^\circ \times 16,4^\circ$ s rozlišením 512×512 pixelů, jejíž primárním cílem je orientace sondy podle uložené mapy hvězd. V článku Becker a kol. (2017) je pak popsán její možný vědecký přínos ohledně sledování vysokoenergetických částic v radiačních pásech. Elektronky s energiemi nad 10 MeV totiž mohou projít stíněním CCD čipu této kamery a být detekovány, čímž doplňuje vysokoenergetický konec měření přístroje JEDI 2.3.9, který funguje do 800 keV. Její příspěvek ke zkoumání blesků byl popsán výše v části 1.5.

2.3.8 JADE

Částicový detektor Jovian Auroral Distributions Experiment (JADE) blíže popsáný v McComas a kol. (2017) měří spektrum elektronů a iontů o nižších energiích. Skládá se ze tří elektronových detektorů JADE-E rozložených kolem sondy s úhly 120° , díky čemuž poskytuje pitch-angle distribuci elektronů s energiemi 0,1–100 keV každou sekundu bez ohledu na rotaci sondy. Iontový detektor JADE-I detekuje ionty s energiemi 5 eV–50 keV s časovým rozlišením 30 s. Kromě toho poskytuje iontové složení plazmatu s rozlišením 1–50 atomových hmotnostních jednotek umožňující rozlišit lehké a těžké ionty.

Tohoto přístroje bylo využito v článku Allegrini a kol. (2017), ve kterém autoři sledují rozdělení elektronů při průletu oblastí magneticky spojenou s aurorální oblastí. Objevují tam především elektrony urychlené ve směru nahoru ačkoliv v jedné oblasti na jižní polokouli se vyskytují i svazky urychlené směrem dolů. V nižších výškách se pak místo urychlených elektronů objevují ztrátové kužely v horním směru, které ukazují difúzní způsob vzniku polárních září, kdy jsou tyto ztrátové kužely opakovaně zaplněny elektrony díky interakcím s vlnami a poté v nízkých výškách vysypány do atmosféry. Měření JADE je použito i v článku Montgomery a kol. (2023), kde autoři zkoumají přechod sondy přes magnetopauzu na ranní straně, kde přibližně polovina z 60 průletů splňuje podmínky pro vznik

Kelvin-Helmholtzovy nestability.

2.3.9 JEDI

Komplementárně k přístroji JADE 2.3.8 funguje pro částice o vyšších energiích detektor JEDI (Jupiter Energetic Particle Detector Instrument), detailně popsáný v článku Mauk a kol. (2017a). Ten se skládá ze tří podobných přístrojů, které pracují zároveň a zaznamenávají současné detekce kvůli ovlivnění pozadím a UV zářením. Každý z těchto přístrojů se skládá z fólie a mikrokanálového násobiče, které tvoří „time of flight“ detektor, a pevnolátkového detektoru, který měří energii dopadajících částic. Energetický rozsah tohoto přístroje je 40–500 keV pro elektrony, 20 keV–1 MeV pro protony a 50 keV–1 MeV pro ionty kyslíku.

Zkoumáním částic v oblastech magneticky spojených s polárními zářemi přístrojem JEDI se zabývá Mauk a kol. (2017b). V tomto článku autoři pozorují směrem dolů urychlené svazky částic způsobující diskrétní polární záře, avšak v mnohem menší míře, než se dle intenzity polárních září očekávalo, což ukazuje, že na Jupiteru se polární záře chovají jinak než na Zemi.

Kromě samostatného výzkumu se výsledky z částicových detektorů JADE a JEDI využívají i v kombinaci s ostatními přístroji.

2.3.10 Waves

Hlavním měřicím přístrojem využitým v této práci je přístroj Waves, blíže popsáný v článku Kurth a kol. (2017a). Ten se skládá z elektrické antény, realizované dvěma tyčovými monopóly v konfiguraci písmene V o délce 4,8 m, které tvoří efektivní anténu ve směru osy y soustavy spojené se sondou a efektivní délkou 2,41 m, a magnetické antény ve směru osy z (směru osy rotace sondy) realizované cívkou s feritovým jádrem o délce 15 cm.

Přístroj se skládá z jednoho přijímače magnetického pole (Low Frequency Receiver – LFR-B) měřícího na frekvencích 50 Hz–20 kHz, a 4 přijímačů elektrického pole, konkrétně Low Frequency Receiver – Low (LFR-Lo) měřícího ve frekvenčním pásmu 50 Hz–20 kHz současně s magnetickým přijímačem, Low Frequency Receiver – High (LFR-Hi) měřícího na frekvencích 10 kHz–150 kHz, High Frequency Receiver – Low (HFR-Lo) měřícím na frekvencích 100 kHz až 3 MHz a High Frequency Receiver – High (HFR-Hi) na frekvencích 3 MHz–41 MHz.

Nízkofrekvenční přijímače LFR-Lo a LFR-Hi mohou pracovat buď v takzvaném burst módu, kdy měří s danou vzorkovací frekvencí (50 tisíc vzorků za sekundu pro LFR-Lo a 375 tisíc vzorků za sekundu pro LFR-Hi) vlnovou formu dlouhou 6144 záznamů, které jsou digitalizované 16 bitovým převodníkem a odeslané na Zemi. Četnost měření burst módů se liší dle fáze orbity, kdy pro časy blízko největšího přiblížení měří jednu vlnovou formu za sekundu a v blízkosti nejvzdálenějšího bodu trajektorie dvě vlnové formy za minutu a jedné vlnofomy za 10 s v přechodném období. Zároveň může přístroj provádět Fourierovu transformaci přímo na palubě sondy a na Zemi odesílat už zpracované spektrum s osmnácti logaritmičsky distribuovanými kanály na dekádu.

Tento přístroj objevil mnoho zajímavých plazmových vln díky polární orbitě sondy. Tetrick a kol. (2017) popsali nový druh emise v polární oblasti, která se vyskytuje mezi 50 Hz a 40 kHz, tedy pod lokální plazmovou i elektronovou

cyklotronovou frekvencí, z čehož soudí, že je ve hvizdovém módu. Poměr E/cB je na začátku a na konci emise přibližně tři, zatímco v jejím středu je blízký jedné. Svým tvarem písmene V pak připomíná u Země pozorovaný aurorální sykot. Pro určení původu toto záření autoři provedli korelační test s proudem elektronů směrem nahoru měřeným přístrojem JEDI, kde získali korelaci 0,59, z čehož usuzují, že emise je řízena těmito elektrony.

Vyšší frekvence mezi 10 kHz a 20 MHz zkoumali Kurth a kol. (2017b). V této frekvenční oblasti objevili několik emisí ve tvaru V se špičkou na lokální elektronové cyklotronové frekvenci, což ukazuje, že sonda Juno několikrát prošla velmi blízko oblastí *electron maser instability*, které generují měřené rádiové záření.

Další práci zkoumající vlny v plazmatu v oblasti pólů je článek Kurth a kol. (2018), který se zabývá vlnami ve frekvenční oblasti 50 Hz–10 kHz v době, kdy detektor JEDI (2.3.9) pozoroval velké množství elektronů. V tomto okamžiku mělo elektrické i magnetické pole neobvykle velké amplitudy (až 1 V/m či 10 nT). Energetické spektrum elektronů dopadajících do oblastí polárních září může být buď ve tvaru obráceného V, pokud jsou elektrony urychlovány potenciálem měnícím se podél magnetických siločar, nebo mohou mít elektrony široké spektrum, které je způsobeno stochastickým urychlováním dle Mauk a kol. (2018). Přítomnost vln v těchto okamžicích silných toků elektronů ukazuje, že toto stochastické urychlování může být způsobeno interakcí částic s vlnami. Konkrétně se jedná o elektromagnetické vlny s poměrem E/cB kolem jedné, a to vlny v hvizdovém módu identifikované díky ořezové frekvenci na elektronové plazmové frekvenci kolem 10 kHz. Velké intenzity vln pod iontovou cyklotronovou frekvencí také ukazují na zvýšené intenzity iontových cyklotronových nebo Alfvénových vln.

Další oblastí, kde jsou pozorovány zvýšené intenzity vln, jsou oblasti kolem měsíců Europa a Ganymedes. Zvýšené intenzity emise typu chorus v této oblasti jsou popsány v článku Shprits a kol. (2018) používajícím data ze sondy Galileo. U Ganymedu jsou detekované chory až o pět řádů silnější, než je běžné v podobné vzdálenosti $15 R_J$. U Europy je toto zesílení méně výrazné, ale stále jsou měřené intenzity vln významně nad intenzitami vln ve stejné vzdálenosti od Jupiteru mimo okolí měsíce. U obou těchto měsíců pak pozorovala emise typu chorus i sonda Juno. Výsledky pozorování jsou popsány v článku Kurth a kol. (2022) zabývajícím se průletem sondy Juno okolo Ganymedu dne 7. června 2021 a článek Kurth a kol. (2023) zabývajícím se průletem sondy kolem Europy dne 29. září 2022.

Pro nejbližší z Galileovských měsíců Io byly pozorovány vlny v blízkosti jeho magnetického otisku, které byly popsány v článku Sulaiman a kol. (2020). Autoři se zde zabývali daty z dvanáctého přiblížení, ve kterých se zaměřují na vlny na magnetohydrodynamických, iontových i elektronových škálách. V magnetohydrodynamickém frekvenčním oboru 0,2 Hz–800 Hz zkoumaném kombinací přístrojů MAG a Waves ukázali pokles Poyntingova vektoru s frekvencí f úměrný přibližně $f^{-2,35}$ a odpovídající turbulenci Alfvénických vln. Ve frekvenčním oboru mezi 800 Hz a protonovou cyklotronovou frekvencí se nacházelo několik nárůstů odpovídajících rezonančním kuželům, což naznačuje existenci minoritních prvků v plazmatu (uvažované ionty O^+ a S_2^+). Z iontové cyklotronové rezonance také autoři odhadují rychlost ohřívání plazmatu. V oblasti elektronových vln autoři pozorovali zvýšení intenzity ve tvaru V, které ukazují přítomnost aurorálního sykotu ve hvizdovém módu. Tyto silné emise jsou generovány vlnově-částicovou interakcí zvanou Landauova nestabilita, způsobenou svazkem elektronů o energii

v řádech keV, což odpovídá měřením z detektoru elektronů JADE-E.

Článek Menietti a kol. (2021) zkoumal časové a prostorové rozložení dvou typů vln, a to chorů a Z-módu. Oba tyto typy vln se mohou významně podílet na urychlování elektronů, což může mít v kombinaci odlišný efekt než individuální působení obou typů vln. Objevený Z-mód na Jupiteru je asi o dva řády slabší než chorus, ale zároveň o dva řády silnější, než detekovaný Z-mód u Saturnu. Oba tyto signály pak byly porovnávány v různých frekvencích, magnetických šířkách a M-shell neboli vzdálenosti dané magnetické siločáry od planety v oblasti rovníku.

Aurorální oblastí se pak zabýval článek Sulaiman a kol. (2022), ve kterém autoři kombinovali částicová a vlnová data s měřením magnetického pole k vytvoření celkového obrazu aurorální oblasti. Autoři porovnali data ze Zóny I s převažujícím výskytem elektronů v sestupném ztrátovém kuželu a Zóny II s převahou elektronů ve vzestupných ztrátových kuželech. Zatímco Zóna I je v datech typicky dobře naležitelná s jasně definovanými hranicemi na severu i na jihu, Zóna II se vyskytuje pouze občas, a zatímco její hranice se Zónou I směrem k rovníku je dobře definovaná, její hranice směrem k pólu není jasně daná. Nejsilnější vlny jsou na nízkých frekvencích pod cyklotronovou frekvencí H^+ i H_3^+ .

3. Cíl práce

Z uvedeného přehledu dosavadních znalostí o elektrických výbojích v atmosféře Jupiteru a o experimentálním vybavení sondy Juno vycházejí postupné kroky této práce.

1. Vyvinout metodu na určování vyzářené elektromagnetické energie bleskových výbojů na Jupiteru s použitím integrovaných amplitud elektrického a magnetického pole z měření rychlých hvizdů přístrojem Waves na sondě Juno.
2. Metodu důkladně otestovat na simulovaných datech a stanovit prahy detekce bleskových výbojů na základě měřeného širokopásmového pozadí způsobeného šumem přístroje a ostatními přírodními elektromagnetickými emisemi.
3. Vyvinutý postup použít na souboru hvizdů z prvních osmi přiblížení sondy Juno k Jupiteru publikovaný v článku Kolmašová a kol. (2018).
4. Získané výsledky porovnat s měřením energie bleskových výbojů na Jupiteru pomocí jiných přístrojů a v jiných částech elektromagnetického spektra.

Hlavním cílem této práce je tímto postupem přinést nové poznatky o rozdělení energií bleskových výbojů v atmosféře Jupiteru.

4. Metodika

V této kapitole popíšeme metodu tvorby spektrogramů a způsob, jakým jsme z nich odhadovali energie zdrojových blesků.

4.1 Tvorba spektrogramů, koherence

K určování energie byla využita data z přístroje Waves, konkrétně přijímače Low Frequency Receiver – low (LFR-Lo) v takzvaném *burst módu*, tedy pro měření s vysokou vzorkovací frekvencí 50 kHz. Toto měření probíhá vždy po dobu 122,88 ms, a to vždy jednou za sekundu v několikahodinovém časovém intervalu v okolí nejbližšího přiblížení sondy k planetě, kde detekujeme rychlé hvězdy. Současné měření elektrické a magnetické složky vlny umožňuje určit nejen jejich amplitudy, ale také vzájemnou koherenci a fázi, ze kterých lze za předpokladu šíření vlny rovnoběžně s magnetickou siločárou odhadnout směr Poyntingova vektoru (zda se vlna šíří podél nebo proti směru magnetického pole). Při tvorbě spektrogramů pro další zpracování jsme použili postup dle Kolmašová a kol. (2018), kde jsme nejprve na elektrickou i magnetickou složku aplikovali rychlou 256 bodovou Fourierovu transformaci s o 8 bodů se posunujícím se Hannigovým oknem, čímž jsme dostali časovou a frekvenční závislost komplexních amplitud e_y a b_z signálů z elektrické antény a na ní kolmé magnetické antény. Spektrální hustota výkonu pak byla určena jako $P_{e_y} = e_y e_y^*$, respektive $P_{b_z} = b_z b_z^*$, kde $*$ značí komplexně sdruženou veličinu.

K výpočtu koherence a fáze byla nejprve spočítána normalizovaná komplexní křížová spektra jako

$$P_{e_y b_z} = \frac{e_y b_z^*}{\sqrt{e_y e_y^*} \sqrt{b_z b_z^*}}.$$

Na tuto hodnotu byl pak aplikován plovoucí průměr pro okno pěti hodnot a koherence $C_{e_y b_z}$ byla určena jako absolutní hodnota tohoto komplexního průměru $\overline{P_{e_y b_z}}$, tedy

$$C_{e_y b_z} = \sqrt{\left(\Re(\overline{P_{e_y b_z}})\right)^2 + \left(\Im(\overline{P_{e_y b_z}})\right)^2}.$$

Fáze $\Phi_{e_y b_z}$ pak byla vypočtena jako

$$\Phi_{e_y b_z} = \tan^{-1} \frac{\Im(P_{e_y b_z})}{\Re(P_{e_y b_z})} + \Phi_c,$$

kde Φ_c je frekvenčně závislá kalibrace. Při interpretaci fáze $\Phi_{e_y b_z}$ vycházíme z předpokladu, že vlny jsou ve hvizdovém módu a šíří se podél magnetických siločar a že jsou tedy kruhově polarizované. Z naměřených hodnot $\Phi_{e_y b_z}$ lze odhadnout znaménko x -ové složky Poyntingova vektoru. Nyní použijeme měření magnetometru MAG pro určení okamžitého směru stacionárního magnetického pole v rotující soustavě spojené s anténami sondy. Jelikož měříme e_y a b_z , tak kladné znaménko x -ové složky stacionárního magnetického pole znamená pro šíření vlny podél směru magnetického pole fázový rozdíl $\Phi_{e_y b_z} = 0^\circ$ a záporné znaménko znamená fázový rozdíl $\Phi_{e_y b_z} = \pm 180^\circ$. Jsou-li měřené fáze opačné, vlna se šíří proti směru magnetického pole. Ze směru magnetického pole v soustavě

planety pak konečně můžeme stanovit, zda se vlna šíří směrem k povrchu planety nebo od ní.

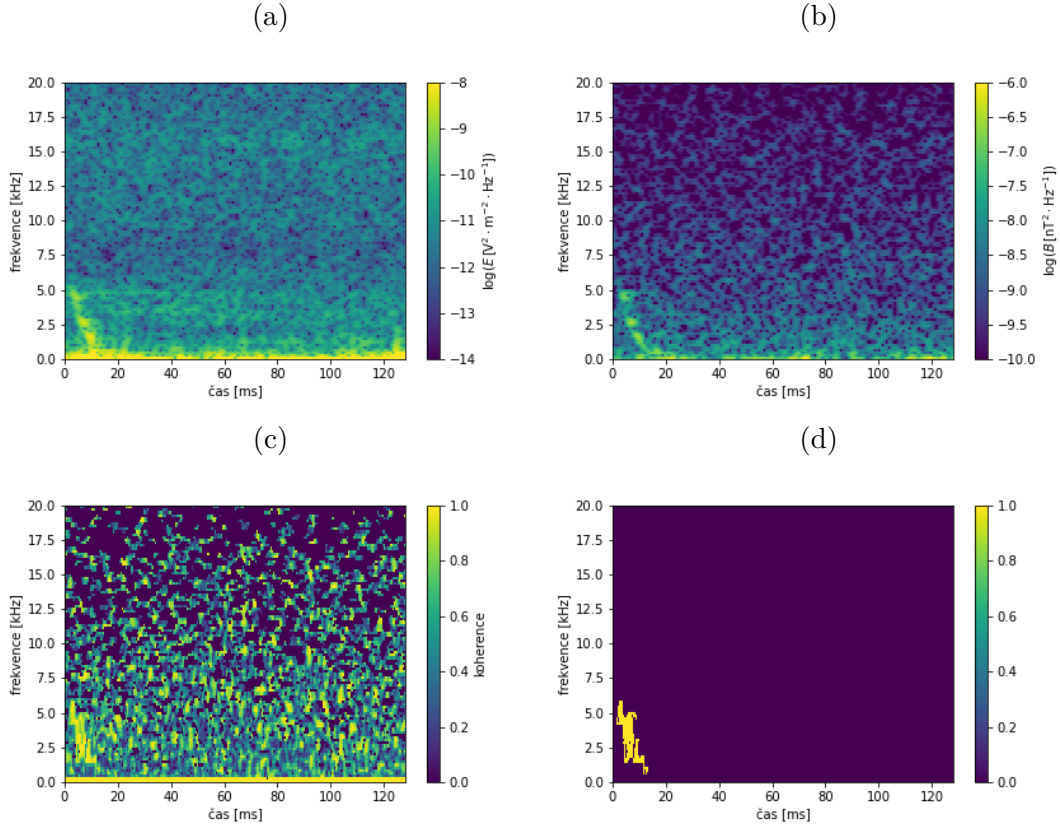
4.2 Vyhledávání hvizdů, integrace

K systematickému vyhledávání binů spektrogramu příslušejících hvizdům jsme používali především vypočtenou koherenci dle části 4.1. Poté jsme určili hranici limitní koherence jako 0,75 (viz 5.1) a dále používali jen biny spektrogramu s koherencí větší než tato hranice. Z binů s koherencí větší než limitní koherence a zároveň s hodnotou spektrální hustoty výkonu větší než $P_{etim} = 10^{-13} \text{ V}^2 \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1}$ v elektrickém poli a zároveň větší než $P_{bim} = 3 \cdot 10^{-10} \text{ nT}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$ v magnetickém poli jsme poté vytvořili klastry tak, že biny sousedící alespoň jednou stranou, jsme sdružili do stejného klastru. Takovoto koherentní klastry mohou vznikat i náhodně, avšak klastry vzniklé z náhodného šumu jsou obvykle poměrně malé (viz 5.1). Pro vyhledávání klastrů příslušejících hvizdům jsme tedy stanovili i hranici velikosti klastru na 200 binů, kdy koherentní klastry s větší velikostí než tato hranice považujeme za hvizdy. Tento automatický algoritmus však nefungoval bezchybně, proto byly jednotlivé spektrogramy ještě ručně prohlédnuty, vybrány pouze klastry příslušející hvizdu, které byly v několika málo případech i menší než hranice velikosti 200 binů. Dalším důvodem k ručním úpravám bylo i oddělení dvou časově velmi blízkých hvizdů, které tvořily jeden velký společný koherentní klastr. Ukázka postupu vyhledávání je uvedena na obrázku 4.1, kde jsou výkonové spektrogramy elektrického a magnetického pole, koherence a poté nalezený hvizd jako jediný koherentní klastr s velikostí nad 200 binů. Přes tuto oblast jsme pak sčítali spektrální hustoty pro jednotlivé biny, vynásobili šířkou jednoho elementárního frekvenčního intervalu (frekvenčním rozlišením spektrogramu), vydělili 32 kvůli překryvům intervalů rychlé Fourierovy transformace (při 256 bodové Fourierově transformaci s posunem o 8 bodů se každá část započítává 32krát) a odmocněním získali integrální root-mean-square (rms) amplitudu elektrického nebo magnetického pole (E_y a B_z).

