

Eruptivni procesi u Sunčevoj koroni i njihovo širenje heliosferom

Žic, Tomislav

Doctoral thesis / Disertacija

2012

Degree Grantor / Ustanova koja je dodijelila akademski / stručni stupanj: **University of Zagreb, Faculty of Science / Sveučilište u Zagrebu, Prirodoslovno-matematički fakultet**

Permanent link / Trajna poveznica: <https://urn.nsk.hr/urn:nbn:hr:217:211512>

Rights / Prava: [In copyright](#) / [Zaštićeno autorskim pravom.](#)

Download date / Datum preuzimanja: **2024-04-19**



Repository / Repozitorij:

[Repository of the Faculty of Science - University of Zagreb](#)





Sveučilište u Zagrebu

PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

Tomislav Žic

ERUPTIVNI PROCESI U SUNČEVOJ KORONI I NJIHOVO ŠIRENJE HELIOSFEROM

DOKTORSKI RAD

Zagreb, 2012.



University of Zagreb

FACULTY OF SCIENCE
PHYSICS DEPARTMENT

Tomislav Žić

ERUPTIVE PROCESSES IN THE SOLAR CORONA AND THEIR HELIOSPHERIC PROPAGATION

DOCTORAL THESIS

Zagreb, 2012.



Sveučilište u Zagrebu

PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

Tomislav Žic

ERUPTIVNI PROCESI U SUNČEVOJ KORONI I NJIHOVO ŠIRENJE HELIOSFEROM

DOKTORSKI RAD

Mentor: dr. sc. Bojan Vršnak

Zagreb, 2012.



University of Zagreb

FACULTY OF SCIENCE
PHYSICS DEPARTMENT

Tomislav Žić

ERUPTIVE PROCESSES IN THE SOLAR CORONA AND THEIR HELIOSPHERIC PROPAGATION

DOCTORAL THESIS

Supervisor: dr. sc. Bojan Vršnak

Zagreb, 2012.

Informacije o mentoru

Bojan Vršnak, rođen 1957. g., zaposlen je na Opservatoriju Hvar Geodetskog fakulteta Sveučilišta u Zagrebu od 1981. g. Diplomirao je teorijsku fiziku na Priridoslovno-matematičkom fakultetu u Zagrebu 1980.g., magistrirao u području atomske i molekularne fizike 1983. g., te doktorirao u području astrofizike (fizika Sunca) 1987.g. Godine 2000. izabran je u zvanje znanstveni je savjetnik (trajno zvanje).

Osnovno područje njegova znanstvenog istraživanja je Sunčeva aktivnost, a posebice eruptivni procesi u Sunčevoj atmosferi, njihovo djelovanje na heliosferu i utjecaj na Zemljinu magnetosferu. Objavio je više od 250 znanstvenih radova i priopćenja (od kojih 126 u međunarodnim časopisima indeksiranim u „Current Contents“), koji su citirani više od 2700 puta. Objavio je sveučilišni udžbenik „Temelji fizike plazme“, tri vježbenice/udžbenika iz astronomije za osnovne i srednje škole, trinaest poglavlja u raznim knjigama, te veći broj znanstveno-popularnih članaka.

Bojan Vršnak održava, ili je održavao, nastavu iz više kolegija na dodiplomskom i poslijediplomskom studiju fizike na Priridoslovno-matematičkom fakultetu u Zagrebu, te je u dva navrata bio gostujući profesor na Karl-Franzens Universitaet Graz. Mentorirao je veći broj studenata u izradi diplomskih, magistarskih i doktorskih radnji. Do sada je bio recenzent više od pedeset znanstvenih članaka u raznim međunarodnim CC-časopisima, te recenzent većeg broja inozemnih znanstvenih projekata. Član je uredništva CC/SCI znanstvenog časopisa „Solar Physics“ (Kluwer), SCI znanstvenog časopisa „The Scientific World Journal“ (Hindawi), znanstvenog časopisa „Central European Astrophysical Bulletin“, te znanstveno-popularnih časopisa „Čovjek i svemir“ i „Bolid“. Član je udruga International Astronomical Union, European Astronomical Society, Hrvatsko Astronomsko Društvo, Hrvatsko Fizikalno Društvo.

Sažetak

Koronin izbačaj predstavlja eruptivnu promjenu globalnog magnetskog polja korone i posljedica je nestabilnosti usukanog toroidalnog magnetskog ustrojstva. Utvrđeni su uvjeti za nastup nestabilnosti i procijenio se intenzitet akceleracijske faze. Pretpostavljeno je da nakon oslabljenja Lorentzove sile povećanjem eruptirajućeg ustrojstva izbačaja, dominantnu ulogu u jednadžbi gibanja preuzima „magnetohidrodinamički“ otpor. Razjašnjeni su detalji ovisnosti sile otpora o relativnoj brzini izbačaja i Sunčevog vjetra, koja u nesudarnom okruženju poprima kvadratični oblik.

U ispitivanju uvjeta za nastup nestabilnosti i određivanju karakteristika akceleracijske faze, razmatraju se svojstva strukture usukanog samouravnoteženog magnetskog polja. Induktivitet debele toroidalne strukture, koji se numerički odredio, bitan je u proučavanju nestabilnosti. U