4.3 Normalizace energií

Abychom mohli porovnávat naměřené amplitudy elektrických a magnetických polí, respektive z nich vypočtené minimální energie, potřebujeme provést jistou normalizaci beroucí v úvahu různé vzdálenosti sondy od planety a různé natočení sondy vzhledem k povrchu. V této práci budeme předpokládat, že všechny naměřené vlny jsou tzv. vedené hvizdy, tedy že se vlna pohybuje v oblasti s mírně odlišnou hustotou plazmatu uspořádanou podél magnetické siločáry (zvané *duct*). Pro odhad celkového Poyntingova vektoru S v bodě výskytu sondy použijeme měření složek pozadového magnetického pole B_0 . Protože ze součinu měřených hodnot E_y a B_z dostaneme rms odhad velikosti Poyntingova vektoru ve směru osy x jako

$$S_x = \frac{E_y B_z}{\mu_0},$$



Obrázek 4.1: Ukázka vyhledávání hvizdu na spektrogramu z 1. 9. 2017 ve 22:04:42, a) elektrické pole, b) magnetické pole, c) koherence, d) koherentní klastry s velikostí nad 200 binů, v tomto případě přímo nalezený hvizd

a zároveň předpokládáme šíření vlny podél magnetického pole, můžeme celkovou velikost Poyntingova vektoru odhadnout jako

$$S = \frac{B_0}{B_{0x}} S_x = \frac{B_0}{B_{0x}} \frac{E_y B_z}{\mu_0}.$$

Máme tedy hodnotu Poyntingova vektoru v oblasti sondy. Nyní se pokusíme normalizovat jeho hodnotu na horní hranici ionosféry Jupiteru. Vzhledem k tomu, jak postupně magnetické pole slábne, zvětšuje se podle Gaussova zákona i průřez A daného ductu. Pokud uvažujeme, že veškerý výkon vlny odchází ductem, musí platit $S \sim \frac{1}{A} \sim B_0$, kde B_0 je statické magnetické pole. Pro poměr měřeného Poyntingova vektoru S a vypočteného Poyntingova vektoru S_{300} ve výšce 300 km nad hranicí 1 bar, což je předpokládaná poloha horní hranice ionosféry, pak platí

$$\frac{S}{S_{300}} = \frac{B_0}{B_0(300 \text{ km})}, \quad (4.1)$$

kde B_0 je stacionární magnetické pole v poloze sondy a $B_0(300 \text{ km})$ je stacionární magnetické pole v oblasti magnetického otisku sondy ve výšce 300 km nad hladinou s tlakem 1 bar. Tato magnetická pole získáme pomocí modelu magnetického pole Jupiteru JRM33 dle Connerney a kol. (2022), které udává složky magnetického pole v každém bodě. Ke zjištění magnetického otisku sondy pak pomocí Runge-Kuttovy metody 4. stupně postupujeme podél magnetické siločáry s krokem 5 km až do výšky 300 km nad hladinou 1 bar a kontrolujeme

výšku. Jako hladinu s tlakem 1 bar používáme model tvaru této izobary vypočtený v Buccino a kol. (2020). Tento model ukazuje tabelovaná data vzdáleností hladiny 1 bar od středu s rozlišením $0,5^\circ$, s největší odchylkou kolem 30 km od referenčního elipsoidu s rovníkovým poloměrem $(71\,492 \pm 4)$ km a polárním poloměrem $(66\,854 \pm 10)$ km.

V průběhu integrace tedy pro výpočetní jednoduchost nejprve kontrolujeme výšku nad referenčním elipsoidem a teprve když tato výška klesne pod 500 km, používáme hodnoty od Buccino a kol. (2020), kde pro danou planetografickou šířku určíme vzdálenost od středu jako lineární kombinaci dvou sousedních tabelovaných hodnot. Vzhledem k přesnosti těchto dat, která je ± 10 km a integračnímu kroku 5 km je lineární aproximace dostatečná. Z modelu JRM33 pak snadno určíme velikost magnetického pole v místě sondy a velikost magnetického pole v místě jejího magnetického otisku, které dosadíme do výrazu (4.1). Získané polohy magnetických otisků družice jsou pak také předpokládáné polohy blesků, které jsou zdrojem detekovaných hvizdů.

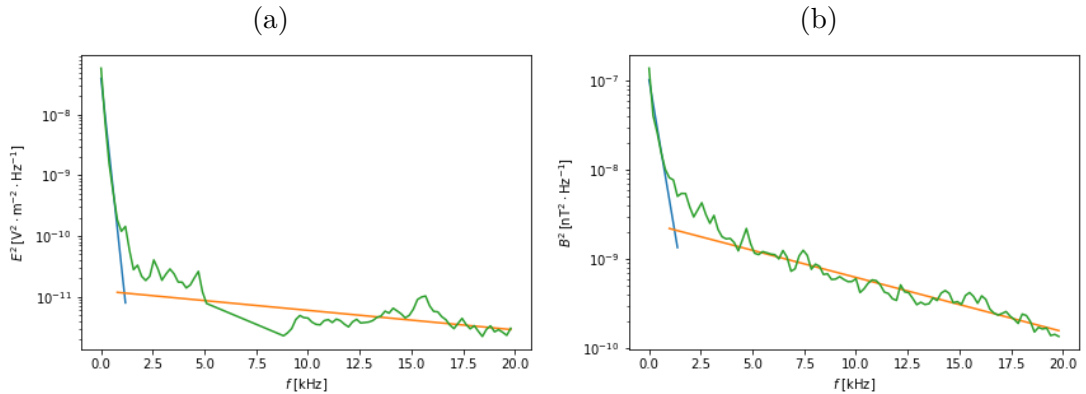
Tato aproximace počítá s tím, že se hvizdy šíří přesně podél magnetické siločáry, tedy se jedná to takzvané *vedené* hvizdy pohybující se v hustotní anomálii podél siločáry zvané *duct*. Z analogie se Zemí víme, že se hvizdy mohou šířit buď takto, nebo *nevedeně* s většími úhly od magnetické siločáry. Protože však kvůli absenci antén do ostatních směrů nemáme žádnou informaci o směru šíření vlny, používáme zjednodušený předpoklad vedeného šíření.

Vynásobením hodnoty velikosti Poyntingova vektoru, který představuje hustotu toku výkonu přes jednotkovou plochu, délkou intervalu jedné FFT 5,12 ms a odpovídající plochou tak můžeme dostat odhad energie vyzářené daným bleskovým výbojem v měřeném intervalu frekvencí. Pro určení plochy budeme uvažovat polohu zdrojového blesku v hloubce o tlaku 5 barů dle Borucki a Williams (1986), což odpovídá přibližně 50 km pod hladinou s tlakem 1 bar (Rinnert a kol., 1998), tedy 350 km pod magnetickým otiskem družice. Polohu blesku předpokládáme přímo pod magnetickým otiskem a volné šíření elektromagnetické vlny v oblasti pod ionosférou. Bleskový výboj tedy považujeme za bodový zdroj ve vzdálenosti 350 km od horní hranice ionosféry. Tím už dostáváme dolní odhad energie bleskového výboje vyzářené v měřeném frekvenčním spektru. Zanedbáváme zde také útlum způsobený průchodem ionosférou, který Scarf a kol. (1981) odhadují dle analogie se Zemí na 12 dB. Podrobnější zkoumání pozemních blesků v článku Graf a kol. (2013) však ukazuje, že tento útlum silně závisí na mnoha parametrech, jako je polarizace vlny, její úhel vstupu do ionosféry, geomagnetická šířka či složení a výška ionosféry, a pohybuje se mezi 10 a 200 dB. Odhadovat tento útlum na Jupiteru by bez znalosti dalších parametrů ionosféry bylo velmi nepřesné.

5. Analýza šumu

Pro lepší odlišení měřených rychlých hvizdů od šumu jsme se nejprve podrobně zabývali signálem přijímače měřeným v okamžiku, kdy žádné hvizdy detekovány nebyly. Dle článku Kurth a kol. (2017a) má mít magnetická anténa na frekvencích mezi 1 a 20 kHz spektrální hustotu výkonu šumu 10^{-9} – $3 \cdot 10^{-11} \text{ nT}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$. Hodnoty šumu byly naměřeny jak při předletové kalibraci, tak i v průběhu letu. Spektrální výkonové hustoty šumu elektrické antény by se dle tohoto článku měly pohybovat na hodnotách kolem $10^{-14} \text{ V}^2 \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1}$. Signál naměřený v době, kdy nebyly detekované žádné emise přírodního původu, měl však hodnoty řádově vyšší, a to jak pro oblast vzdálenou od planety, tak pro spektrogramy získané z měření blízko planety. Navíc se podoba pozadového signálu mezi jednotlivými oblastmi výrazně lišila.

Dále jsme pracovali s intervaly, ve kterých byly dle Kolmašová a kol. (2018) detekovány rychlé hvizdy a se třemi intervaly bez detekovaného přírodního signálu. Pro určení reálného šumového pozadí jsme pro každý zkoumaný spektrogram vyřadili biny, které jsou součástí klastru většího než 200 s koherencí nad 0,75. Takové biny mohou být buď součástí hvizdů, nebo jiných koherentních signálů, ale nejdou popsat jako nekoherentní pozadí, pro které jsme prováděli simulace. Ze spektrogramu s těmito vynechanými biny jsme spočítali průměrné spektrální výkonové hustoty elektrického i magnetického pole pro danou frekvenci a to vynesli do grafu závislosti na frekvenci. Grafy pro jeden konkrétní spektrogram jsou zakresleny v obrázku 5.1.



Obrázek 5.1: Pozadí pro spektrogram z 1. 9. 2017 ve 22:04:42, (a) Závislost spektrální výkonové hustoty E na frekvenci s proložením, (b) Závislost spektrální výkonové hustoty B na frekvenci s proložením

Pozadí jsme prokládali dvěma závislostmi ve tvaru

$$P_e(f) = P_{e0} \cdot 10^{-a_E \cdot f} \quad (5.1)$$

pro elektrické pole, respektive

$$P_b(f) = P_{b0} \cdot 10^{-a_B \cdot f} \quad (5.2)$$

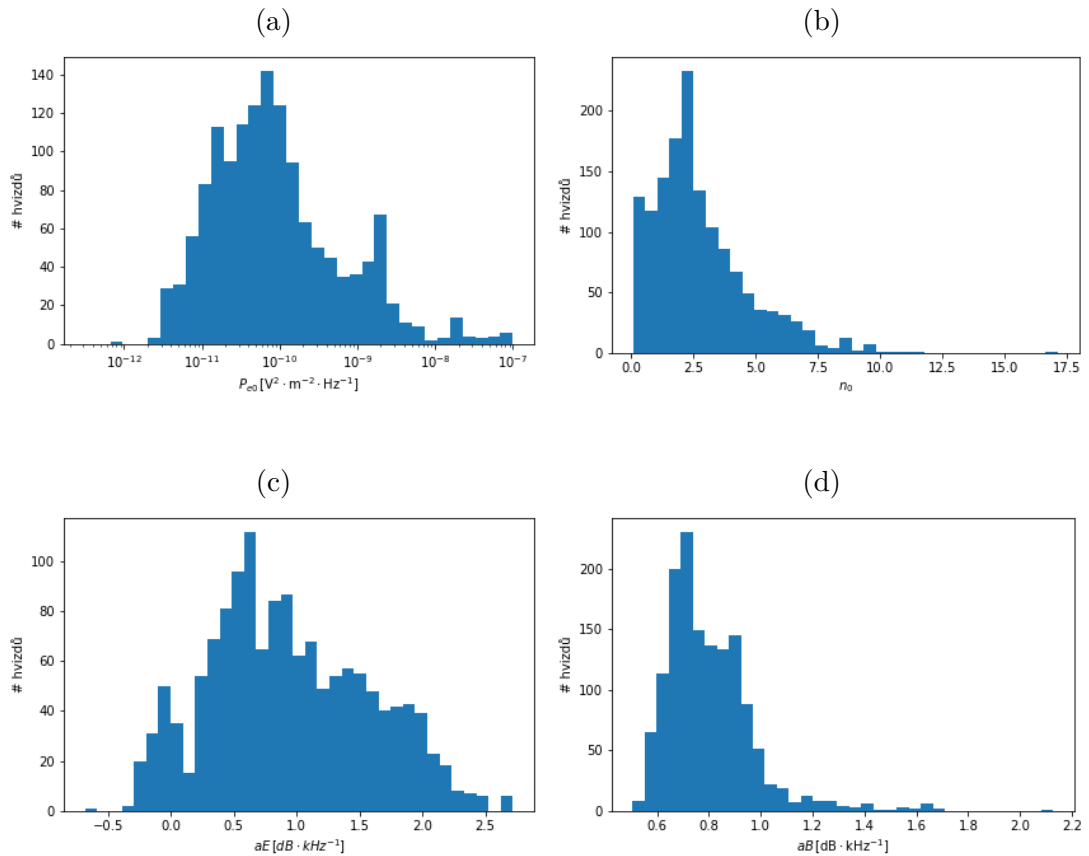
pro magnetické pole, a to rozdělené na první prudší pokles fitovaný v oblasti 0–1 kHz a pozdější mírnější pokles fitovaný v oblasti 4–20 kHz. Tyto fity odpovídaly naměřeným hodnotám velmi dobře ve více než 90 procentech spektrogramů, kromě několika (méně než pěti procent) spektrogramů se silnou emisí na frekvencích blízko iontové cyklotronové frekvence. Tento signál však omezuje možnost detekce hvizdů stejně jako nekoherentní šum, proto jsme ho z fitovaného signálu nevynechávali.

Pro zjednodušení jsme zanedbali nízkofrekvenční prudký pokles, který zabírá stejně jen malou část spektrogramu a pro odhady minimální nalezitelné amplitudy hvizdů jsme brali v potaz pouze fit ve frekvenční oblasti 4–20 kHz.

K popisu šumu jsme nepoužívali přímo konstanty popsané v rovnicích 5.1 a 5.2, ale namísto P_{b0} jsme používali parametr n_0 definovaný jako

$$n_0 = c \sqrt{\frac{P_{b0}}{P_{e0}}},$$

kde c je rychlost světla a n_0 je tak bezrozměrnou veličinou. Pro všechny spektrogramy s nalezenými rychlými hvizdy jsme určili parametry pozadí P_{e0} , n_0 , a_E a a_B a vykreslili jejich rozdělení do obrázku 5.2.



Obrázek 5.2: Rozdělení jednotlivých parametrů popisujících pozadí ve spektrogramech obsahujících hvizdy, (a) parametr P_{e0} , medián hodnoty $6,3 \cdot 10^{-11} \text{ V}^2 \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1}$, (b) parametr n_0 , medián 2,3, (c) parametr a_E , medián $0,87 \text{ dB} \cdot \text{kHz}^{-1}$, (d) parametr a_B , medián $0,77 \text{ dB} \cdot \text{kHz}^{-1}$

Pro jednotlivé kombinace parametrů jsme vypočítali jejich vzájemné korelace, které jsou uvedeny v tabulce 5.1. Vidíme, že dvojice parametrů $(\log_{10} P_{e0}, n_0)$

Tabulka 5.1: Korelace dvojic parametrů popisujících pozadí

korelační koeficienty	$\log_{10} P_{e0}$	n_0	aE	aB
$\log_{10} P_{e0}$	1.00	-0.83	0.87	0.72
n_0	-0.83	1.00	-0.77	-0.46
aE	0.87	-0.77	1.00	0.65
aB	0.72	-0.46	0.65	1.00

i (n_0, aE) jsou poměrně silně antikorelované, zatímco dvojice $(\log_{10} P_{e0}, aE)$ a $(\log_{10} P_{e0}, aB)$ jsou korelované. První dvojici interpretujeme tak, že velikost pozadového elektrického pole a magnetického pole se neovlivňují, tedy n_0 klesá s rostoucím pozadovým elektrickým polem. Korelaci $\log_{10} P_{e0}$ a aE interpretujeme jako tendenci k podobné hodnotě $P_e(f)$ ve středních frekvencích rozsahu, tedy podobné hodnoty pozadí pro středně velké frekvence. To samé pak vyjadřuje i antikorelace aE a n_0 díky první antikorelované dvojici. Poslední korelace dvojic $\log_{10} P_{e0}$ a aB pak ukazuje malou změnu $P_b(f)$ s frekvencí pro malé hodnoty $P_e(f)$. Korelace ostatních dvojic parametrů pak byly poměrně malé.

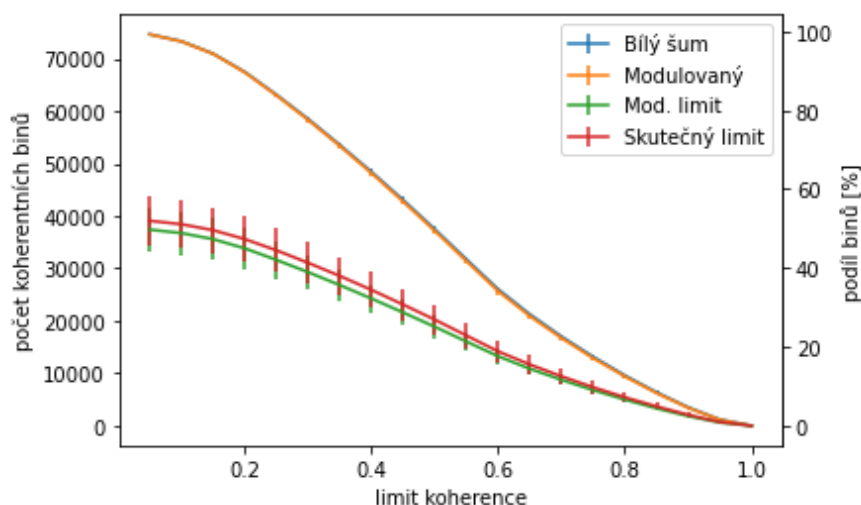
Pozorování parametrů šumu můžeme shrnout tak, že parametry pozadí magnetického pole jsou o něco méně proměnné než u elektrického pole, u kterého se silněji mění amplituda i frekvenční závislost pozadí.

Vidíme tedy, že parametry šumu se pro jednotlivé spektrogramy silně liší, tedy se pravděpodobně budou lišit i možnosti, jak silný rychlý hvizd je detekovatelný v různých částech orbity. V následující sekci 5.1 se tedy pokusíme nasimulovat šum s podobnými vlastnostmi, jaké jsme pozorovali, abychom pak mohli dodáváním umělých vlnoforem do hvizdu určit možnosti detekce, čemuž je určena kapitola 6.

5.1 Simulace šumu

První částí tvorby simulací pro odhad citlivosti spočívala ve spolehlivém simulování šumu, který má stejné vlastnosti jako šum v měřených datech. Protože klasický bílý šum, jehož vlnofornu lze generovat jako řadu náhodných čísel s normálním rozdělením, má stejnou spektrální výkonovou hustotu pro všechny frekvence, není tento postup vhodný pro naše simulace. Abychom do simulací šumu zahrnuli změnu spektrální výkonové hustoty s frekvencí popsanou vzorci 5.1 a 5.2, využili jsme postup generování spektrálně modulovaného šumu popsany v článku Sung a kol. (2003). Posledním vlivem, který do generovaného šumu zahrneme, je aplikace výkonových limitů $P_{e_{lim}}$ a $P_{b_{lim}}$, které snižují počet binů, se kterými pracujeme při tvorbě klastrů. Ke zhodnocení úspěšnosti simulace použijeme tři naměřené spektrogramy v období, kdy přístroj nedetekoval žádné vlny. U těchto tří měřených spektrogramů jsme prokládali závislost výkonové hustoty na frekvenci výrazy 5.1 a 5.2 a poté simulovali šum se získanými parametry a porovnávali simulované spektrogramy s měřeními. Jako limitní hodnoty pro výkonové hustoty jsme pak používali $P_{e_{lim}} = 10^{-13} \text{ V}^2 \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1}$ a $P_{b_{lim}} = 3 \cdot 10^{-10} \text{ nT}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$, stejně jako pro skutečná data.

Pro každý typ generovaného šumu jsme pak počítali několik charakteristik popisujících rozdělení koherence. První charakteristikou byla kumulativní distribuce binů o různých koherencích, tedy závislost počtu binů s koherencí větší než daná hodnota na této mezní hodnotě. Simulaci bílého šumu jsme prováděli desetkrát, hodnoty zprůměrovali a spočetli směrodatnou odchylku. Pro simulace frekvenčně modulovaného šumu s limitem na výkonovou hustotu i bez něj jsme používali tři čtveřice parametrů P_{e0} , n_0 , a_E a a_B , pro každou deset průběhů simulace, a poté jsme tyto hodnoty zprůměrovali. Tři rozdílné čtveřice parametrů pak byly zvoleny tak, aby odpovídaly nařizovaným parametrům tří spektrogramů z oblasti bez výraznější aktivity, které jsme v tomto porovnání používali jako vzor reálných měřených dat. Získané kumulativní distribuce počtu koherentních binů jsou vykresleny na obrázku 5.3.



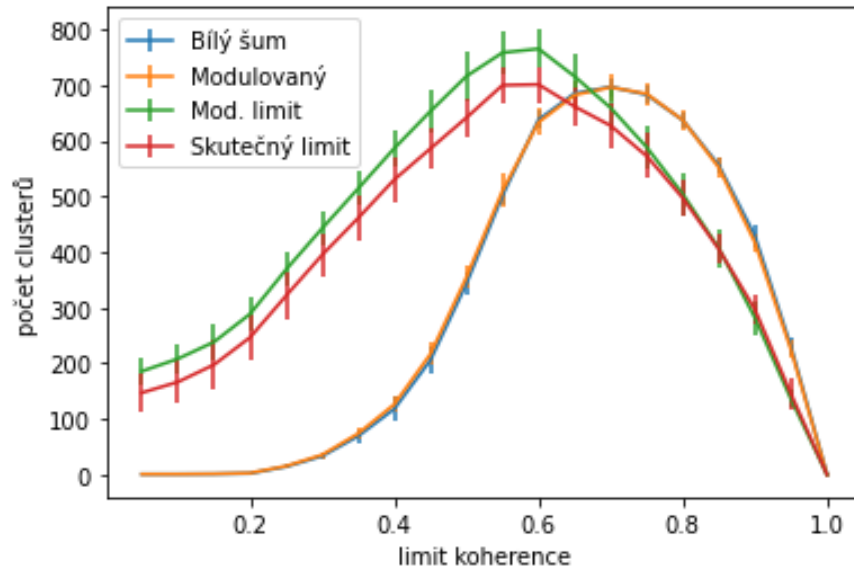
Obrázek 5.3: Závislost počtu binů spektrogramu s koherencí vyšší než limit na hodnotě limitu

Vidíme, že počty binů s danou koherencí pro bílý šum a frekvenčně modulovaný šum jsou téměř totožné, zatímco při započtení výkonového limitu je celkový počet koherentních binů nižší, ale hodnoty modulovaného šumu s limitem velmi dobře odpovídají měřeným datům.

Dále jsme pro každou mezní hodnotu koherence spojili sousední biny s dostatečnou koherencí do *klastrů* a zkoumali rozdělení počtů a velikostí těchto klastrů. První charakteristikou, kterou zde budeme zkoumat, je samotný počet klastrů. Závislosti počtu klastrů na mezní hodnotě koherence jsou vykresleny na obrázku 5.4.

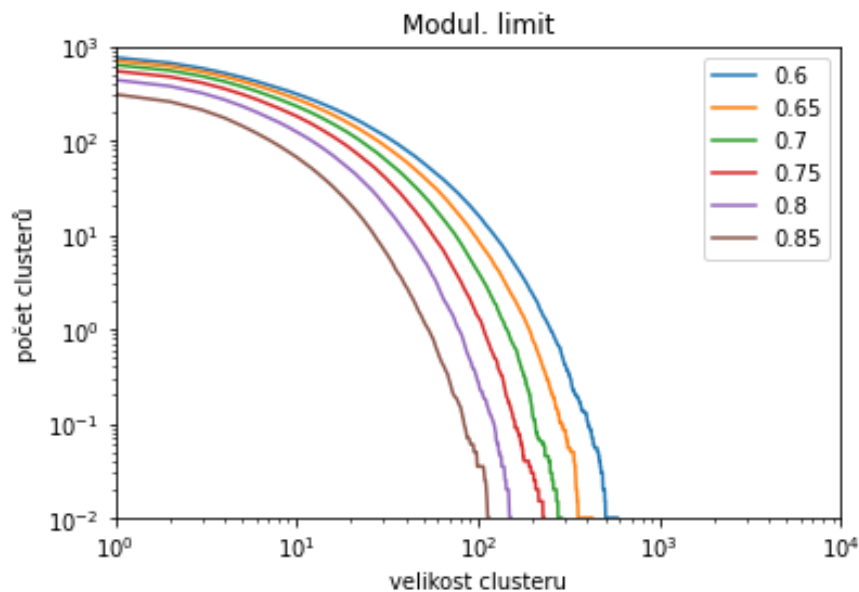
I zde je vidět téměř shodný průběh pro modulovaný a bílý šum bez výkonového limitu. Při porovnání skutečného šumu a simulovaného šumu s výkonovým limitem dostáváme navzájem podobné křivky, kdy simulovaný šum s limitem má mírně větší počet clusterů, ale tvar měřené křivky popisuje velmi dobře. Tato křivka má maximum kolem limitu koherence 0,6, zatímco křivky bez výkonového limitu mají maximum kolem limitu koherence 0,7.

Nyní se ještě podíváme, jak nám tyto charakteristiky pomáhají zvolit limity koherence a velikosti binů. K tomu jsme si pro simulovaný šum s limitem na spektrální výkonovou hustotu vykreslili závislost počtu klastrů s velikostí větší než je daná mez na této mezi, a to pro různé mezní koherence, nad které z binů



Obrázek 5.4: Závislost celkového počtu clusterů na limitní hodnotě koherence

vytváříme klastry. Tento graf pro 200 opakování simulace je vyobrazen na obrázku 5.5.



Obrázek 5.5: Počet clusterů větší než daný limit pro různé hodnoty mezní koherence

Pro zvolení limitu koherence použijeme právě simulace zobrazené v grafech 5.4 a 5.5. Jako limit koherence by se zdálo přirozené volit takovou hodnotu, pro kterou se šumové spektrum rozdělí na co nejvíce kusů, tedy přibližně 0,6 pro použití limitu na spektrální výkonovou hustotu. Pro tento limit bychom však pro dostatečně malou pravděpodobnost (1 %) náhodného vzniku klastru museli volit limit velikosti kolem 500 binů. Tím bychom však mohli přijít o slabší hvězdy, které nedosahují tak velkých počtů binů v klastru. Proto jsme zvolili přísnější limit koherence, konkrétně 0,75. Pro tento limit je pravděpodobnost náhodného

výskytu klastru přibližně 1 % pro limitní velikost klastru 200 binů. Když se pro zpětné ověření podíváme na nalezené hvizdy, tak pouze 49 rychlých hvizdů z 1357 pokrývá méně než 200 binů, což dává přibližně 3,7 %. Volba parametrů je tedy rozumná.

6. Simulované rychlé hvizdy pro odhad možností detekce

6.1 Popis metody simulací

Pro odhad přesnosti naší metody jsme ji detailně testovali na simulovaných datech. Pro účely tohoto testování jsme do frekvenčně modulovaného šumu generovaného dle popisu v části 5.1 vkládali umělou vlnovou formu hvizdu, vytvořili spektrogramy dle 4.1 a poté vyhledávali hvizdy metodou popsanou v 4.2. Umělou vlnovou formu hvizdu jsme generovali jako hodnotu 0 pro časy menší než t_0 a frekvence hvizdu $f(t) = \frac{D^2}{(t-t_0)^2}$ větší než maximální měřená frekvence f_{max} . Pro ostatní časy měla vlnová forma podobu funkce

$$E(t) = E_m \sin\left(\frac{D^2}{(t-t_0)}\right),$$

$$B(t) = \frac{n_w \cdot E_m}{c} \sin\left(\frac{D^2}{(t-t_0)}\right),$$

kde t_0 je počáteční čas hvizdu, D je disperze, $n_w = \frac{E_{test}c}{E_{test}}$ je parametr popisující frekvenčně zprůměrovaný index lomu hvizdu, c je rychlost světla a E_m je amplituda elektrického pole taková, aby bez přítomnosti šumu po provedení Fourierovy transformace a výpočtu spektrální výkonové hustoty $P_{e_y}(f,t)$ dle 4.1 platilo

$$E_{test} = \sqrt{\frac{\Sigma_{hvizd} P_{e_y}(f,t) \Delta f}{32}},$$

ke E_{test} je testovaná amplituda hvizdu a Δf je frekvenční interval příslušející jednomu binu.

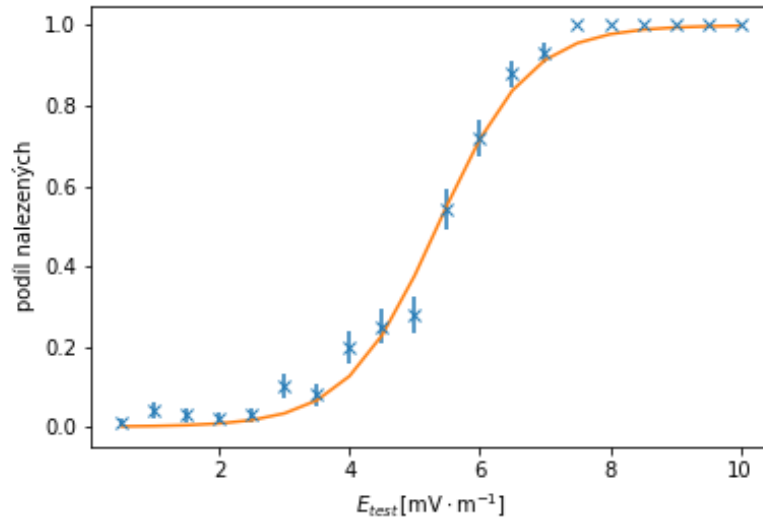
Tyto simulace jsme prováděli pro různé hodnoty parametrů P_{e0} , a_E , a_B , n_0 , n_w , D a f_{max} . Pro každou zkoumanou sadu parametrů jsme vždy generovali spektrogramy pro postupně zvyšující E_{test} a poté jsme zjišťovali, jaký podíl hvizdů byl pro konkrétní hodnotu E_{test} objeven naší metodou, a s jakým poměrem stanovených amplitud E_s respektive B_s ku originálním E_{test} respektive $\frac{n_w E_{test}}{c}$. Pro každou amplitudu E_{test} jsme generování opakovali stokrát a průměrovali výsledky. Pro každou sadu parametrů jsme pak zakreslili závislost poměru detekovaných hvizdů η na amplitudě E_{test} (dále označujeme jako efektivitu detekce, viz obrázek 6.1) a závislost průměrného poměru stanovených amplitud E_s ku E_{test} respektive B_s ku $\frac{n_w E_{test}}{c}$ na E_{test} (dále označujeme jako efektivitu měření amplitudy, viz obrázek 6.2). Efektivitu detekce jsme poté prokládali logistickou funkcí ve tvaru

$$\eta = \frac{1}{1 + e^{-\frac{E_{test}-E_0}{a_0}}},$$

kde E_0 je centrální amplituda, na které je nalezeno přibližně 50 % hvizdů, kterou jsme dále využívali a a_0 je parametr popisující šířku křivky.

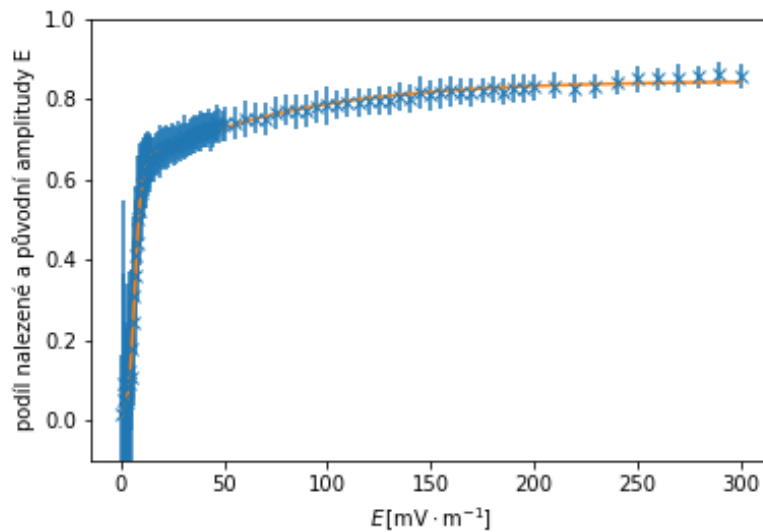
Efektivita měření amplitudy měla složitější tvar, avšak empiricky se dala dobře popsat součinem dvou logistických funkcí

$$\frac{E_s}{E_{test}} = k \frac{1}{1 + e^{-\frac{E_{test}-E_{10}}{a_1}}} \frac{1}{1 + e^{-\frac{E_{test}-E_{20}}{a_2}}},$$



Obrázek 6.1: Efektivita vyhledávání hvizdů pro $P_{e0} = 10^{-10} \text{ V}^2 \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1}$, $a_E = a_B = 0,8 \text{ dB} \cdot \text{kHz}^{-1}$, $n_w = n_0 = 2$, $D = 0,6 \text{ s} \cdot \sqrt{\text{Hz}}$ a $f_{max} = 20 \text{ kHz}$

s parametrem k popisujícím škálu křivky, dvěma centrálním parametry E_{10} a E_{20} a dvěma parametry popisujícími šířku a_1 a a_2 . Zobrazená data na obrázcích 6.1 a 6.2 jsou pro sadu parametrů $P_{e0} = 10^{-10} \text{ V}^2 \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1}$, $a_E = a_B = 0,8 \text{ dB} \cdot \text{kHz}^{-1}$, $n_w = n_0 = 2$, $D = 0,6 \text{ s} \cdot \sqrt{\text{Hz}}$ a $f_{max} = 20 \text{ kHz}$, kde jsme fitem získali hodnoty $E_0 = (5,35 \pm 0,06) \text{ mV} \cdot \text{m}^{-1}$, $a_0 = (0,70 \pm 0,06) \text{ mV} \cdot \text{m}^{-1}$, $E_{10} = (6,78 \pm 0,05) \text{ mV} \cdot \text{m}^{-1}$, $E_{20} = (-68 \pm 5) \text{ mV} \cdot \text{m}^{-1}$, $a_1 = (1,57 \pm 0,04) \text{ mV} \cdot \text{m}^{-1}$, $a_2 = (64 \pm 5) \text{ mV} \cdot \text{m}^{-1}$ a $k = (0,845 \pm 0,005)$. Z toho vidíme, že pro $E_{test} = E_0$ je efektivita měření amplitudy menší než 50 %, tedy měření amplitudy je v její blízkosti velmi nepřesné. Tato sada parametrů pak byla dále uvažována jako výchozí a pokud není uvedeno jinak, používali jsme je v dalších simulacích.



Obrázek 6.2: Efektivita měření amplitudy pro $P_{e0} = 10^{-10} \text{ V}^2 \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1}$, $a_E = a_B = 0,8 \text{ dB} \cdot \text{kHz}^{-1}$, $n_w = n_0 = 2$, $D = 0,6 \text{ s} \cdot \sqrt{\text{Hz}}$ a $f_{max} = 20 \text{ kHz}$

Z důvodů komplikovanosti obou závislostí, především efektivity měření amplitudy jsme se dále zaměřili především na zkoumání vývoje parametru E_0 . Zkoumané závislosti E_0 na jednotlivých parametrech šumu jsou popsány dále.

6.2 Závislost limitu detekce na jednotlivých parametrech

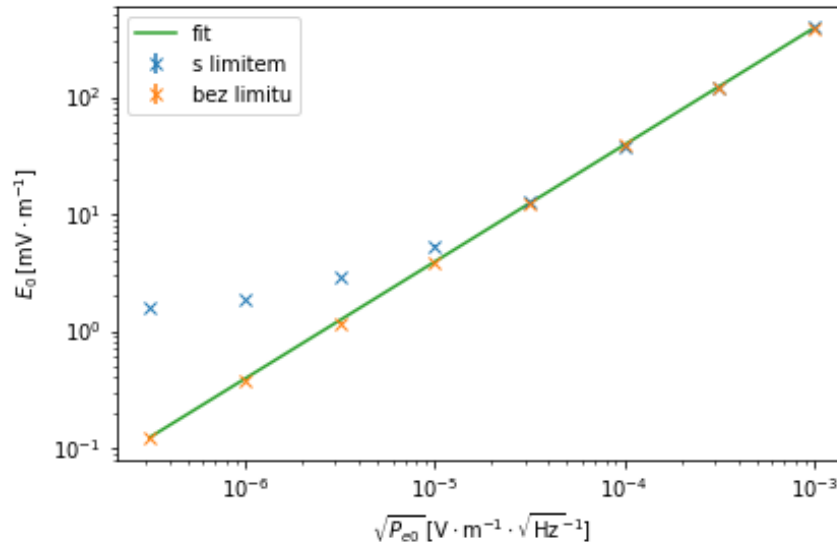
6.2.1 P_{e0}

Prvním parametrem, na kterém jsme zkoumali závislost je parametr P_{e0} . Intuitivně očekáváme, že parametr E_0 bude závislý na poměru amplitudy elektrické intenzity i magnetické indukce hvizdu ku amplitudě pozadí. Amplituda elektrické intenzity hvizdu v daném čase je úměrná E_{test} a amplituda magnetické indukce hvizdu je úměrná $n_w E_{test}$. Pro pozadí je amplituda úměrná odmocnině výkonu, tedy když zanedbáme vývoj intenzity s frekvencí, je amplituda pozadí úměrná dle (5.1) a (5.2) výrazu $\sqrt{P_{e0}}$ pro elektrickou intenzitu respektive $n_0 \sqrt{P_{e0}}$ pro magnetickou indukci. Pokud tyto poměry budou pro $E_{test} = E_0$ konstantní, můžeme vyjádřit

$$\frac{E_0}{\sqrt{P_{e0}}} \sim \text{konst.} \quad (6.1)$$

$$\frac{n_w E_0}{n_0 \sqrt{P_{e0}}} \sim \text{konst.} \quad (6.2)$$

Z obou těchto vztahů vidíme, že E_0 by měla být přímo úměrná $\sqrt{P_{e0}}$. Vykreslíme tedy závislost amplitudy E_0 na $\sqrt{P_{e0}}$ a dostaneme graf na obrázku 6.3, který pro vyšší hodnoty P_{e0} pěkně splňuje přímou úměrnost, avšak pro nižší hodnoty P_{e0} se mírně odchyluje. Předpokládáme, že toto je způsobeno použitím limitů



Obrázek 6.3: Závislost amplitudy E_0 na parametru $\sqrt{P_{e0}}$ s proložením přímkou $E_0 = (389,7 \pm 0,7) \sqrt{\text{Hz}} \cdot \sqrt{P_{e0}}$

P_{elim} a P_{blim} popsanými v úvodu části 5.1, proto jsme zkusili vykreslit závislost

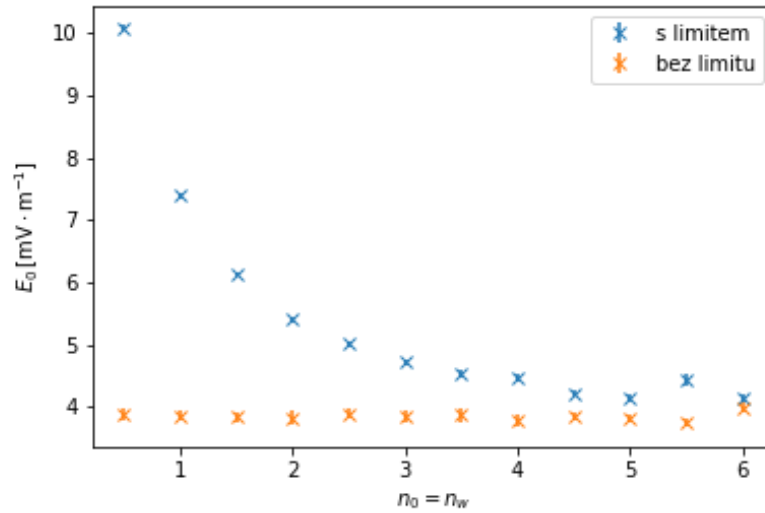
i bez těchto limitů. Vykreslená závislost pro případy s limitem a bez limitu je vyobrazena na obrázku 6.3, kde je zároveň zakresleno i proložení přímkou dat bez výkonových limitů, kdy získáváme po proložení vztah

$$E_0 = (389,7 \pm 0,7) \sqrt{\text{Hz}} \cdot \sqrt{P_{e0}}. \quad (6.3)$$

Výkonové limity $P_{e_{lim}}$ a $P_{b_{lim}}$ poněkud komplikují situaci především pro nižší hodnoty P_{e0} (přibližně $10^{-10} \text{ V}^2 \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1}$ a méně), kde udržují E_0 nad hladinou přibližně $1 \text{ mV} \cdot \text{m}^{-1}$.

6.2.2 $n_0 = n_w$

Z rovnic (6.1) a (6.2) vyplývá, že pokud se parametry n_0 a n_w rovnají, neměla by na jejich hodnotě hodnota E_0 záviset (závisí pouze na jejich poměru). K otestování této hypotézy jsme simulovali situaci pro různé hodnoty $n_w = n_0$ a vykreslili závislost na této hodnotě. Po vykreslení do grafu závislosti E_0 na hodnotě n_0 však konstanta vychází pouze pro simulace bez limitů $P_{e_{lim}}$ a $P_{b_{lim}}$ (viz obrázek 6.4).



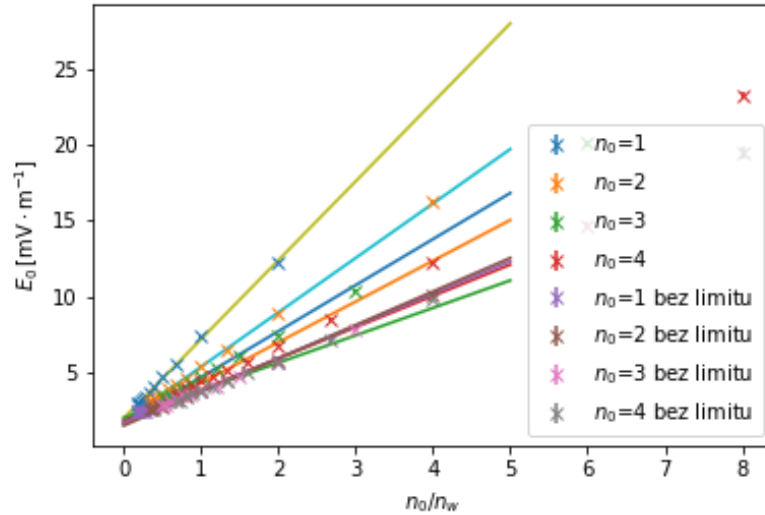
Obrázek 6.4: Závislost amplitudy E_0 na parametru n_0 , pokud platí $n_0 = n_w$

Pro simulace s limity vidíme, že pro malé n_0 se zjištěné E_0 zvyšuje. To je pravděpodobně způsobeno tím, že zatímco poměr amplitud magnetického pole hvizdu a šumu zůstává stejný, tak se snižujícím $n_0 = n_w$ se snižuje jeho amplituda, tedy více binů spektrogramu se dostává pod limit spektrální výkonové hustoty $P_{b_{lim}}$.

6.2.3 n_w

Jak jsme ukázali v předcházející sekci, při nepoužití výkonových limitů nezávisí hodnota E_0 na samotných hodnotách n_0 a n_w , ale pouze na jejich poměru. Simulovali jsme tedy závislost E_0 na n_w pro různá n_0 (zbývající parametry zůstávají stejné, tedy $P_{e0} = 10^{-10} \text{ V}^2 \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1}$, $aE = aB = 0,8 \text{ dB} \cdot \text{kHz}^{-1}$,

$D = 0,6 \text{ s} \cdot \sqrt{\text{Hz}}$ a $f_{max} = 20, \text{kHz}$). Výsledná hodnota E_0 v závislosti na poměru $\frac{n_0}{n_w}$ je vykreslena na obrázku 6.5.



Obrázek 6.5: Závislost amplitudy E_0 na poměru $\frac{n_0}{n_w}$ pro různá n_0

Z grafu vidíme, že tato závislost velmi dobře odpovídá přímce, proto jsme pro jednotlivé hodnoty n_0 data přímkou

$$E_0 = a \cdot \frac{n_0}{n_w} + b$$

naftovali (zvláště s použitím limitů P_{elim} a P_{blim} a bez těchto limitů). Naftované parametry jsou zapsané v tabulce 6.1:

Tabulka 6.1: Naftované konstanty lineární závislosti E_0 na $\frac{n_0}{n_w}$ pro různá n_0 s limity i bez nich

n_0	s limity		bez limitů	
	a [$\text{mV} \cdot \text{m}^{-1}$]	b [$\text{mV} \cdot \text{m}^{-1}$]	a [$\text{mV} \cdot \text{m}^{-1}$]	b [$\text{mV} \cdot \text{m}^{-1}$]
1	$5,19 \pm 0,06$	$2,03 \pm 0,04$	$1,80 \pm 0,04$	$2,06 \pm 0,03$
2	$3,58 \pm 0,02$	$1,83 \pm 0,03$	$2,06 \pm 0,03$	$1,84 \pm 0,04$
3	$3,03 \pm 0,04$	$1,69 \pm 0,08$	$2,12 \pm 0,04$	$1,72 \pm 0,08$
4	$2,68 \pm 0,02$	$1,66 \pm 0,07$	$2,20 \pm 0,04$	$1,54 \pm 0,10$

Vidíme, že pro simulace bez limitů spektrální výkonové hustoty P_{elim} a P_{blim} jsou všechny naftované hodnoty přibližně stejné, tedy skutečně nezávisí na n_0 , ale pouze na poměru $\frac{n_0}{n_w}$. S použitím limitů jsou hodnoty E_0 pro nižší n_0 vyšší, což odpovídá situaci z grafu 6.4. Při pohledu na hodnoty fitu však vidíme, že se zvyšuje pouze parametr sklonu přímky a , zatímco parametr b je pro všechny hodnoty přibližně stejný. To vysvětlujeme tím, že jelikož parametr a popisuje chování magnetické složky, je hlavním omezením limit P_{blim} , zatímco parametr b popisuje především chování elektrické části, které je dále od limitu P_{elim} .

Nyní se zaměříme na škálování tohoto vztahu s hodnotou P_{e0} . Protože dle rovnic (6.1) a (6.2) se poměry amplitud elektrického i magnetického pole škálují

přímo úměrně $\sqrt{P_{e0}}$, měly by se i parametry a a b škálovat s $\sqrt{P_{e0}}$. Budeme nyní chtít porovnat zde uvedené předpovědi s předpovědmi části 6.2.1. Pro to použijeme předpověď E_0 pro $n_0 = n_w$ a $P_{e0} = 10^{-10} \text{ V}^2 \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1}$, která z výrazu (6.3) dává předpověď $E_0 = (3,897 \pm 0,007) \text{ mV} \cdot \text{m}^{-1}$ a z tabulky fitů 6.1 dává postupně předpovědi $E_0 = (3,86 \pm 0,07) \text{ mV} \cdot \text{m}^{-1}$, $E_0 = (3,90 \pm 0,07) \text{ mV} \cdot \text{m}^{-1}$, $E_0 = (3,84 \pm 0,12) \text{ mV} \cdot \text{m}^{-1}$ a $E_0 = (3,74 \pm 0,14) \text{ mV} \cdot \text{m}^{-1}$.

Všechny předpovědi jsou tedy v rámci nejistoty konzistentní. Z konzistence těchto dvou výsledků předpokládáme, že se s $\sqrt{P_{e0}}$ budou škálovat i oba parametry a a b . Pro ověření jsme proložili přímkou i simulaci pro $P_{e0} = 10^{-11} \text{ V}^2 \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1}$, kdy jsme dostali parametry lineární funkce $a = (0,630 \pm 0,005) \text{ mV} \cdot \text{m}^{-1}$ a $b = (0,602 \pm 0,007) \text{ mV} \cdot \text{m}^{-1}$, které jsou přibližně $\sqrt{10}$ krát menší než parametry z tabulky 6.1.

Můžeme tedy rovnici přepsat s parametry $\frac{a}{\sqrt{P_{e0}}}$ a $\frac{b}{\sqrt{P_{e0}}}$, která je univerzální pro všechny hodnoty P_{e0} .

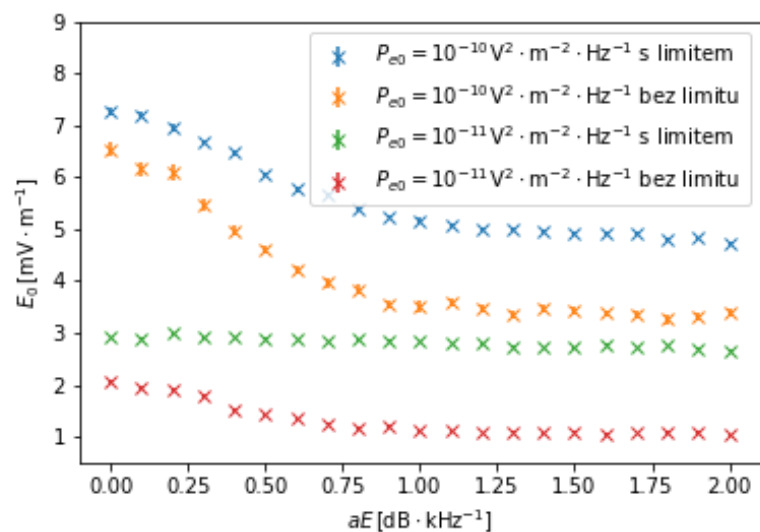
Zároveň pro situace, kdy $n_w \neq n_0$ se začínají rozcházet hodnoty efektivity stanovení amplitudy (tedy parametry E_{10} a E_{20}) pro efektivitu stanovení elektrického a magnetického pole. Tento efekt se projevuje tak, že která z těchto složek má menší poměr amplitud k pozadí, ta má pro pevné E_{test} větší efektivitu stanovení amplitudy. Pokud tedy máme situaci $n_0 > n_w$, je větší poměr signálu a šumu u elektrického pole E , tedy máme lepší efektivitu stanovení amplitudy pro B . To ale znamená, že poměrem $n'_w = \frac{B_{m\ddot{e}r}c}{E_{m\ddot{e}r}}$ dostaneme hodnotu větší než n_w . Naopak pro $n_0 < n_w$ dostaneme hodnotu $n'_w < n_w$. Stanovené hodnoty tedy neodpovídají hodnotám dodaným do simulace. Když tedy dostaneme $n'_w \neq n_0$, nedostáváme skutečné n_w , kterého hodnotu a tedy odpovídající hodnotu E_0 popisující citlivost bychom museli určovat přes složité kalibrace. Ty jsou však příliš komplikované, proto se jim v této práci dále nevěnujeme.

6.2.4 a_E

Závislost na dalších parametrech, což jsou a_E , a_B , D a f_{max} neumíme jednoduše předpovědět, proto se v další části spokojíme pouze s vykreslením závislosti beze snahy je fitovat analytickou funkcí. Zároveň pro $a_E \neq a_B$ vstupuje do hry parametr n_0 , který je nyní rozdílný pro různé frekvence a ani citlivosti měření amplitudy pro elektrické a magnetické pole nejsou stejné a stanovená hodnota n'_w neodpovídá realitě.

Pro pokles elektrického pole v oblasti vyšších frekvencí vyjádřený pomocí koeficientů a_E v dB/kHz pro různé hodnoty P_{e0} s použitím limitů P_{etim} a P_{blim} nebo bez něj je vykreslen v grafu na obrázku 6.6.

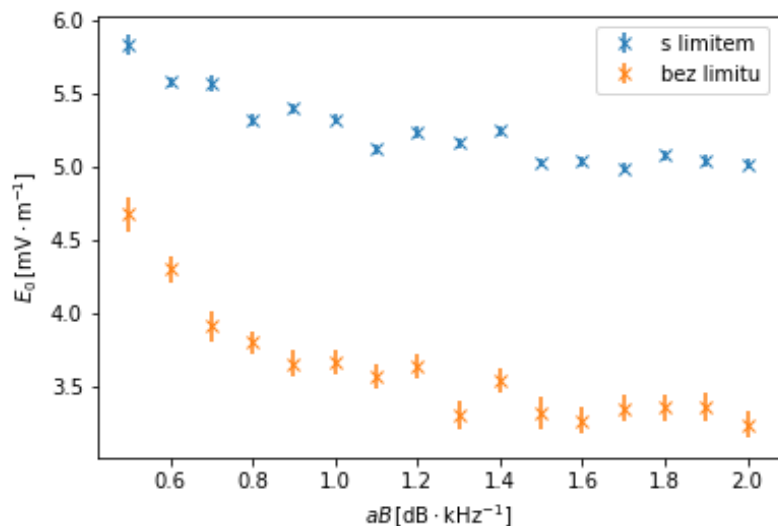
Zároveň zde vidíme, že pro nižší úroveň spektrální hustoty výkonu pozadí s parametrem $P_{e0} = 10^{-11} \text{ V}^2 \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1}$ jsou limity příliš velké, tedy s použitím limitů na P_e a P_b hodnota E_0 na a_E příliš nezávisí, avšak bez limitů zde pozorovatelná závislost je.



Obrázek 6.6: Závislost amplitudy E_0 na parametru poklesu elektrického pole a_E pro konstantní pokles magnetického pole $a_B = 0,8 \text{ dB} \cdot \text{kHz}^{-1}$

6.2.5 a_B

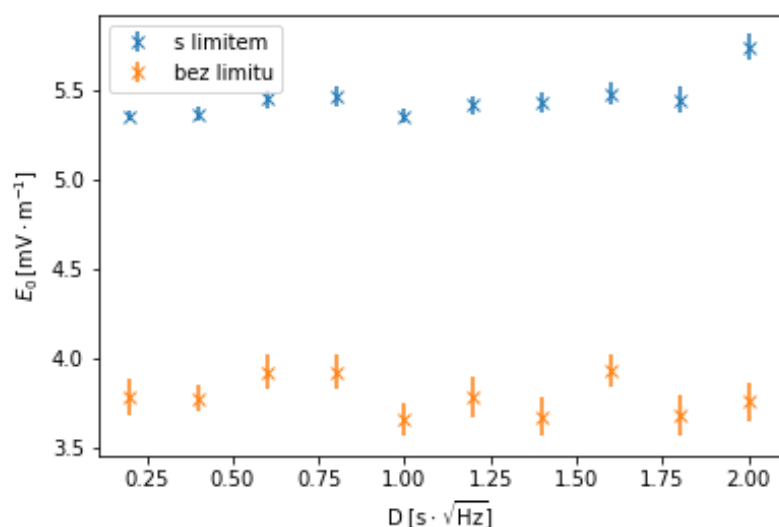
U rychlosti poklesu pozadí magnetického pole jsme vykreslili závislost hodnoty E_0 na a_B , která je zobrazena v grafu na obrázku 6.7.



Obrázek 6.7: Závislost amplitudy E_0 na parametru poklesu magnetického pole a_B pro konstantní pokles elektrického pole $a_E = 0,8 \text{ dB} \cdot \text{kHz}^{-1}$

6.2.6 D

Závislost hodnoty E_0 na disperzi simulovaného hvizdu je vykreslena v grafu na obrázku 6.8. Z grafu vidíme, že amplituda E_0 není na disperzi příliš závislá,

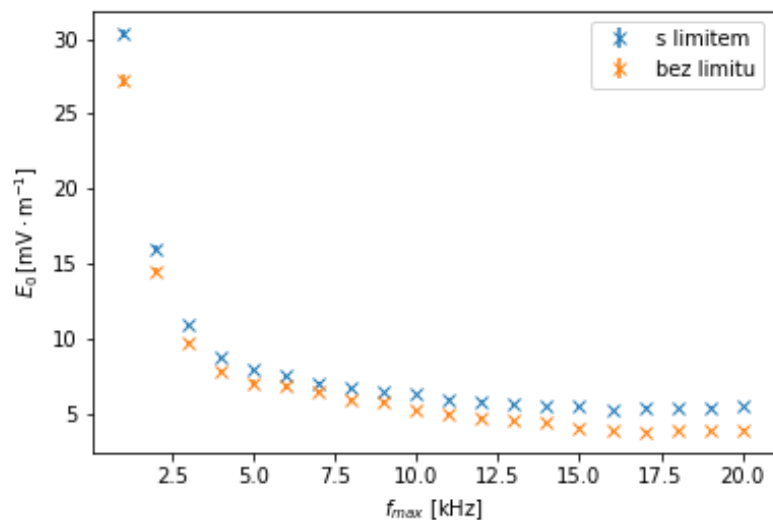


Obrázek 6.8: Závislost amplitudy E_0 na disperzi simulovaného hvizdu D

jak bychom očekávali. V rámci nejistot měření můžeme říct, že tato hodnota je pro různé disperze stále stejná.

6.2.7 f_{max}

Závislost amplitudy E_0 na maximální frekvenci, na které hvizd simulujeme, je vykreslena v obrázku 6.9. Z grafu vidíme, že hodnota E_0 klesá spolu s rostoucí



Obrázek 6.9: Závislost amplitudy E_0 na maximální frekvenci hvizdu f_{max}

hodnotou f_{max} . To se může zdát kontraintuitivní, když s poklesem f_{max} je spektrální intenzita rozprostřena na menším frekvenčním intervalu, tedy zde budou vyšší hodnoty. Zároveň však na nižších frekvencích je vyšší pozadí, jehož vývoj je exponenciální, zatímco vývoj spektrální intenzity hvizdu je lineární s f_{max} , tedy intenzivnější pozadí na nižších frekvencích tento nárůst převáží.

7. Měření výkonu rychlých hvizdů

7.1 Extrapolace simulací pro měřená data

Celkem jsme analyzovali 1357 rychlých hvizdů rozdělených do kategorií 1 ($D < 0,6 \text{ s} \cdot \sqrt{\text{Hz}}$), 2 ($D > 0,6 \text{ s} \cdot \sqrt{\text{Hz}}$) a b (disperze nešla určit) dle článku Kolmašová a kol. (2018). U ostatních hvizdů z tohoto článku nebylo možné hvizdy přesně detekovat dle metodiky popsané v 4.2, proto jsme je v práci nepoužili.

Pro určování limitu detekce E_0 pro skutečné spektrogramy jsme uvažovali pouze závislosti na P_{e0} a poměru $\frac{n_0}{n_w}$, tedy jsme zanedbali vliv parametrů a_E , a_B , D i maximální frekvence. Dále jsme také zanedbali rozdíl mezi měřeným n'_w a skutečným n_w . Pro přesné započtení těchto parametrů by bylo třeba provádět výrazně rozsáhlejší simulace, což je nad možnosti této práce.

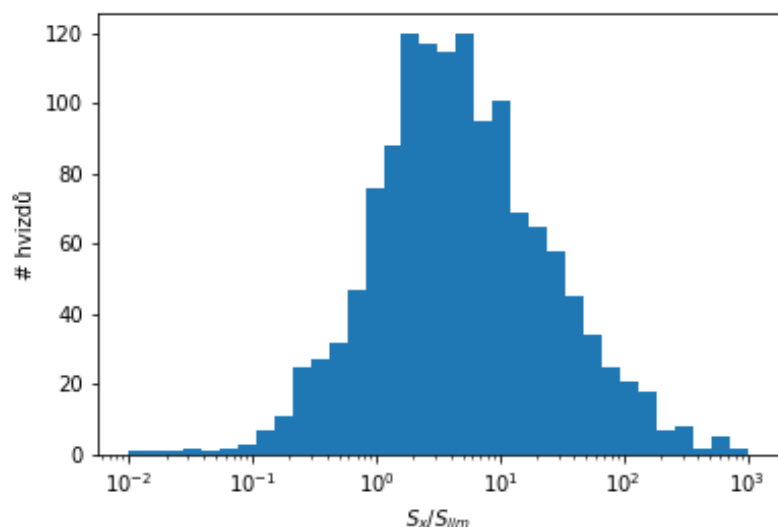
Ke zhodnocení minimální nalezitelné amplitudy jsme používali výsledky z části 5.1, kdy jsme amplitudu hvizdu E_0 , pro kterou je pravděpodobnost nalezení hvizdu 50% odhadli jako

$$E_0 = 200 \cdot \sqrt{\text{Hz}} \cdot \sqrt{P_{e0}} + 187 \sqrt{\text{Hz}} \cdot \sqrt{P_{e0}} \frac{n_0}{n_w}.$$

Protože se jednotlivé hvizdy liší hodnotou n_w a my chceme odhadovat především energii, budeme k porovnávání používat Poyntingův vektor S_x zavedený v části 4.3 a pro limit hodnotu

$$S_{lim} = \frac{E_0^2 n_w}{\mu_0 c}.$$

Rozdělení poměrů měřených hodnot ku limitu daného spektrogramu je vykresleno na obrázku 7.1. Rozdělení poměrů měřených hodnot k limitu má přibližně

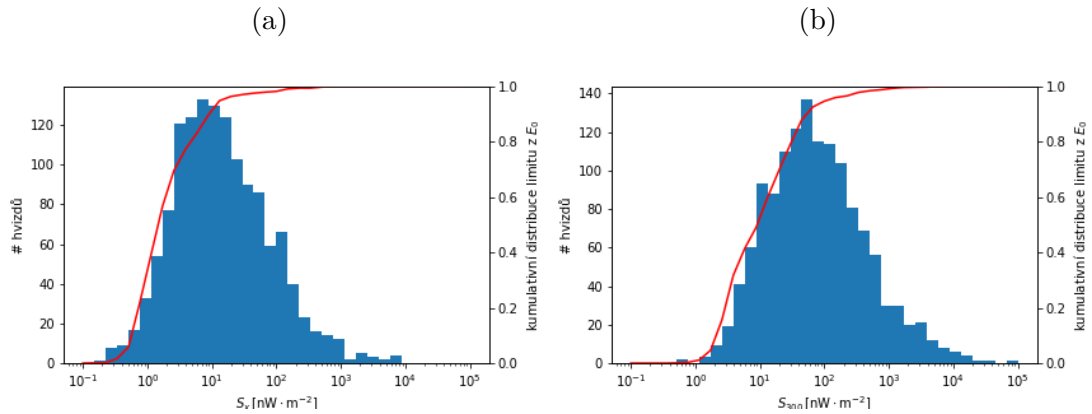


Obrázek 7.1: Rozdělení poměrů naměřených hodnot Poyntingova vektoru ku odhadovanému limitu

lognormální rozdělení s maximem kolem několikanásobku (2–5násobku) limitu. To nám ukazuje, že s detekcemi hvizdů se vyskytujeme na samých limitech přístroje, ovšem pouze 14 % detekovaných hvizdů má naměřený Poyntingův vektor menší než S_{lim} . Zároveň jsou především nižší měřené hodnoty silně zatížené efektivitou vyhledávání, jelikož pro měřené $E = E_0$ měříme dle simulací pouze cca 10–40 % skutečné energie. Provedení korekce na tento detekční limit je však nad možnostmi této práce. Proto se v další části práce nesnažíme tuto chybu korigovat, ale pouze uvádíme limit E_0 , respektive jeho percentily do grafů pro lepší představu o tom, o kolik slabých hvizdů jsme kvůli výši pozadí přišli.

7.2 Statistiky amplitudy elektrického a magnetického pole

Rozdělení hodnot S_x bez kalibrací popsanych v části 4.3 je zakresleno na obrázku 7.2a, S_{300} s těmito normalizacemi pak na obrázku 7.2b. V obou těchto obrázcích je pak zakreslena také kumulativní distribuce limitu S_{lim} vypočteného z E_0 (viz kapitola 6). Bez korekcí má toto rozdělení medián $12 \text{ nW} \cdot \text{m}^{-2}$



Obrázek 7.2: Rozdělení naměřených hodnot S_x bez korekcí a S_{300} s korekcemi na směr Poyntingova vektoru a rozbíhání magnetického pole (a) S_x bez korekcí, (b) S_{300} s korekcemi

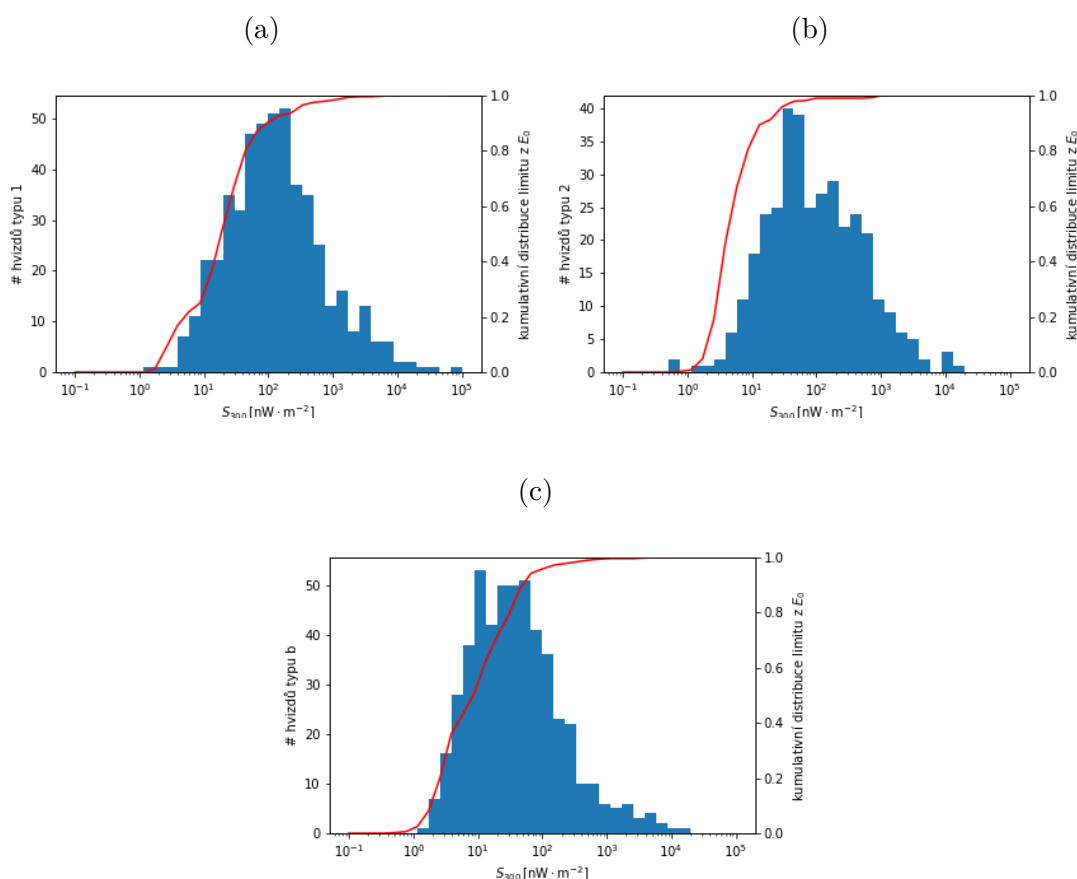
a s korekcemi má medián Poyntingova vektoru v oblasti nad vrcholem ionosféry $S_{300} = 65 \text{ nW} \cdot \text{m}^{-2}$. Když budeme uvažovat, že blesky vznikají 50 km pod hladinou 1 bar a vrchol ionosféry se nachází 300 km nad touto hladinou, a v místě vzniku vyzárají izotropně do prostoru, odhadujeme mediánový výkon v tomto frekvenčním pásmu

$$P = 4\pi r_S^2 S_{300} = 100 \text{ kW} ,$$

kde $r_S = 350 \text{ km}$ je výsledná vzdálenost zdroje. Maximální výkon vypočtený stejným postupem pak je $P_{max} = 105 \text{ MW}$. Pro odhad vyzářené energie v měřeném frekvenčním pásmu vynásobíme výkon dobou trvání jedné periody Fourierovy transformace 5,12 ms. Jako výsledný odhad dostáváme mediánovou vyzářenou energii 514 J, s horním a dolním kvartilem 166 J a 1790 J, přičemž minimální zaznamenaná energie byla 5 J a maximální 535 kJ.

7.2.1 Podle typu disperze

Histogramy velikostí Poyntingova vektoru na vrchní hranici ionosféry jsme zakreslili také individuálně pro jednotlivé typy disperze a pro každý typ jsme spočítali medián. Pro typ disperze 1 s rozdělením zakresleným v obrázku 7.3a je medián hodnoty velikosti Poyntingova vektoru nad ionosférou $114 \text{ nW} \cdot \text{m}^{-2}$, pro typ disperze 2 s rozdělením v obrázku 7.3b je medián $75,3 \text{ nW} \cdot \text{m}^{-2}$ a pro typ disperze b v obrázku 7.3c je medián $33,8 \text{ nW} \cdot \text{m}^{-2}$.

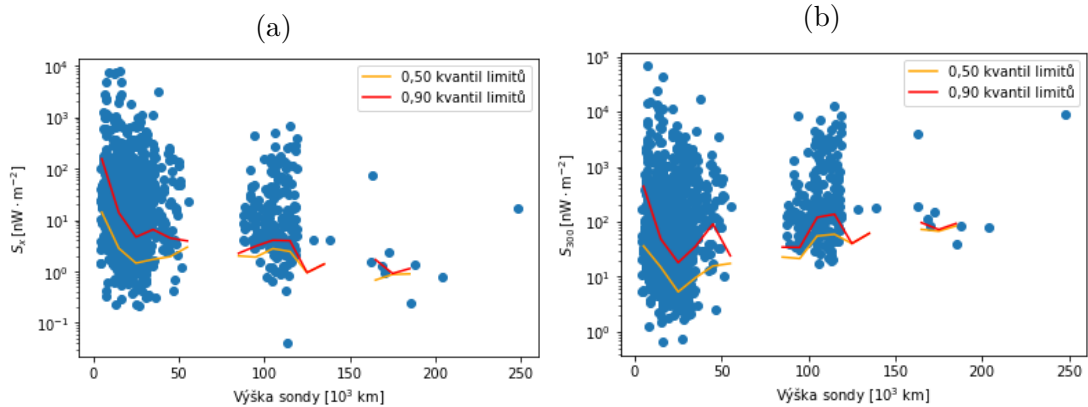


Obrázek 7.3: Rozdělení hodnot velikostí Poyntingova vektoru podle typu disperze spolu s kumulativní distribucí limitů, (a) Typ 1, (b) Typ 2, (c) Typ b

Vidíme, že typ b má výrazně nejnižší medián, což odpovídá tomu, že se často jedná o hvizdy příliš slabé, aby šlo jejich disperzi popsat. Tomu odpovídá i to, že dle kumulativní distribuce limitu jsou tyto hvizdy na hraně detekovatelnosti. Velký rozptyl získaných hodnot ale vypovídá i o tom, že ne všechny rychlé hvizdy typu b byly příliš slabé, ale zahrnují i ty, kde byla vidět jen část stopy hvizdu ve spektrogramu kvůli hornímu ořezu nebo nebyla vidět spodní část kvůli jiné emisi. Při porovnání typů 1 a 2 vidíme, že hvizdy typu 1 mají vyšší medián Poyntingova vektoru, avšak nacházejí se na hraně detekovatelnosti, tedy je možné, že pouze ty nejslabší nedokážeme zachytit, zatímco rozdělení hvizdů typu 2 má medián menší, ale zato jsou hodnoty dále od limitu detekovatelnosti, tedy je hodnota mediánu reálnější.

7.2.2 Podle výšky sondy

Dále jsme vykreslili rozdělení odhadů velikostí Poyntingova vektoru na horní hranici ionosféry podle výšky sondy nad plochou 1 bar spolu s mediánem a kvantilem 0,9 limitu detekce pro dané výšky. Grafy závislosti Poyntingova vektoru S_{300} v oblasti nad ionosférou i složky S_x bez provedených kalibrací jsou zakresleny v obrázku 7.4. Porovnáním těchto dvou obrázků vidíme, že korekce popsané

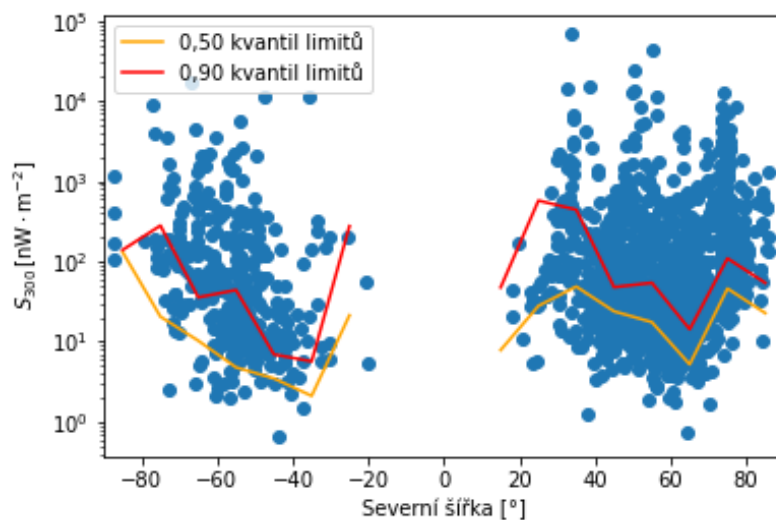


Obrázek 7.4: Vypočtené hodnoty Poyntingova vektoru na horní hranici ionosféry dle výšky sondy nad povrchem 1 bar, a) S_x bez korekcí, b) S_{300} s korekcemi

v části 4.3 zde hrají velkou roli, a tedy že odhadnuté hodnoty S_{300} i detekční limity jsou pro větší výšky sondy větší. Celé rozdělení je však stále velmi široké.

7.2.3 Podle planetografické šířky a délky

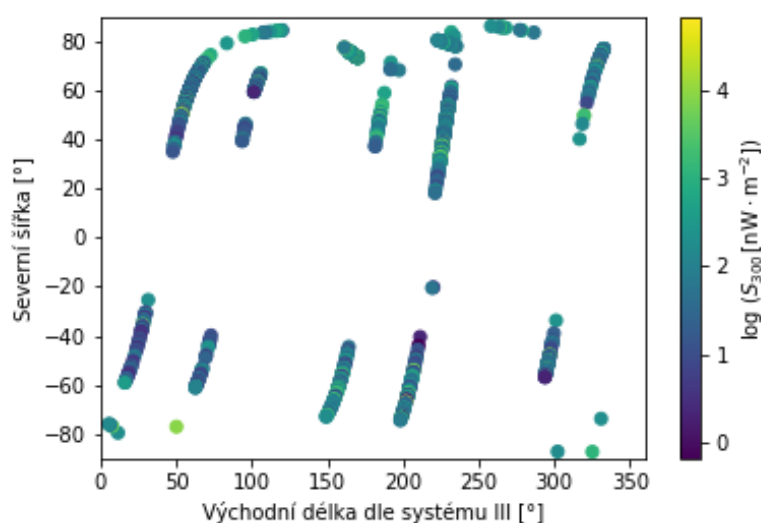
Dále jsme zakreslili rozdělení hodnot velikostí Poyntingova vektoru dle planetografické šířky, které je opět spolu s kvantily limitů 0,5 a 0,9 v obrázku 7.5. Pro porovnání polokouli jsme spočítali medián, který má pro severní polokouli



Obrázek 7.5: Závislost velikostí Poyntingova vektoru na planetografické šířce

hodnotu $67,8 \text{ nW} \cdot \text{m}^{-2}$ a pro jižní polokouli $57,1 \text{ nW} \cdot \text{m}^{-2}$. Medián pro jižní polokouli je sice o něco nižší, ale limity detekovatelnosti jsou pro ni také nižší, což může znamenat, že rozdíl mediánu je dán tím, že na severní polokouli nejsou slabší hvězdy pozorovatelné. Tento výsledek sice neukazuje energetický rozdíl blesků na severní a jižní polokouli, ale potvrzuje, že výsledek z článku Kolmašová a kol. (2018) o vyšším počtu blesků na severní polokouli není dán pouze rozdílnou citlivostí, ale je skutečným jevem.

Protože sonda skenuje jen na konkrétních planetografických délkách, nemá smysl vykreslovat podobný graf pro závislost na planetografické délce. Pro lepší určení přesné polohy nejenergetičtějších hvězd jsme vykreslili pouze mapu detekovaných hvězd dle jejich energií do obrázku 7.6



Obrázek 7.6: Mapa normalizovaných velikostí Poyntingových vektorů měřených hvězd

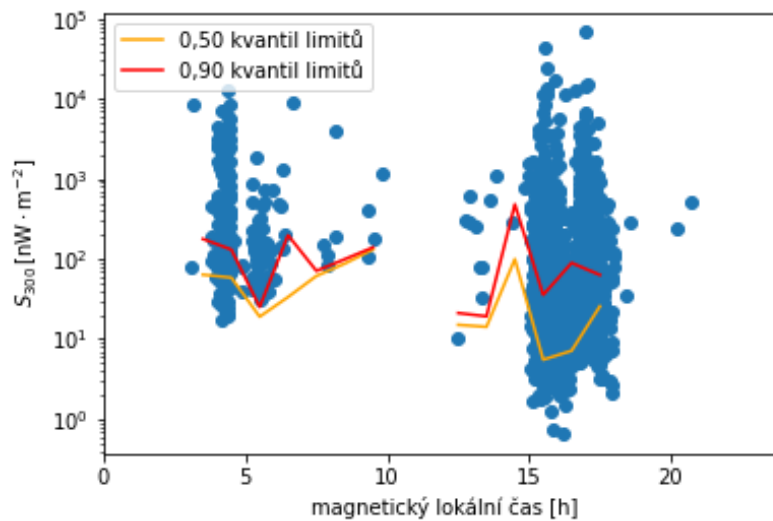
7.2.4 Podle lokálního času

Posledním parametrem, podle kterého jsme vykreslovali rozdělení Poyntingových vektorů, je lokální magnetický čas. Toto rozdělení je zakresleno v grafu na obrázku 7.7.

7.3 Porovnání energií s mikrovlnnými měřeními

Ve stejném období prvních 8 přiblížení, jako jsou naše data, měřili výkony blesků i Brown a kol. (2018), a to v mikrovlnné oblasti, konkrétně ve frekvenčním pásmu kolem 600 MHz s šířkou pásma 21 MHz. Každé toto měření trvalo 0,1 s, tedy můžeme jednoduše spočítat energie. Rozdělení naměřených energií je vykresleno na obrázku 7.8.

Medián naměřeného výkonu v tomto článku je přibližně 63 W, což s dobou měření 0,1 s odpovídá mediánu energie 6,3 J. V článku Imai a kol. (2018) je popsáno 11 současných detekcí blesků v podobě sféricky detekované MWR nebo hvězdu



Obrázek 7.7: Měřené velikosti Poyntingových vektorů na horní hranici ionosféry podle lokálního magnetického času

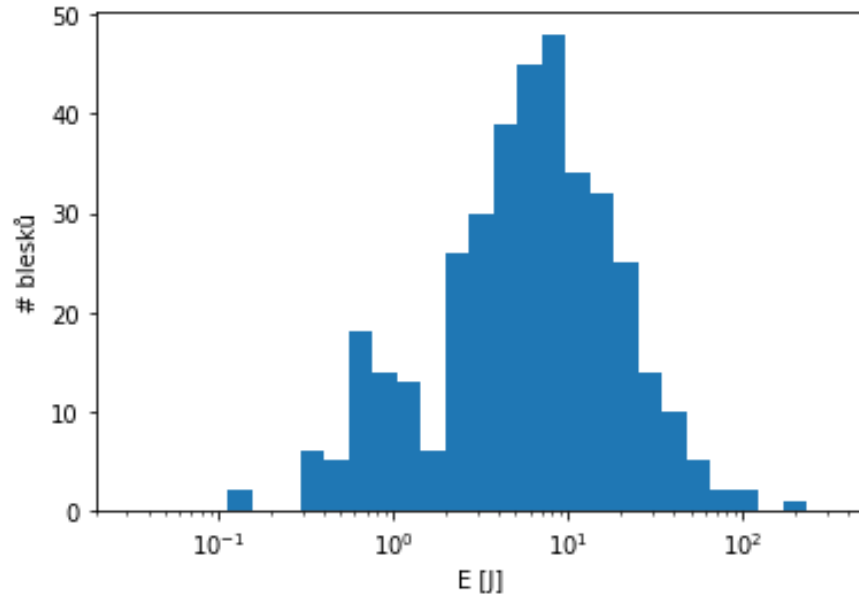
detekovaného přístrojem Waves. Z těchto záznamů pro 11 sférik jsme u jedné nemohli určit energii hvizdu, protože hvizd měl příliš slabou magnetickou složku a tedy nebyl viditelný v koherenčním spektrogramu. Ze zbývajících šesti sférik jsme ke čtyřem přiřadili jeden hvizd a ke zbývajícím šesti skupinu více hvizdů, které všechny proběhly v integrační době přístroje MWR. Pro jednotlivé současné detekce jsme spočítali percentil naměřené energie ve statistické souboru energií MWR ze všech měření publikovaných v Brown a kol. (2018) a obdobně pro energie hvizdů. Dále jsme také spočítali poměry vyzářených energií ve hvizdovém módu a v mikrovlnách. Všechna tato data jsou uvedena v tabulce 7.1.

Pro situaci, kdy jedné měřené energii v MWR odpovídalo více hvizdů, jsme počítali percentily i poměry jak pro jednotlivé hvizdy odděleně, tak pro součet jejich energií. Individuální hvizdy jsme pak použili pro porovnávání s mediánovými hodnotami celého setu, protože zde neumíme seskupit hvizdy dle příslušnosti k úsekům měření MWR. Naopak pro porovnávání konkrétních událostí používáme součty energií. Pohledem na data v této tabulce vidíme, že poměry energií v kilohertzovém a mikrovlnném spektru se výrazně liší, a to až o 4 řády. Pro události 1, 9 a 10 dostáváme podobné hodnoty kolem 600, zatímco pro událost 7 máme velmi nízký poměr 28 a pro ostatní události naopak velmi vysoké poměry s maximem přes 150 tisíc u události 2. U události 6 je navíc zajímavé, že integrujeme pouze část hvizdu, jehož zbytek se nevešel do měřeného spektrogramu, tedy skutečná vyzářená energie hvizdu i poměr energií bude ještě větší. Podobně u všech událostí kromě čísla 3 je možné, že v době, kdy měří MWR, ale neměří Waves LFR-Lo, je jiný intenzivní hvizd, který není do poměru energií započítán, tedy skutečný poměr může být vyšší.

Obecně jsou měřené energie MWR počítané pro případ, kdy anténa míří přímo na zdrojový blesk, tedy uvádíme horní odhady energií, zatímco u hvizdů zanedbáváme nižší efektivitu danou vyhledáváním hvizdů z pozadí a část měření MWR, která se nepřekrývá se spektrogramem hvizdu, jsou energie hvizdů spíše podhodnocené. Výsledné poměry energií jsou tedy ve skutečnosti spíše o něco větší.

Tabulka 7.1: Porovnání měřených energií blesků pomocí hvizdů a pomocí mikrovlnného přístroje MWR, zaokrouhloeno na 3 platné cifry

událost	hvizd	E_{MWR} [J]	E_{hvizd} [J]	percentil _{MWR}	perc. _{hvizd}	$\frac{E_{hvizd}}{E_{MWR}}$
1	-	2,77	1 850	24	76	669
2	1	0,785	21 700	9	96	27 600
2	2	0,785	47 200	9	99	60 200
2	3	0,785	13 200	9	94	16 800
2	4	0,785	9 670	9	93	12 300
2	5	0,785	3 430	9	84	4 370
2	6	0,785	25 200	9	97	32 100
2	součet	0,785	120 000	9	100	153 000
3	1	0,323	2 590	1	80	8 010
3	2	0,323	624	1	55	1 930
3	3	0,323	1 240	1	68	3 830
3	součet	0,323	4 450	1	87	13 800
4	1	4,30	5 020	35	89	1 170
4	2	4,30	3 420	35	84	795
4	součet	4,30	8 440	35	92	1 960
5	1	2,13	537	19	51	252
5	2	2,13	602	19	53	282
5	3	2,13	531	19	51	249
5	4	2,13	297	19	37	140
5	součet	2,13	1 970	19	76	923
6	-	35,57	89 200	95	99	2 510
7	-	1,82	51,1	17	6	28
9	1	5,83	3 170	46	83	543
9	2	5,83	259	46	33	44
9	3	5,83	287	46	36	49
9	součet	5,83	3 720	46	85	637
10	1	3,36	977	28	63	290
10	2	3,36	855	28	61	254
10	součet	3,36	1 830	28	75	545
11	-	0,72	132	8	21	185
medián	-	6,31	512	-	-	81



Obrázek 7.8: Rozdělení měřených energií dle Brown a kol. (2018)

Z poměru mediánů, který je menší než 21 z 24 nalezených poměrů pro jednotlivé hvězdy, můžeme odhadnout, že MWR má menší detekční citlivost než Waves LFR-Lo a tedy zde mikrovlnné sféry odpovídající slabším hvězdám zůstávají nedetekovány. Toto tvrzení podporuje i fakt, že percentil hvězdu je vyšší než percentil MWR pro 21 z 24 hvězd.

Diskuse

V této práci jsme se pokusili o odhad energie vyzařené bleskovými výboji na Jupiteru detekovanými v podobě rychlých hvizdů. Energie jsme zjišťovali integrací spektrální výkonové hustoty ve spektrogramu v oblasti hvizdu a poté přepočtem na energii výboje s velkým množstvím dalších předpokladů. Nejdůležitějším předpokladem je vedené šíření elektromagnetické vlny v plazmatu skrze hustotní struktury zvané ducty. To je velmi silný předpoklad, který v mnoha případech není ani na Zemi splněný. Pro nevedené hvizdy pak neplatí, že se veškerá energie šíří ductem o daném poloměru, ale může se šířit i do dalších oblastí prostoru. Také zcela přesně neplatí, že směr Poyntingova vektoru je rovnoběžný s magnetickými siločárami, a to ani u vedených, ani u nevedených hvizdů. Pro vedené hvizdy je však tento směr velmi blízký směru magnetického pole. Námi provedené korekce tedy nejsou přesné, jde spíše o řádový odhad. Bez elektrických a magnetických antén do všech tří prostorových směrů však nemáme k dispozici přesnější informace.

Provedli jsem poměrně rozsáhlé modelování za účelem stanovení efektivity detekce. Pro určování efektivity vyhledávání hvizdů dle konkrétních parametrů pozadí bychom ovšem potřebovali popsat celý šestidimenzionální prostor v souřadnicích P_{e0} , aE , aB , n_0 , f_{max} a D . Tyto parametry jsou velmi jasně definované, avšak některé z nich jsou silně korelované, proto by bylo dobré k popisu používat jiné parametry, které nejsou tolik korelované (například P_e či n na jiné frekvenci). Také by bylo třeba započítat všechny parametry, ne jen nejvýznamnější změny dle P_{e0} a n_0 . K plnému popisu tohoto šestidimenzionálního prostoru by však bylo třeba řádově více simulací, které jsou časově a výpočetně náročné. Když bychom pak uměli pomocí simulací určit efektivitu detekce, hodilo by se také udělat korekci na efektivitu měření amplitudy E a B . Tato korekce však není přímočará, a to kvůli jinému měřenému n'_w než je skutečné n_w . Korekci bychom pak museli provádět iterativně v krocích, abychom dosáhli souhlasu mezi předpověďmi simulací a měřením.

Tabulka 7.2: Naměřené energie bleskových výbojů jednotlivými misemi, uvedené včetně metody detekce a použitého pásma frekvencí či vlnových délek

mise/přístroj	metoda	typ detekce	pásma	odhad energie [J]
Voyager 1	1	Hvizdy	10 Hz–56 kHz	10^4 – $1,5 \cdot 10^6$
Voyager 1	2	Optické	380–580 nm	10^9 – $7 \cdot 10^9$
Voyager 2	3	Optické	420–900 nm	10^{10} – $3 \cdot 10^{11}$
Galileo	4	Optické	385–935 nm	10^8 – 10^{10}
Galileo Probe	5	Elmag. vlny	10 Hz–100 kHz	$3 \cdot 10^8$ – $3 \cdot 10^{10}$
Cassini	6	Optické	11 nm kolem H_α	$4 \cdot 10^{11}$ – $1,8 \cdot 10^{12}$
New Horizons	7	Optické	350–850 nm	$3 \cdot 10^8$ – $1,5 \cdot 10^{10}$
Juno MWR	8	Mikrovlnné	600 MHz	10^{-1} – $2 \cdot 10^2$
Juno SRU	9	Optické	450–1100 nm	10^5 – 10^8
Juno Waves	(zde)	Hvizdy	50 Hz–20 kHz	$5 \cdot 10^0$ – $5 \cdot 10^5$

Protože naměřené rozdělení Poyntingových vektorů, respektive energií, je velmi široké, je obtížné porovnávat mezi sebou jednotlivé sady měření rozdělené podle

jednotlivých parametrů. Navíc se pro jednotlivé sady liší i detekční efektivita, což interpretaci rozdílů ještě komplikuje. Co však můžeme spolehlivě určit je celkový medián energií, které jsme měřili. Získané energie jsou o několik řádů nižší, než energie naměřené před přiletem sondy Juno. Celkový přehled energie vyzářené v různých oborech elektromagnetického spektra a změřené všemi známými prolétávajícími nebo orbitujícími sondami je uveden v tabulce 7.2. Jelikož jednotlivé články používají různé metodiky, některé místo energie uvádí výkon, převedli jsme všechny uvedené hodnoty na energie metodami popsány níže (číslo v tabulce odkazuje na popis metody):

1. Odhad je proveden z hodnot publikovaných v Kurth a kol. (1985), kde jsou ze spekter sbíraných po dobu 60 ms určeny maximální amplitudy $27 \mu\text{V} \cdot \text{m}^{-1}$ respektive $39 \mu\text{V} \cdot \text{m}^{-1}$ pro dva různé hvizdy. Poté je postupem uvedeným v článku Scarf a kol. (1981) odhadnutá amplituda na vrcholu ionosféry $5,8 \text{ mV} \cdot \text{m}^{-1}$ respektive $8,3 \text{ mV} \cdot \text{m}^{-1}$. Z této amplitudy a z předpokladu přibližně jednotkového indexu lomu $n_i \approx 1$ v této oblasti se dostáváme k hodnotám Poyntingova toku $S = \frac{E^2 n_i}{c \mu_0} \approx 90 \text{ nW} \cdot \text{m}^{-2}$ respektive $180 \text{ nW} \cdot \text{m}^{-2}$. Za předpokladu izotropního zdroje v hloubce 350 km pod touto oblastí dostáváme výkon $P \approx 135 \text{ kW}$ respektive $P \approx 280 \text{ kW}$. K výpočtu energie zbývá ještě vynásobit časem, po který má amplituda tuto hodnotu. Ten Kurth a kol. (1985) neuvádí, proto provedeme dolní odhad jako dobu akumulace spektra 60 ms a horní odhad jako dobu celého průběhu hvizdu 5 sekund. Pro energie tak dostáváme dolní odhady 8 kJ respektive 17 kJ a horní odhady 677 kJ respektive 1400 kJ.
2. Data z Borucki a kol. (1982), přímo převzatá optická energie, autoři odhadují i celkovou disipovanou energii řádově 10^{12} J .
3. Data z Borucki a Magalhães (1992), v článku je vypočtená energie pouze v optickém pásmu 420–900 nm, ačkoliv kamera snímala v pásmu 380–485 nm, vypočten i odhad celkové disipované energie řádově 10^{13} – 10^{14} J .
4. Data z Little a kol. (1999), přímo převzatá optická energie, počítána pro různé barevné filtry přes povrch ve tvaru Lambertiana.
5. Data z Rinnert a kol. (1998), přímo převzaté energie.
6. Data z Dyudina a kol. (2004), autoři měřili přijatý výkon v úzkém pásmu kolem $H_\alpha = 656 \text{ nm}$ a poté přepočítali na celé optické spektrum, energie jsme určili vynásobením uváděné energie dobou expozice snímku ze stránek Planetary Data System (<https://pds.nasa.gov/>).
7. Data z Baines a kol. (2007), přímo převzaté energie.
8. Data z Brown a kol. (2018), šířka pásma 21 MHz, v článku uváděny výkony vypočtené jako záření bodového zdroje 50 km pod hladinou 1 bar ve směru antény, pro přepočet na energie vynásobené dobou měření 0,1 s.
9. Data z Becker a kol. (2020), přímo převzaté energie.

Energie naměřené v této práci jsou srovnatelné s energiemi vyzářenými z bleskových výbojů měřených na podobných frekvencích na Zemi. To je odlišné od výsledků některých předchozích misí. Měřené rozpětí energií se však překrývá s rozpětím energií odhadnutým z měření Voyageru 1. Výsledky našeho měření jsou také konzistentní s výsledky přístroje SRU na sondě Juno (Becker a kol., 2020), kde jsou měřené energie také srovnatelné s energiemi pozemských blesků.

Většina měřených bleskových výbojů měřených přístrojem Waves na sondě Juno jako rychlé hvizdy je měřena pouze tímto přístrojem bez dalších detekcí. To je způsobeno především rozdílným časováním různých přístrojů. Měření vyšších frekvencí elektromagnetického spektra (10–150 kHz) přístrojem LFR-Hi bohužel neprobíhá synchronně se zde použitými měřeními z LFR-Lo. V této frekvenční oblasti se nachází disperzní pulzy zvané Jupiter Dispersed Pulses (JDP) popsané v článku Imai a kol. (2019), které jsou taktéž považovány za projev bleskové aktivity. Mikrovlnná měření přístrojem MWR jsou omezená skenováním směrové antény v důsledku rotace sondy. Během jednoho integračního období 0,1 s se sonda otočí o úhel $1,2^\circ$, tedy šířkou antény 34° ze které pochází 90 % měřeného výkonu může přístroj zaměřit jeden konkrétní bod (bouřku) během přibližně 28 po sobě jdoucích měření po dobu 2,8 s, tedy méně než 10 % doby měření. Vzhledem k tomu, že LFR-Lo měří v burst módu pouze jednou za sekundu to znamená možnost maximálně dvou současných detekcí za jednu otáčku čistě z časů současných měření. Navíc ne všechny měřicí intervaly antény MWR jsou použité k vědeckému měření, ale mnoho z nich je použito ke kalibraci antény, tedy případný blesk by nebyl přístrojem detekován. Současných měření bylo v článku Imai a kol. (2018) nalezeno pouze 11, z nichž u jednoho nešlo měřit amplitudu hvizdu. Navíc u většiny z nich odpovídá jednomu záznamu z MWR více rychlých hvizdů kvůli dlouhé integrační době MWR. Ostatní antény MWR jsou umístěny na sondě v jiné pozici vůči solárním panelům, tedy nelze ani porovnávat současné detekce prvního a dalších kanálů MWR.

Optické měření blesků na sondě Juno pochází z přístrojů SRU (Becker a kol., 2020) a nadoblačných blesků z přístroje UVS (Giles a kol., 2020). V obou těchto článcích jsou však publikovány malé počty blesků, navíc se týkají pozdějších přiblížení sondy k planetě. Hledat společné detekce s optickými přístroji bude tedy možné až po zpracování rychlých hvizdů ze zbytku mise.

Vyhledání dalších rychlých hvizdů v dalších částech mise využitím strojového učení je tedy primární možností rozšíření této práce. Kromě toho se ve spektrogramech nacházely i další projevy elektrických výbojů, jejichž mód šíření vln v plazmatu není na první pohled zřejmý. Dalším možným rozšířením je tedy analýza těchto projevů včetně modelování šíření vln v plazmatu a z něj vycházejících implikací pro vlastnosti plazmatu, kterým vlny prochází.

Závěr

V rámci této práce jsem sepsala podrobný přehled informací o bleskových výbojích detekovaných na Jupiteru všemi sondami, které doposud Jupiter navštívily a které nějaké výboje detekovaly. V jednotlivých článcích autoři prováděli detekce v rádiovém nebo optickém oboru elektromagnetického spektra, z čehož vyplývá, že i metody odhadů energií jsou různé. Pokusili jsme se zde převést uváděné průměrné výkony na energie, abychom mohli porovnat měření s různými integračními dobami. Nejrozsáhlejší měření bleskových výbojů provádí sonda Juno, a to několika přístroji. Pro lepší kontext jsem vypracovala detailní přehled přístrojů na této sondě a jejich výsledků.

Dále jsem v této práci vyvinula metodu na odhad Poyntingova vektoru jednotlivých výbojů v oblasti horní hranice ionosféry. Tu jsem testovala na simulovaných hvízdách a odhadovala tak citlivost metody dle různých parametrů pozadí. Samotnou metodu jsem poté aplikovala na rychlé hvězdy měřené sondou Juno publikované v článku Kolmašová a kol. (2018). Celkem jsem takto odhadla Poyntingův vektor a energii 1357 rychlých hvízdů s mediánovou energií 514 J, dolním kvantilem 166 J a horním kvantilem 1790 J. V tomto odhadu není započten útlum při průchodu ionosférou, který je na Zemi asi 10 dB. Kdyby byl na Jupiteru tento útlum stejný, dostali bychom energie blesků v oblasti nízkých frekvencí srovnatelné s energiemi na Zemi.

To je výrazný rozdíl od velké většiny předchozích článků, které ukazují energie blesků o mnoho řádů vyšší než ty pozemské. Hodnoty energií srovnatelné s pozemskými jsou však na dolní hranici rozpětí energií přepočtených z prvního měření hvízdů u Jupiteru na Voyageru 1, které vedlo k objevu blesků na této planetě, a také jsou v souladu s článkem Becker a kol. (2020), který ukazuje optické energie taktéž srovnatelné s optickými energiemi blesků na Zemi. Naměřené energie jsou dle našich simulací na samé hranici detekčních možností přístroje, tedy je možné, že se na Jupiteru vyskytují i výboje s nižší energií. Při porovnání naměřených energií sférik z přístroje MWR z článku Brown a kol. (2018) dostáváme v mediánu 81krát větší energii v oblasti nízkých frekvencí oproti oblasti 600 MHz, kde měří přístroj MWR. Pro porovnání energií jednotlivých událostí současných měření, jejichž polohy porovnával Imai a kol. (2018) však dostáváme poměry energií v širokém rozpětí několika řádů mezi 28 a $1,5 \cdot 10^5$. Percentily konkrétního záznamu oproti sadě měření jsou systematicky vyšší u hvízdů než u sférik měřených MWR, což ukazuje vyšší citlivost tohoto způsobu detekce.

Ze zkoumaných závislostí na poloze, výšce sondy či magnetickém lokálním čase nedostáváme žádnou prokazatelnou souvislost. U závislosti na disperzním typu vidíme, že rychlé hvězdy, u kterých v článku Kolmašová a kol. (2018) nešla určit disperze, jsou slabší než ty zařazené do typů 1 nebo 2, což souhlasí s tím, že u příliš slabých hvízdů není možné určit disperzi. Tato práce vedla k novým výsledkům, které mohou být důležité pro další výzkum energetické bilance elektrických výbojů v atmosféře Jupiteru, pro srovnání atmosférické elektrodynamiky Jupiteru a Země, a pro další vývoj modelů atmosféry Jupiteru.

Seznam použité literatury

- ADRIANI, A., MURA, A., MORICONI, M. L., DINELLI, B. M., FABIANO, F., ALTIERI, F., SINDONI, G., BOLTON, S. J., CONNERNEY, J. E. P., ATREYA, S. K., BAGENAL, F., GÉRARD, J.-C. M. C., FILACCHIONE, G., TOSI, F., MIGLIORINI, A., GRASSI, D., PICCIONI, G., NOSCHESI, R., CICCETTI, A., GLADSTONE, G. R., HANSEN, C., KURTH, W. S., LEVIN, S. M., MAUK, B. H., MCCOMAS, D. J., OLIVIERI, A., TURRINI, D., STEFANI, S. a AMOROSO, M. (2017a). Preliminary JIRAM results from Juno polar observations: 2. Analysis of the Jupiter southern H_3^+ emissions and comparison with the north aurora. *Geophysical Research Letters*, **44** (10), 4633–4640. doi: <https://doi.org/10.1002/2017GL072905>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2017GL072905>.
- ADRIANI, A., BRACCO, A., GRASSI, D., MORICONI, M. L., MURA, A., ORTON, G., ALTIERI, F., INGERSOLL, A., ATREYA, S. K., LUNINE, J. I., MIGLIORINI, A., NOSCHESI, R., CICCETTI, A., SORDINI, R., TOSI, F., SINDONI, G., PLAINAKI, C., DINELLI, B. M., TURRINI, D., FILACCHIONE, G., PICCIONI, G. a BOLTON, S. J. (2020). Two-year observations of the Jupiter polar regions by JIRAM on board Juno. *Journal of Geophysical Research: Planets*, **125**(6), e2019JE006098. doi: <https://doi.org/10.1029/2019JE006098>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2019JE006098>. e2019JE006098 2019JE006098.
- ADRIANI, A., FILACCHIONE, G., DI IORIO, T., TURRINI, D., NOSCHESI, R., CICCETTI, A., GRASSI, D., MURA, A., SINDONI, G., ZAMBELLI, M., PICCIONI, G., CAPRIA, M. T., TOSI, F., OROSEI, R., DINELLI, B. M., MORICONI, M. L., RONCON, E., LUNINE, J. I., BECKER, H. N., BINI, A., BARBIS, A., CALAMAI, L., PASQUI, C., NENCIONI, S., ROSSI, M., LASTRI, M., FORMARO, R. a OLIVIERI, A. (2017b). JIRAM, the Jovian Infrared Auroral Mapper. *Space Science Reviews*, **2013**, 393–446. ISSN 1572-9672. doi: <https://doi.org/10.1007/s11214-014-0094-y>. URL <https://link.springer.com/article/10.1007/s11214-014-0094-y>.
- ALLEGRI, F., BAGENAL, F., BOLTON, S., CONNERNEY, J., CLARK, G., EBERT, R. W., KIM, T. K., KURTH, W. S., LEVIN, S., LOUARN, P., MAUK, B., MCCOMAS, D. J., POLLOCK, C., RANQUIST, D., RENO, M., SZALAY, J. R., THOMSEN, M. F., VALEK, P., WEIDNER, S., WILSON, R. J. a ZINK, J. L. (2017). Electron beams and loss cones in the auroral regions of Jupiter. *Geophysical Research Letters*, **44**(14), 7131–7139. doi: <https://doi.org/10.1002/2017GL073180>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2017GL073180>.
- ASMAR, S. W., BOLTON, S. J., BUCCINO, D. R., CORNISH, T. P., FOLKNER, W. M., FORMARO, R., IESS, L., JONGELING, A. P., LEWIS, D. K., MITTSKUS, A. P., MUKAI, R. a SIMONE, L. (2017). The Juno Gravity Science instrument. *Space Science Reviews*, **213**, 205–218. ISSN 1572-9672. doi: <https://doi.org/10.1007/s11214-017-0428-7>. URL <https://link.springer.com/article/10.1007/s11214-017-0428-7>.

- BAINES, K. H., SIMON-MILLER, A. A., ORTON, G. S., WEAVER, H. A., LUNSFORD, A., MOMARY, T. W., SPENCER, J., CHENG, A. F., REUTER, D. C., JENNINGS, D. E., GLADSTONE, G. R., MOORE, J., STERN, S. A., YOUNG, L. A., THROOP, H., YANAMANDRA-FISHER, P., FISHER, B. M., HORA, J. a RESSLER, M. E. (2007). Polar lightning and decadal-scale cloud variability on Jupiter. *Science*, **318**(5848), 226–229. doi: 10.1126/science.1147912. URL <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.1147912>.
- BECKER, H. N., ALEXANDER, J. W., ADRIANI, A., MURA, A., CICCETTI, A., NOSCHESSE, R., JØRGENSEN, J. L., DENVER, T., SUSHKOVA, J., JØRGENSEN, A., BENN, M., CONNERNEY, J. E. P., BOLTON, S. J., ALLISON, J., WATTS, S., ADUMITROAIE, V., MANOR-CHAPMAN, E. A., DAUBAR, I. J., LEE, C., KANG, S., MCALPINE, W. J., DI IORIO, T., PASQUI, C., BARBIS, A., LAWTON, P., SPALSBURY, L., LOFTIN, S., SUN, J. a TEAM, T. S. G. J. S. (2017). The Juno Radiation Monitoring (RM) investigation. *Space Science Reviews*, **213**, 507–545. doi: <https://doi.org/10.1007/s11214-017-0345-9>.
- BECKER, H. N., ALEXANDER, J. W., ATREYA, S. K., BOLTON, S. J., BRENNAN, M. J., BROWN, S. T., GUILLAUME, A., GUILLOT, T., INGERSOLL, A. P., LEVIN, S. M., LUNINE, J. I., AGLYAMOV, Y. S. a STEFFES, P. G. (2020). Small lightning flashes from shallow electrical storms on Jupiter. *Nature*, **584**, 55–58. ISSN 1476-4687. doi: <https://doi.org/10.1038/s41586-020-2532-1>. URL <https://www.nature.com/articles/s41586-020-2532-1>.
- BOLTON, S. J., LUNINE, J., STEVENSON, D., CONNERNEY, J. E. P., LEVIN, S., OWEN, T. C., BAGENAL, F., GAUTIER, D., INGERSOLL, A. P., ORTON, G. S., GUILLOT, T., HUBBARD, W., BLOXHAM, J., CORADINI, A., STEPHENS, S. K., MOKASHI, P. a THORNE, R. THORPE, R. (2007). The Juno mission. *Space Science Reviews*, **213**, 5–37. doi: 10.1007/s11214-017-0429-6. URL <https://doi.org/10.1007/s11214-017-0429-6>.
- BOLTON, S. J., LEVIN, S. M., GUILLOT, T., LI, C., KASPI, Y., ORTON, G., WONG, M. H., OYAFUSO, F., ALLISON, M., ARBALLO, J., ATREYA, S., BECKER, H. N., BLOXHAM, J., BROWN, S. T., FLETCHER, L. N., GALANTI, E., GULKIS, S., JANSSEN, M., INGERSOLL, A., LUNINE, J. L., MISRA, S., STEFFES, P., STEVENSON, D., WAITE, J. H., YADAV, R. K. a ZHANG, Z. (2021). Microwave observations reveal the deep extent and structure of Jupiter’s atmospheric vortices. *Science*, **374**(6570), 968–972. doi: 10.1126/science.abf1015. URL <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.abf1015>.
- BORUCKI, W. J. a WILLIAMS, M. A. (1986). Lightning in the Jovian water cloud. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **91**(D9), 9893–9903. doi: <https://doi.org/10.1029/JD091iD09p09893>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/JD091iD09p09893>.
- BORUCKI, W. J. a MAGALHÃES, J. A. (1992). Analysis of Voyager 2 images of Jovian lightning. *Icarus*, **96**(1), 1–14. ISSN 0019-1035. doi: [https://doi.org/10.1016/0019-1035\(92\)90001-1](https://doi.org/10.1016/0019-1035(92)90001-1).

doi.org/10.1016/0019-1035(92)90002-O. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0019103592900020>.

- BORUCKI, W., BAR-NUN, A., SCARF, F., COOK, A. a HUNT, G. (1982). Lightning activity on Jupiter. *Icarus*, **52**(3), 492–502. ISSN 0019-1035. doi: [https://doi.org/10.1016/0019-1035\(82\)90009-4](https://doi.org/10.1016/0019-1035(82)90009-4). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0019103582900094>.
- BROWN, S., JANSSEN, M., ADUMITROAIE, V., ATREYA, S., BOLTON, S., GULKIS, S., INGERSOLL, A., LEVIN, S., LI, C., LI, L., LUNINE, J., MISRA, S., ORTON, G., STEFFES, P., TABATABA-VAKILI, F., KOLMAŠOVÁ, I., IMAI, M., SANTOLÍK, O., KURTH, W., HOSPODARSKY, G., GURNETT, D. a CONNERNEY, J. (2018). Prevalent lightning sferics at 600 megahertz near Jupiter’s poles. *Nature*, **558**, 87–90. ISSN 1476-4687. doi: <https://doi.org/10.1038/s41586-018-0156-5>. URL <https://www.nature.com/articles/s41586-018-0156-5>.
- BUCCINO, D. R., HELLED, R., PARISI, M., HUBBARD, W. B. a FOLKNER, W. M. (2020). Updated equipotential shapes of Jupiter and Saturn using Juno and Cassini grand finale gravity science measurements. *Journal of Geophysical Research: Planets*, **125**(8), e2019JE006354. doi: <https://doi.org/10.1029/2019JE006354>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2019JE006354>. e2019JE006354 2019JE006354.
- CONNERNEY, J. E. P., BENN, M., BJARNO, J. B., DENVER, T., ESPLEY, J., JOERGENSEN, J. L., JOERGENSEN, P. S., LAWTON, P., MALINNIKOVA, A., MERAYO, J. M., MURPHY, S., ODOM, J., OLIVERSEN, R., SCHNURR, R., SHEPPARD, D. a SMITH, E. J. (2017). The Juno magnetic field investigation. *Space Science Reviews*, **213**, 39–138. ISSN 1572-9672. doi: <https://doi.org/10.1007/s11214-017-0334-z>. URL <https://link.springer.com/article/10.1007/s11214-017-0334-z>.
- CONNERNEY, J. E. P., KOTSIAROS, S., OLIVERSEN, R. J., ESPLEY, J. R., JOERGENSEN, J. L., JOERGENSEN, P. S., MERAYO, J. M. G., HERCEG, M., BLOXHAM, J., MOORE, K. M., BOLTON, S. J. a LEVIN, S. M. (2018). A new model of Jupiter’s magnetic field from Juno’s first nine orbits. *Geophysical Research Letters*, **45**(6), 2590–2596. doi: <https://doi.org/10.1002/2018GL077312>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2018GL077312>.
- CONNERNEY, J. E. P., TIMMINS, S., OLIVERSEN, R. J., ESPLEY, J. R., JOERGENSEN, J. L., KOTSIAROS, S., JOERGENSEN, P. S., MERAYO, J. M. G., HERCEG, M., BLOXHAM, J., MOORE, K. M., MURA, A., MORIRANO, A., BOLTON, S. J. a LEVIN, S. M. (2022). A new model of Jupiter’s magnetic field at the completion of Juno’s prime mission. *Journal of Geophysical Research: Planets*, **127**(2), e2021JE007055. doi: <https://doi.org/10.1029/2021JE007055>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2021JE007055>. e2021JE007055 2021JE007055.
- DINELLI, B. M., FABIANO, F., ADRIANI, A., ALTIERI, F., MORICONI, M. L., MURA, A., SINDONI, G., FILACCHIONE, G., TOSI, F., MIGLIORINI, A.,

- GRASSI, D., PICCIONI, G., NOSCHESI, R., CICHETTI, A., BOLTON, S. J., CONNERNEY, J. E. P., ATREYA, S. K., BAGENAL, F., GLADSTONE, G. R., HANSEN, C. J., KURTH, W. S., LEVIN, S. M., MAUK, B. H., MCCOMAS, D. J., GÈRARD, J.-C., TURRINI, D., STEFANI, S., AMOROSO, M. a OLIVIERI, A. (2017). Preliminary JIRAM results from Juno polar observations: 1. Methodology and analysis applied to the Jovian northern polar region. *Geophysical Research Letters*, **44**(10), 4625–4632. doi: <https://doi.org/10.1002/2017GL072929>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2017GL072929>.
- DURANTE, D., GUILLOT, T., IESS, L., STEVENSON, D. J., MANKOVICH, C. R., MARKHAM, S., GALANTI, E., KASPI, Y., ZANNONI, M., GOMEZ CASAJUS, L., LARI, G., PARISI, M., BUCCINO, D. R., PARK, R. S. a BOLTON, S. J. (2022). Juno spacecraft gravity measurements provide evidence for normal modes of Jupiter. *Nature Communications*, **13**, 4632. ISSN 2041-1723. doi: <https://doi.org/10.1038/s41467-022-32299-9>. URL <https://www.nature.com/articles/s41467-022-32299-9>.
- DYUDINA, U. A., GENIO, A. D. D., INGERSOLL, A. P., PORCO, C. C., WEST, R. A., VASAVADA, A. R. a BARBARA, J. M. (2004). Lightning on Jupiter observed in the H α line by the Cassini imaging science subsystem. *Icarus*, **172**(1), 24–36. ISSN 0019-1035. doi: <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2004.07.014>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103504002428>. Special Issue: Cassini-Huygens at Jupiter.
- EBERT, R. W., GREATHOUSE, T. K., CLARK, G., ALLEGRINI, F., BAGENAL, F., BOLTON, S. J., CONNERNEY, J. E. P., GLADSTONE, G. R., IMAI, M., HUE, V., KURTH, W. S., LEVIN, S., LOUARN, P., MAUK, B. H., MCCOMAS, D. J., PARANICAS, C., SZALAY, J. R., THOMSEN, M. F., VALEK, P. W. a WILSON, R. J. (2019). Comparing electron energetics and UV brightness in Jupiter’s northern polar region during Juno perijove 5. *Geophysical Research Letters*, **46**(1), 19–27. doi: <https://doi.org/10.1029/2018GL081129>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2018GL081129>.
- FLETCHER, L. N., ORTON, G. S., GREATHOUSE, T. K., ROGERS, J. H., ZHANG, Z., OYAFUSO, F. A., EICHSTÄDT, G., MELIN, H., LI, C., LEVIN, S. M., BOLTON, S., JANSSEN, M., METTIG, H.-J., GRASSI, D., MURA, A. a ADRIANI, A. (2020). Jupiter’s equatorial plumes and Hot Spots: Spectral mapping from Gemini/TEXES and Juno/MWR. *Journal of Geophysical Research: Planets*, **125**(8), e2020JE006399. doi: <https://doi.org/10.1029/2020JE006399>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2020JE006399>. e2020JE006399 10.1029/2020JE006399.
- FLETCHER, L. N., OYAFUSO, F. A., ALLISON, M., INGERSOLL, A., LI, L., KASPI, Y., GALANTI, E., WONG, M. H., ORTON, G. S., DUER, K., ZHANG, Z., LI, C., GUILLOT, T., LEVIN, S. M. a BOLTON, S. (2021). Jupiter’s temperate belt/zone contrasts revealed at depth by Juno microwave observations. *Journal of Geophysical Research: Planets*, **126**(10), e2021JE006858. doi: <https://doi.org/10.1029/2021JE006858>.

[//doi.org/10.1029/2021JE006858](https://doi.org/10.1029/2021JE006858). URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2021JE006858>. e2021JE006858 2021JE006858.

- FOLKNER, W. M., IESS, L., ANDERSON, J. D., ASMAR, S. W., BUCCINO, D. R., DURANTE, D., FELDMAN, M., GOMEZ CASAJUS, L., GREGNANIN, M., MILANI, A., PARISI, M., PARK, R. S., SERRA, D., TOMMEI, G., TORTORA, P., ZANNONI, M., BOLTON, S. J., CONNERNEY, J. E. P. a LEVIN, S. M. (2017). Jupiter gravity field estimated from the first two Juno orbits. *Geophysical Research Letters*, **44**(10), 4694–4700. doi: <https://doi.org/10.1002/2017GL073140>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2017GL073140>.
- GIERASCH, P. J., INGERSOLL, A. P., BANFIELD, D., EWALD, S. P., HELFENSTEIN, P., SIMON-MILLER, A., VASAVADA, A., BRENNEMAN, H. H., SENSKE, D. A. a TEAM, G. I. (2000). Observation of moist convection in Jupiter's atmosphere. *Nature*, **403**, 628–630. ISSN 1476-4687. doi: <https://doi.org/10.1038/35001017>. URL <https://www.nature.com/articles/35001017>.
- GILES, R. S., GREATHOUSE, T. K., BONFOND, B., GLADSTONE, G. R., KAMMER, J. A., HUE, V., GRODENT, D. C., GÉRARD, J.-C., VERSTEEG, M. H., WONG, M. H., BOLTON, S. J., CONNERNEY, J. E. P. a LEVIN, S. M. (2020). Possible transient luminous events observed in Jupiter's upper atmosphere. *Journal of Geophysical Research: Planets*, **125**(11), e2020JE006659. doi: <https://doi.org/10.1029/2020JE006659>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2020JE006659>. e2020JE006659 2020JE006659.
- GILES, R. S., GREATHOUSE, T. K., HUE, V., GLADSTONE, G. R., MELIN, H., FLETCHER, L. N., IRWIN, P. G. J., KAMMER, J. A., VERSTEEG, M. H., BONFOND, B., GRODENT, D. C., BOLTON, S. J. a LEVIN, S. M. (2021a). Meridional variations of C₂H₂ in Jupiter's stratosphere from Juno UVS observations. *Journal of Geophysical Research: Planets*, **126**(8), e2021JE006928. doi: <https://doi.org/10.1029/2021JE006928>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2021JE006928>. e2021JE006928 2021JE006928.
- GILES, R. S., GREATHOUSE, T. K., KAMMER, J. A., GLADSTONE, G. R., BONFOND, B., HUE, V., GRODENT, D. C., GÉRARD, J.-C., VERSTEEG, M. H., BOLTON, S. J., CONNERNEY, J. E. P. a LEVIN, S. M. (2021b). Detection of a bolide in Jupiter's atmosphere with Juno UVS. *Geophysical Research Letters*, **48**(5), e2020GL091797. doi: <https://doi.org/10.1029/2020GL091797>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2020GL091797>. e2020GL091797 2020GL091797.
- GILES, R. S., HUE, V., GREATHOUSE, T. K., GLADSTONE, G. R., KAMMER, J. A., VERSTEEG, M. H., BONFOND, B., GRODENT, D. C., GÉRARD, J.-C., SINCLAIR, J. A., BOLTON, S. J. a LEVIN, S. M. (2023). Enhanced C₂H₂ absorption within Jupiter's southern auroral oval from Juno UVS observations. *Journal of Geophysical Research: Planets*, **128**(2), e2022JE007610. doi: <https://doi.org/10.1029/2022JE007610>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2022JE007610>. e2022JE007610 2022JE007610.

- GLADSTONE, G. R., VERSTEEG, M. H., GREATHOUSE, T. K., HUE, V., DAVIS, M. W., GÉRARD, J.-C., GRODENT, D. C., BONFOND, B., NICHOLS, J. D., WILSON, R. J., HOSPODARSKY, G. B., BOLTON, S. J., LEVIN, S. M., CONNERNEY, J. E. P., ADRIANI, A., KURTH, W. S., MAUK, B. H., VALEK, P., MCCOMAS, D. J., ORTON, G. S. a BAGENAL, F. (2017a). Juno-UVS approach observations of Jupiter’s auroras. *Geophysical Research Letters*, **44** (15), 7668–7675. doi: <https://doi.org/10.1002/2017GL073377>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2017GL073377>.
- GLADSTONE, G. R., PERSYN, S. C., ETERNO, J. S., WALTHER, B. C., SLATER, D. C., DAVIS, M. W., VERSTEEG, M. H., PERSSON, K. B., YOUNG, M. K., DIRKS, G. J., SAWKA, A. O., TUMLINSON, J., SYKES, H., BE-SHEARS, J., RHOAD, C. L., CRAVENS, J. P., WINTERS, G. S., KLAR, R. A., LOCKHART, W., PIEPGRASS, B. M., GREATHOUSE, T. K., TRAN-THAM, B. J., WILCOX, P. M., JACKSON, M. W., SIEGMUND, O. H. W., VALLERGA, J. V., RAFFANTI, R., MARTIN, A., GÉRARD, J.-C., GRODENT, D. C., BONFOND, B., MARQUET, B. a DENIS, F. (2017b). The Ultraviolet Spectrograph on NASA’s Juno mission. *Space Science Reviews*, **213**, 447–473. doi: <https://doi.org/10.1007/s11214-014-0040-z>.
- GRAF, K. L., LEHTINEN, N. G., SPASOJEVIC, M., COHEN, M. B., MARSHALL, R. A. a INAN, U. S. (2013). Analysis of experimentally validated trans-ionospheric attenuation estimates of VLF signals. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **118**(5), 2708–2720. doi: <https://doi.org/10.1002/jgra.50228>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/jgra.50228>.
- GRASSI, D., ADRIANI, A., MURA, A., DINELLI, B. M., SINDONI, G., TURRINI, D., FILACCHIONE, G., MIGLIORINI, A., MORICONI, M. L., TOSI, F., NOSCHESI, R., CICCETTI, A., ALTIERI, F., FABIANO, F., PICCIONI, G., STEFANI, S., ATREYA, S., LUNINE, J., ORTON, G., INGERSOLL, A., BOLTON, S., LEVIN, S., CONNERNEY, J., OLIVIERI, A. a AMOROSO, M. (2017). Preliminary results on the composition of Jupiter’s troposphere in hot spot regions from the JIRAM/Juno instrument. *Geophysical Research Letters*, **44**(10), 4615–4624. doi: <https://doi.org/10.1002/2017GL072841>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2017GL072841>.
- GRASSI, D., ADRIANI, A., MORICONI, M. L., MURA, A., TABATABA-VAKILI, F., INGERSOLL, A., ORTON, G., HANSEN, C., ALTIERI, F., FILACCHIONE, G., SINDONI, G., DINELLI, B. M., FABIANO, F., BOLTON, S. J., LEVIN, S., ATREYA, S. K., LUNINE, J. I., MOMARY, T., TOSI, F., MIGLIORINI, A., PICCIONI, G., NOSCHESI, R., CICCETTI, A., PLAINAKI, C., OLIVIERI, A., TURRINI, D., STEFANI, S., SORDINI, R. a AMOROSO, M. (2018). First estimate of wind fields in the Jupiter polar regions from JIRAM-Juno images. *Journal of Geophysical Research: Planets*, **123**(6), 1511–1524. doi: <https://doi.org/10.1029/2018JE005555>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2018JE005555>.
- GREATHOUSE, T., GLADSTONE, R., VERSTEEG, M., HUE, V., KAMMER, J., GILES, R., DAVIS, M., BOLTON, S., LEVIN, S., CONNERNEY, J., GÉRARD,

- J.-C., GRODENT, D., BONFOND, B., BUNCE, E. a VOGT, M. F. (2021). Local time dependence of Jupiter’s polar auroral emissions observed by Juno UVS. *Journal of Geophysical Research: Planets*, **126**(12), e2021JE006954. doi: <https://doi.org/10.1029/2021JE006954>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2021JE006954>. e2021JE006954 2021JE006954.
- GUILLOT, T., LI, C., BOLTON, S. J., BROWN, S. T., INGERSOLL, A. P., JANSSEN, M. A., LEVIN, S. M., LUNINE, J. I., ORTON, G. S., STEFFES, P. G. a STEVENSON, D. J. (2020a). Storms and the depletion of ammonia in Jupiter: II. Explaining the Juno observations. *Journal of Geophysical Research: Planets*, **125**(8), e2020JE006404. doi: <https://doi.org/10.1029/2020JE006404>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2020JE006404>. e2020JE006404 10.1029/2020JE006404.
- GUILLOT, T., STEVENSON, D. J., ATREYA, S. K., BOLTON, S. J. a BECKER, H. N. (2020b). Storms and the depletion of ammonia in Jupiter: I. Microphysics of “mushballs”. *Journal of Geophysical Research: Planets*, **125**(8), e2020JE006403. doi: <https://doi.org/10.1029/2020JE006403>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2020JE006403>. e2020JE006403 10.1029/2020JE006403.
- GURNETT, D. A., SHAW, R. R., ANDERSON, R. R., KURTH, W. S. a SCARF, F. L. (1979). Whistlers observed by Voyager 1: detection of lightning on Jupiter. *Geophysical Research Letters*, **6**(6), 511–514. doi: <https://doi.org/10.1029/GL006i006p00511>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/GL006i006p00511>.
- GURNETT, D. A., KURTH, W. S., CAIRNS, I. H. a GRANROTH, L. J. (1990). Whistlers in Neptune’s magnetosphere: Evidence of atmospheric lightning. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **95**(A12), 20967–20976. doi: <https://doi.org/10.1029/JA095iA12p20967>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/JA095iA12p20967>.
- GÉRARD, J.-C., BONFOND, B., MAUK, B. H., GLADSTONE, G. R., YAO, Z. H., GREATHOUSE, T. K., HUE, V., GRODENT, D., GKOUVELIS, L., KAMMER, J. A., VERSTEEG, M., CLARK, G., RADIOTI, A., CONNERNEY, J. E. P., BOLTON, S. J. a LEVIN, S. M. (2019). Contemporaneous observations of Jovian energetic auroral electrons and ultraviolet emissions by the Juno spacecraft. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **124**(11), 8298–8317. doi: <https://doi.org/10.1029/2019JA026862>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2019JA026862>.
- GÉRARD, J.-C., GKOUVELIS, L., BONFOND, B., GRODENT, D., GLADSTONE, G. R., HUE, V., GREATHOUSE, T. K., VERSTEEG, M., KAMMER, J. A. a BLANC, M. (2020). Spatial distribution of the pedersen conductance in the Jovian aurora from Juno-UVS spectral images. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **125**(8), e2020JA028142. doi: <https://doi.org/10.1029/2020JA028142>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2020JA028142>. e2020JA028142 2020JA028142.

- GÉRARD, J.-C., GKOUVELIS, L., BONFOND, B., GRODENT, D., GLADSTONE, G. R., HUE, V., GREATHOUSE, T. K., KAMMER, J. A., VERSTEEG, M. a GILES, R. S. (2021). Variability and hemispheric symmetry of the Pedersen conductance in the Jovian aurora. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **126**(4), e2020JA028949. doi: <https://doi.org/10.1029/2020JA028949>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2020JA028949>. e2020JA028949 2020JA028949.
- HANSEN, C. J., CAPLINGER, M. A., INGERSOLL, A., RAVINE, M. A., JENSEN, E., BOLTON, S. a ORTON, G. (2017). Junocam: Juno's outreach camera. *Space Science Reviews*, **213**, 475–506. ISSN 1572-9672. doi: <https://doi.org/10.1007/s11214-014-0079-x>. URL <https://link.springer.com/article/10.1007/s11214-014-0079-x>.
- HOLZWORTH, R. H., MCCARTHY, M. P., BRUNDELL, J. B., JACOBSON, A. R. a RODGER, C. J. (2019). Global distribution of superbolts. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **124**(17-18), 9996–10005. doi: <https://doi.org/10.1029/2019JD030975>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2019JD030975>.
- IMAI, M., SANTOLÍK, O., BROWN, S. T., KOLMAŠOVÁ, I., KURTH, W. S., JANSSEN, M. A., HOSPODARSKY, G. B., GURNETT, D. A., BOLTON, S. J. a LEVIN, S. M. (2018). Jupiter lightning-induced whistler and sferic events with Waves and MWR during Juno perijoves. *Geophysical Research Letters*, **45**(15), 7268–7276. doi: <https://doi.org/10.1029/2018GL078864>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2018GL078864>.
- IMAI, M., KOLMAŠOVÁ, I., KURTH, W. S., SANTOLÍK, O., HOSPODARSKY, G. B., GURNETT, D. A., BROWN, S. T., BOLTON, S. J., CONNERNEY, J. E. P. a LEVIN, S. M. (2019). Evidence for low density holes in Jupiter's ionosphere. *Nature Communications*, **10**, 2751. ISSN 2041-1723. doi: <https://doi.org/10.1038/s41467-019-10708-w>. URL <https://www.nature.com/articles/s41467-019-10708-w>.
- IMAI, M., WONG, M. H., KOLMAŠOVÁ, I., BROWN, S. T., SANTOLÍK, O., KURTH, W. S., HOSPODARSKY, G. B., BOLTON, S. J. a LEVIN, S. M. (2020). High-spatiotemporal resolution observations of Jupiter lightning-induced radio pulses associated with sferics and thunderstorms. *Geophysical Research Letters*, **47**(15), e2020GL088397. doi: <https://doi.org/10.1029/2020GL088397>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2020GL088397>. e2020GL088397 10.1029/2020GL088397.
- INGERSOLL, A. P., EWALD, S. P., TOSI, F., ADRIANI, A., MURA, A., GRASSI, D., PLAINAKI, C., SINDONI, G., LI, C., SIEGELMAN, L., KLEIN, P. a YOUNG, W. R. (2022). Vorticity and divergence at scales down to 200 km within and around the polar cyclones of Jupiter. *Nature Astronomy*, **6**, 1280–1286. doi: <https://doi.org/10.1038/s41550-022-01774-0>.
- JANSSEN, M. A., OSWALD, J. E., BROWN, S. T., GULKIS, S., LEVIN, S. M., BOLTON, S. J., ALLISON, M. D., ATREYA, S. K., GAUTIER, D., INGERSOLL, A. P., LUNINE, J. I., ORTON, G. S., OWEN, T. C., STEFFES,

- P. G., ADUMITROAIE, V., BELLOTTI, A., JEWELL, L. A., LI, C., LI, L., MISRA, S., OYAFUSO, F. A., SANTOS-COSTA, D., SARKISSIAN, E., WILLIAMSON, R., ARBALLO, J. K., KITTYAKARA, A., ULLOA-SEVERINO, A., CHEN, J. C., MAIWALD, F. W., SAHAKIAN, A. S., PINGREE, P. J., LEE, K. A., MAZER, A. S., REDICK, R., HODGES, R. E., HUGHES, R. C., BEDROSIAN, G., DAWSON, D. E., HATCH, W. A., RUSSELL, D. S., CHAMBERLAIN, N. F., ZAWADSKI, M. S., KHAYATIAN, B., FRANKLIN, B. R., CONLEY, H. A., KEMPENAAR, J. G., LOO, M. S., SUNADA, E. T., VORPERION, V. a WANG, C. C. (2017). MWR: Microwave Radiometer for the Juno mission to Jupiter. *Space Science Reviews*, **213**, 139–185. ISSN 1572-9672. doi: 10.1007/s11214-017-0349-5. URL <https://link.springer.com/article/10.1007/s11214-017-0349-5>.
- KAISER, M. L., CONNERNEY, J. E. P. a DESCH, M. D. (1983). Atmospheric storm explanation of saturnian electrostatic discharges. *Nature*, **303**(5912), 50–53. doi: 10.1038/303050a0. URL <https://doi.org/10.1038/303050a0>.
- KASPI, Y., GALANTI, E., SHOWMAN, A. P., STEVENSON, D. J., GUILLOT, T., IESS, L. a BOLTON, S. J. (2020). Comparison of the deep atmospheric dynamics of Jupiter and Saturn in light of the Juno and Cassini gravity measurements. *Space Science Reviews*, **216**, 84. ISSN 1572-9672. doi: <https://doi.org/10.1007/s11214-020-00705-7>. URL <https://link.springer.com/article/10.1007/s11214-020-00705-7>.
- KOLMAŠOVÁ, I., IMAI, M., SANTOLÍK, O., KURTH, W. S., HOSPODARSKY, G. B., GURNETT, D. A., CONNERNEY, J. E. P. a BOLTON, S. J. (2018). Discovery of rapid whistlers close to Jupiter implying lightning rates similar to those on Earth. *Nature Astronomy*, **2**, 544–548. ISSN 2397-3366. doi: <https://doi.org/10.1038/s41550-018-0442-z>. URL <https://www.nature.com/articles/s41550-018-0442-z>.
- KOLMAŠOVÁ, I., SANTOLÍK, O., IMAI, M., KURTH, W. S., HOSPODARSKY, G. B., CONNERNEY, J. E. P., BOLTON, S. J. a LÁN, R. (2023). Lightning at Jupiter pulsates with a similar rhythm as in-cloud lightning at Earth. *Nature Communications*, **14**, 2707. ISSN 2041-1723. doi: <https://doi.org/10.1038/s41467-023-38351-6>. URL <https://www.nature.com/articles/s41467-023-38351-6>.
- KURTH, W. S., HOSPODARSKY, G. B., KIRCHNER, D. L., MOKRZYCKI, B. T., AVERKAMP, T. F., ROBISON, W. T., PIKER, C. W., SAMPL, M. a ZARKA, P. (2017a). The Juno Waves investigation. *Space Science Reviews*, **213**, 347–392. ISSN 1572-9672. doi: <https://doi.org/10.1007/s11214-017-0396-y>. URL <https://link.springer.com/article/10.1007/s11214-017-0396-y>.
- KURTH, W. S., IMAI, M., HOSPODARSKY, G. B., GURNETT, D. A., LOUARN, P., VALEK, P., ALLEGRI, F., CONNERNEY, J. E. P., MAUK, B. H., BOLTON, S. J., LEVIN, S. M., ADRIANI, A., BAGENAL, F., GLADSTONE, G. R., MCCOMAS, D. J. a ZARKA, P. (2017b). A new view of Jupiter’s auroral radio spectrum. *Geophysical Research Letters*, **44**(14), 7114–

7121. doi: <https://doi.org/10.1002/2017GL072889>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2017GL072889>.
- KURTH, W. S., MAUK, B. H., ELLIOTT, S. S., GURNETT, D. A., HOSPODARSKY, G. B., SANTOLIK, O., CONNERNEY, J. E. P., VALEK, P., ALLEGRI, F., GLADSTONE, G. R., BOLTON, S. J. a LEVIN, S. M. (2018). Whistler mode waves associated with broadband auroral electron precipitation at Jupiter. *Geophysical Research Letters*, **45**(18), 9372–9379. doi: <https://doi.org/10.1029/2018GL078566>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2018GL078566>.
- KURTH, W. S., SULAIMAN, A. H., HOSPODARSKY, G. B., MENIETTI, J. D., MAUK, B. H., CLARK, G., ALLEGRI, F., VALEK, P., CONNERNEY, J. E. P., WAITE, J. H., BOLTON, S. J., IMAI, M., SANTOLIK, O., LI, W., DULING, S., SAUR, J. a LOUIS, C. (2022). Juno plasma wave observations at Ganymede. *Geophysical Research Letters*, **49**(23), e2022GL098591. doi: <https://doi.org/10.1029/2022GL098591>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2022GL098591>. e2022GL098591 2022GL098591.
- KURTH, W., WILKINSON, D., HOSPODARSKY, G., SANTOLÍK, O., AVERKAMP, T., HAIDAR, A., MENIETTI, J., CONNERNEY, J., ALLEGRI, F., MAUK, B. a BOLTON, S. (2023). Juno plasma wave observations at Europa. *Geophysical Research Letters*, **50**. doi: [10.1029/2023GL105775](https://doi.org/10.1029/2023GL105775).
- KURTH, W., STRAYER, B., GURNETT, D. a SCARF, F. (1985). A summary of whistlers observed by Voyager 1 at Jupiter. *Icarus*, **61**(3), 497–507. ISSN 0019-1035. doi: [https://doi.org/10.1016/0019-1035\(85\)90138-1](https://doi.org/10.1016/0019-1035(85)90138-1). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0019103585901381>.
- LI, C., INGERSOLL, A., JANSSEN, M., LEVIN, S., BOLTON, S., ADUMITROAIE, V., ALLISON, M., ARBALLO, J., BELLOTTI, A., BROWN, S., EWALD, S., JEWELL, L., MISRA, S., ORTON, G., OYAFUSO, F., STEFFES, P. a WILLIAMSON, R. (2017). The distribution of ammonia on Jupiter from a preliminary inversion of Juno microwave radiometer data. *Geophysical Research Letters*, **44**(11), 5317–5325. doi: <https://doi.org/10.1002/2017GL073159>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2017GL073159>.
- LI, C., INGERSOLL, A., BOLTON, S., LEVIN, S., JANSSEN, M., ATREYA, S., LUNINE, J., STEFFES, P., BROWN, S., GUILLOT, T., ALLISON, M., ARBALLO, J., BELLOTTI, A., ADUMITROAIE, V., GULKIS, S., HODGES, A., LI, L., MISRA, S., ORTON, G., OYAFUSO, F., SANTOS-COSTA, D., WAITE, H. a ZHANG, Z. (2020). The water abundance in Jupiter’s equatorial zone. *Nature Astronomy*, **4**, 609–616. doi: <https://doi.org/10.1038/s41550-020-1009-3>. URL <https://www.nature.com/articles/s41550-020-1009-3>.
- LITTLE, B., ANGER, C. D., INGERSOLL, A. P., VASAVADA, A. R., SENSKE, D. A., BRENNEMAN, H., BORUCKI, W. J. a THE GALILEO SSI TEAM (1999). Galileo images of lightning on Jupiter. *Icarus*, **142**(2), 306–323. ISSN 0019-1035. doi: <https://doi.org/10.1006/icar.1999.6195>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S00191035996195X>.

- LORENZ, R. D. (2018). Lightning detection on Venus: a critical review. *Progress in Earth and Planetary Science*, **5**. doi: 10.1186/s40645-018-0181-x. URL <https://doi.org/10.1186/s40645-018-0181-x>.
- LUNINE, J. I. a STEVENSON, D. J. (1985). Thermodynamics of clathrate hydrate at low and high pressures with application to the outer solar system. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, **58**, 493–531.
- MAHAFFY, P. R., NIEMANN, H. B., ALPERT, A., ATREYA, S. K., DEMICK, J., DONAHUE, T. M., HARPOLD, D. N. a OWEN, T. C. (2000). Noble gas abundance and isotope ratios in the atmosphere of Jupiter from the Galileo Probe Mass Spectrometer. *Journal of Geophysical Research: Planets*, **105** (E6), 15061–15071. doi: <https://doi.org/10.1029/1999JE001224>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/1999JE001224>.
- MAUK, B. H., HAGGERTY, D. K., JASKULEK, S. E., SCHLEMM, C. E., BROWN, L. E., COOPER, S. A., GURNEE, R. S., HAMMOCK, C. M., HAYES, J. R., HO, G. C., HUTCHESON, J. C., JACQUES, A. D., KEREM, S., KIM, C. K., MITCHELL, D. G., NELSON, K. S., PARANICAS, C. P., PASCHALIDIS, N., ROSSANO, E. a STOKES, M. R. (2017a). The Jupiter energetic particle detector instrument (JEDI) investigation for the Juno mission. *Space Science Reviews*, **213**, 289–346. ISSN 1572-9672. doi: <https://doi.org/10.1007/s11214-013-0025-3>. URL <https://link.springer.com/article/10.1007/s11214-013-0025-3>.
- MAUK, B. H., HAGGERTY, D. K., PARANICAS, C., CLARK, G., KOLLMANN, P., RYMER, A. M., BOLTON, S. J., LEVIN, S. M., ADRIANI, A., ALLEGRI, F., BAGENAL, F., BONFOND, B., CONNERNEY, J. E. P., GLADSTONE, G. R., KURTH, W. S., MCCOMAS, D. J. a VALEK, P. (2017b). Discrete and broadband electron acceleration in Jupiter’s powerful aurora. *Nature*, **549**, 66–69. doi: 10.1038/nature23648. URL <https://doi.org/10.1038/nature23648>.
- MAUK, B. H., HAGGERTY, D. K., PARANICAS, C., CLARK, G., KOLLMANN, P., RYMER, A. M., PEACHEY, J. M., BOLTON, S. J., LEVIN, S. M., ADRIANI, A., ALLEGRI, F., BAGENAL, F., BONFOND, B., CONNERNEY, J. E. P., EBERT, R. W., GLADSTONE, G. R., KURTH, W. S., MCCOMAS, D. J., RANQUIST, D. a VALEK, P. (2018). Diverse electron and ion acceleration characteristics observed over Jupiter’s main aurora. *Geophysical Research Letters*, **45**(3), 1277–1285. doi: <https://doi.org/10.1002/2017GL076901>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2017GL076901>.
- MCCOMAS, D. J., ALEXANDER, N., ALLEGRI, F., BAGENAL, F., BEBE, C., CLARK, G., CRARY, F., DESAI, M. I., DE LOS SANTOS, A., DEMKEE, D., DICKINSON, J., EVERETT, D., FINLEY, T., GRIBANOVA, A., HILL, R., JOHNSON, J., KOFOED, C., LOEFFLER, C., LOUARN, P., MAPLE, M., MILLS, W., POLLOCK, C., RENO, M., RODRIGUEZ, B., ROUZAUD, J., SANTOS-COSTA, D., VALEK, P., WEIDNER, S., WILSON,

- P., WILSON, R. J. a WHITE, D. (2017). The Jovian auroral distributions experiment (JADE) on the Juno mission to Jupiter. *Space Science Reviews*, **213**, 547–643. ISSN 1572-9672. doi: 10.1007/s11214-013-9990-9. URL <https://link.springer.com/article/10.1007/s11214-013-9990-9>.
- McKEE, M. (2013). Diamond drizzle forecast for Saturn and Jupiter. *Nature*, **1476-4687**. doi: 10.1038/nature.2013.13925.
- MENIETTI, J. D., AVERKAMP, T. F., KURTH, W. S., IMAI, M., FADEN, J. B., HOSPODARSKY, G. B., SANTOLIK, O., CLARK, G., ALLEGRINI, F., ELLIOTT, S. S., SULAIMAN, A. H. a BOLTON, S. J. (2021). Analysis of whistler-mode and Z-mode emission in the Juno primary mission. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **126**(11), e2021JA029885. doi: <https://doi.org/10.1029/2021JA029885>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2021JA029885>. e2021JA029885 2021JA029885.
- MOECKEL, C., PATER, I. a DEBOER, D. (2023). Ammonia abundance derived from Juno MWR and VLA observations of Jupiter. *The Planetary Science Journal*, **4**, 25. doi: 10.3847/PSJ/acaf6b.
- MONTGOMERY, J., EBERT, R. W., ALLEGRINI, F., BAGENAL, F., BOLTON, S. J., DiBRACCIO, G. A., FUSELIER, S. A., WILSON, R. J. a MASTERS, A. (2023). Investigating the occurrence of Kelvin-Helmholtz instabilities at Jupiter’s dawn magnetopause. *Geophysical Research Letters*, **50**(14), e2023GL102921. doi: <https://doi.org/10.1029/2023GL102921>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2023GL102921>. e2023GL102921 2023GL102921.
- MOORE, K. M., YADAV, R. K., KULOWSKI, L., CAO, H., BLOXHAM, J., CONNERNEY, J. E. P., KOTSIAROS, S., JØRGENSEN, J. L., MERAYO, J. M. G., STEVENSON, D. J., BOLTON, S. J. a LEVIN, S. M. (2018). A complex dynamo inferred from the hemispheric dichotomy of Jupiter’s magnetic field. *Nature*, **561**, 76–78. ISSN 1476-4687. doi: <https://doi.org/10.1038/s41586-018-0468-5>. URL <https://www.nature.com/articles/s41586-018-0468-5>.
- MORICONI, M. L., ADRIANI, A., DINELLI, B. M., FABIANO, F., ALTIERI, F., TOSI, F., FILACCHIONE, G., MIGLIORINI, A., GÉRARD, J. C., MURA, A., GRASSI, D., SINDONI, G., PICCIONI, G., NOSCHESI, R., CICCETTI, A., BOLTON, S. J., CONNERNEY, J. E. P., ATREYA, S. K., BAGENAL, F., GLADSTONE, G. R., HANSEN, C., KURTH, W. S., LEVIN, S. M., MAUK, B. H., McCOMAS, D. J., TURRINI, D., STEFANI, S., OLIVIERI, A. a AMOROSO, M. (2017). Preliminary JIRAM results from Juno polar observations: 3. Evidence of diffuse methane presence in the Jupiter auroral regions. *Geophysical Research Letters*, **44**(10), 4641–4648. doi: <https://doi.org/10.1002/2017GL073592>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2017GL073592>.
- NEUBERT, T. (2003). On sprites and their exotic kin. *Science*, **300**(5620), 747–749. doi: 10.1126/science.1083006. URL <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.1083006>.

- NIEMANN, H. B., ATREYA, S. K., CARIGNAN, G. R., DONAHUE, T. M., HABERMAN, J. A., HARPOLD, D. N., HARTLE, R. E., HUNTEN, D. M., KASPRZAK, W. T., MAHAFFY, P. R., OWEN, T. C. a WAY, S. H. (1998). The composition of the Jovian atmosphere as determined by the Galileo probe mass spectrometer. *Journal of Geophysical Research: Planets*, **103** (E10), 22831–22845. doi: <https://doi.org/10.1029/98JE01050>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/98JE01050>.
- ORTON, G. S., TABATABA-VAKILI, F., EICHSTÄDT, G., ROGERS, J., HANSEN, C. J., MOMARY, T. W., INGERSOLL, A. P., BRUESHABER, S., WONG, M. H., SIMON, A. A., FLETCHER, L. N., RAVINE, M., CAPLINGER, M., SMITH, D., BOLTON, S. J., LEVIN, S. M., SINCLAIR, J. A., THEPENIER, C., NICHOLSON, H. a ANTHONY, A. (2020). A survey of small-scale waves and wave-like phenomena in Jupiter’s atmosphere detected by JunoCam. *Journal of Geophysical Research: Planets*, **125**(7), e2019JE006369. doi: <https://doi.org/10.1029/2019JE006369>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2019JE006369>. e2019JE006369 2019JE006369.
- OWEN, T., MAHAFFY, P., NIEMANN, H. B., ATREYA, S., DONAHUE, T., BAR-NUN, A. a DE PATER, I. (1999). A low-temperature origin for the planetesimals that formed Jupiter. *Nature*, **402**, 269–270. doi: <https://doi.org/10.1038/46232>.
- PASKO, V. P., YAIR, Y. a KUO, C.-L. (2012). Lightning related transient luminous events at high altitude in the Earth’s atmosphere: Phenomenology, mechanisms and effects. *Space Science Reviews*, **168**, 475–517. doi: [10.1007/s11214-011-9813-9](https://doi.org/10.1007/s11214-011-9813-9). URL <https://doi.org/10.1007/s11214-011-9813-9>.
- PETERSON, M. (2023). WWLLN energetic lightning events are different from optical superbolts. *Geophysical Research Letters*, **50**(14), e2023GL104074. doi: <https://doi.org/10.1029/2023GL104074>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2023GL104074>. e2023GL104074 2023GL104074.
- RINNERT, K., LANZEROTTI, L. J., UMAN, M. A., DEHMEL, G., GLIEM, F. O., KRIDER, E. P. a BACH, J. (1998). Measurements of radio frequency signals from lightning in Jupiter’s atmosphere. *Journal of Geophysical Research: Planets*, **103**(E10), 22979–22992. doi: <https://doi.org/10.1029/98JE00830>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/98JE00830>.
- RINNERT, K. a LANZEROTTI, L. J. (1998). Radio wave propagation below the Jovian ionosphere. *Journal of Geophysical Research: Planets*, **103** (E10), 22993–22999. doi: <https://doi.org/10.1029/98JE01968>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/98JE01968>.
- SANTOS-COSTA, D., ADUMITROAIE, V., INGERSOLL, A., GULKIS, S., JANSSEN, M. A., LEVIN, S. M., OYAFUSO, F., BROWN, S., WILLIAMSON, R., BOLTON, S. J. a CONNERNEY, J. E. P. (2017). First look at Jupiter’s synchrotron emission from Juno’s perspective. *Geophysical Research Letters*,

- 44(17), 8676–8684. doi: <https://doi.org/10.1002/2017GL072836>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2017GL072836>.
- SCARF, F. L., GURNETT, D. A., KURTH, W. S., ANDERSON, R. R. a SHAW, R. R. (1981). An upper bound to the lightning flash rate in Jupiter’s atmosphere. *Science*, **213**(4508), 684–685. doi: [10.1126/science.213.4508.684](https://doi.org/10.1126/science.213.4508.684). URL <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.213.4508.684.b>.
- SHPRITS, Y. Y., MENIETTI, J. D., DROZDOV, A. Y., HORNE, R. B., WODFIELD, E. E., GROENE, J. B., DE SORIA-SANTACRUZ, M., AVERKAMP, T. F., GARRETT, H., PARANICAS, C. a GURNETT, D. A. (2018). Strong whistler mode waves observed in the vicinity of Jupiter’s moons. *Nature Communications*, **9**, 3131. doi: [10.1038/s41467-018-05431-x](https://doi.org/10.1038/s41467-018-05431-x). URL <https://doi.org/10.1038/s41467-018-05431-x>.
- SIEGELMAN, L., KLEIN, P., INGERSOLL, A. P., EWALD, S. P., YOUNG, W. R., BRACCO, A., MURA, A., ADRIANI, A., GRASSI, D., PLAINAKI, C. a SINDONI, G. (2022). Moist convection drives an upscale energy transfer at Jovian high latitudes. *Nature Physics*, **18**, 357–361. doi: <https://doi.org/10.1038/s41567-021-01458-y>.
- SULAIMAN, A. H., HOSPODARSKY, G. B., ELLIOTT, S. S., KURTH, W. S., GURNETT, D. A., IMAI, M., ALLEGRINI, F., BONFOND, B., CLARK, G., CONNERNEY, J. E. P., EBERT, R. W., GERSHMAN, D. J., HUE, V., JANSEN, S., KOTSIAROS, S., PARANICAS, C., SANTOLÍK, O., SAUR, J., SZALAY, J. R. a BOLTON, S. J. (2020). Wave-particle interactions associated with Io’s auroral footprint: Evidence of alfvén, ion cyclotron, and whistler modes. *Geophysical Research Letters*, **47**(22), e2020GL088432. doi: <https://doi.org/10.1029/2020GL088432>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2020GL088432>. e2020GL088432 2020GL088432.
- SULAIMAN, A. H., MAUK, B. H., SZALAY, J. R., ALLEGRINI, F., CLARK, G., GLADSTONE, G. R., KOTSIAROS, S., KURTH, W. S., BAGENAL, F., BONFOND, B., CONNERNEY, J. E. P., EBERT, R. W., ELLIOTT, S. S., GERSHMAN, D. J., HOSPODARSKY, G. B., HUE, V., LYSAK, R. L., MASTERS, A., SANTOLÍK, O., SAUR, J. a BOLTON, S. J. (2022). Jupiter’s low-altitude auroral zones: Fields, particles, plasma waves, and density depletions. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **127**(8), e2022JA030334. doi: <https://doi.org/10.1029/2022JA030334>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2022JA030334>. e2022JA030334 2022JA030334.
- SUNG, J.-J., KANG, G.-S. a KIM, S. (2003). A transient noise model for frequency-dependent noise sources. *IEEE Transactions on Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems*, **22**(8), 1097–1104. doi: [10.1109/TCAD.2003.814956](https://doi.org/10.1109/TCAD.2003.814956).
- SÁNCHEZ-LAVEGA, A., HUESO, R., EICHSTÄDT, G., ORTON, G., ROGERS, J., HANSEN, C. J., MOMARY, T., TABATABA-VAKILI, F. a BOLTON, S. (2018). The rich dynamics of Jupiter’s Great Red Spot from JunoCam: Juno images.

- The Astronomical Journal*, **156**(4), 162. doi: 10.3847/1538-3881/aada81. URL <https://dx.doi.org/10.3847/1538-3881/aada81>.
- TABATABA-VAKILI, F., ROGERS, J., EICHSTÄDT, G., ORTON, G., HANSEN, C., MOMARY, T., SINCLAIR, J., GILES, R., CAPLINGER, M., RAVINE, M. a BOLTON, S. (2020). Long-term tracking of circumpolar cyclones on Jupiter from polar observations with JunoCam. *Icarus*, **335**, 113405. ISSN 0019-1035. doi: <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2019.113405>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103519302751>.
- TAYLOR, W. W. L., SCARF, F. L., RUSSELL, C. T. a BRACE, L. H. (1979). Evidence for lightning on Venus. *Nature*, **303**(5714), 614–616. doi: 10.1038/279614a0. URL <https://doi.org/10.1038/279614a0>.
- TETRICK, S. S., GURNETT, D. A., KURTH, W. S., IMAI, M., HOSPODARSKY, G. B., BOLTON, S. J., CONNERNEY, J. E. P., LEVIN, S. M. a MAUK, B. H. (2017). Plasma waves in Jupiter’s high-latitude regions: Observations from the Juno spacecraft. *Geophysical Research Letters*, **44**(10), 4447–4454. doi: <https://doi.org/10.1002/2017GL073073>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2017GL073073>.
- TURMAN, B. N. (1977). Detection of lightning superbolts. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, **82**(18), 2566–2568. doi: <https://doi.org/10.1029/JC082i018p02566>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/JC082i018p02566>.
- WAHL, S. M., HUBBARD, W. B., MILITZER, B., GUILLOT, T., MIGUEL, Y., MOVSHOVITZ, N., KASPI, Y., HELLED, R., REESE, D., GALANTI, E., LEVIN, S., CONNERNEY, J. E. a BOLTON, S. J. (2017). Comparing Jupiter interior structure models to Juno gravity measurements and the role of a dilute core. *Geophysical Research Letters*, **44**(10), 4649–4659. doi: <https://doi.org/10.1002/2017GL073160>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2017GL073160>.
- WEIDENSCHILLING, S. a LEWIS, J. (1973). Atmospheric and cloud structures of the Jovian planets. *Icarus*, **20**(4), 465–476. ISSN 0019-1035. doi: [https://doi.org/10.1016/0019-1035\(73\)90019-5](https://doi.org/10.1016/0019-1035(73)90019-5). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0019103573900195>.
- WICHT, J. a GASTINE, T. (2020). Numerical simulations help revealing the dynamics underneath the clouds of Jupiter. *Nature Communications*, **11**, 2886. ISSN 2041-1723. doi: <https://doi.org/10.1038/s41467-020-16680-0>. URL <https://www.nature.com/articles/s41467-020-16680-0>.
- ZARKA, P. a PEDERSEN, B. M. (1986). Radio detection of uranian lightning by Voyager 2. *Nature*, **323**, 605–608. doi: 10.1038/323605a0.

Seznam obrázků

4.1	Ukázka vyhledávání hvizdu na spektrogramu z 1. 9. 2017 ve 22:04:42, a) elektrické pole, b) magnetické pole, c) koherence, d) koherentní klastry s velikostí nad 200 binů, v tomto případě přímo nalezený hvizd	25
5.1	Pozadí pro spektrogram z 1. 9. 2017 ve 22:04:42, (a) Závislost spektrální výkonové hustoty E na frekvenci s proložením, (b) Závislost spektrální výkonové hustoty B na frekvenci s proložením	27
5.2	Rozdělení jednotlivých parametrů popisujících pozadí ve spektrogramech obsahujících hvizdy, (a) parametr P_{e0} , medián hodnoty $6,3 \cdot 10^{-11} \text{ V}^2 \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1}$, (b) parametr n_0 , medián 2,3, (c) parametr a_E , medián $0,87 \text{ dB} \cdot \text{kHz}^{-1}$, (d) parametr a_B , medián $0,77 \text{ dB} \cdot \text{kHz}^{-1}$	28
5.3	Závislost počtu binů spektrogramu s koherencí vyšší než limit na hodnotě limitu	30
5.4	Závislost celkového počtu clusterů na limitní hodnotě koherence	31
5.5	Počet clusterů větší než daný limit pro různé hodnoty mezní koherence	31
6.1	Efektivita vyhledávání hvizdů pro $P_{e0} = 10^{-10} \text{ V}^2 \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1}$, $a_E = a_B = 0,8 \text{ dB} \cdot \text{kHz}^{-1}$, $n_w = n_0 = 2$, $D = 0,6 \text{ s} \cdot \sqrt{\text{Hz}}$ a $f_{max} = 20 \text{ kHz}$	34
6.2	Efektivita měření amplitudy pro $P_{e0} = 10^{-10} \text{ V}^2 \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1}$, $a_E = a_B = 0,8 \text{ dB} \cdot \text{kHz}^{-1}$, $n_w = n_0 = 2$, $D = 0,6 \text{ s} \cdot \sqrt{\text{Hz}}$ a $f_{max} = 20 \text{ kHz}$	34
6.3	Závislost amplitudy E_0 na parametru $\sqrt{P_{e0}}$ s proložením přímkou $E_0 = (389,7 \pm 0,7) \sqrt{\text{Hz}} \cdot \sqrt{P_{e0}}$	35
6.4	Závislost amplitudy E_0 na parametru n_0 , pokud platí $n_0 = n_w$	36
6.5	Závislost amplitudy E_0 na poměru $\frac{n_0}{n_w}$ pro různá n_0	37
6.6	Závislost amplitudy E_0 na parametru poklesu elektrického pole a_E pro konstantní pokles magnetického pole $a_B = 0,8 \text{ dB} \cdot \text{kHz}^{-1}$	39
6.7	Závislost amplitudy E_0 na parametru poklesu magnetického pole a_B pro konstantní pokles elektrického pole $a_E = 0,8 \text{ dB} \cdot \text{kHz}^{-1}$	39
6.8	Závislost amplitudy E_0 na disperzi simulovaného hvizdu D	40
6.9	Závislost amplitudy E_0 na maximální frekvenci hvizdu f_{max}	40
7.1	Rozdělení poměrů naměřených hodnot Poyntingova vektoru ku odhadovanému limitu	41
7.2	Rozdělení naměřených hodnot S_x bez korekcí a S_{300} s korekcemi na směr Poyntingova vektoru a rozbíhání magnetického pole (a) S_x bez korekcí, (b) S_{300} s korekcemi	42
7.3	Rozdělení hodnot velikostí Poyntingova vektoru podle typu disperze spolu s kumulativní distribucí limitů, (a) Typ 1, (b) Typ 2, (c) Typ b	43
7.4	Vypočtené hodnoty Poyntingova vektoru na horní hranici ionosféry dle výšky sondy nad povrchem 1 bar, a) S_x bez korekcí, b) S_{300} s korekcemi	44
7.5	Závislost velikostí Poyntingova vektoru na planetografické šířce	44

7.6	Mapa normalizovaných velikostí Poyntingových vektorů měřených hvizdů	45
7.7	Měřené velikosti Poyntingových vektorů na horní hranici ionosféry podle lokálního magnetického času	46
7.8	Rozdělení měřených energií dle Brown a kol. (2018)	48

Seznam tabulek

5.1	Korelace dvojic parametrů popisujících pozadí	29
6.1	Nafitované konstanty lineární závislosti E_0 na $\frac{n_0}{n_w}$ pro různá n_0 s limity i bez nich	37
7.1	Porovnání měřených energií blesků pomocí hvizdů a pomocí mikrovlňného přístroje MWR, zaokrouhleno na 3 platné cifry	47
7.2	Naměřené energie bleskových výbojů jednotlivými misemi, uvedené včetně metody detekce a použitého pásma frekvencí či vlnových délek	49

Seznam použitých zkratek

- WWLLN – World Wide Lightning Location Network
- LRD – The Lightning and Radio Emission Detector
- MWR – Microwave Radiometer
- JDP – Jupiter Dispersed Pulses
- UTC – Coordinated Universal Time (koordinovaný světový čas)
- LFR – Low Frequency Receiver
- UVS – Ultraviolet Spectrograph
- JUICE – Jupiter Icy Moons Explorer
- ESA – European Space Agency (Evropská kosmická agentura)
- NASA – National Aeronautics and Space Administration (Národní úřad pro letectví a vesmír)
- GS – Gravity Science
- Mag – Magnetometer (na sondě Juno)
- VLA – Very Large Array
- JIRAM – Jovian Infrared Auroral Mapper
- SRU – Stellar Reference Unit
- JADE – Jovian Auroral Distribution Experiment
- JEDI – Jupiter Energetics Particle Detector Instrument
- HFR – High Frequency Receiver
- rms – root mean square (střední kvadratická hodnota)
- FFT – Fast Fourier transformation (rychlá Fourierova transformace)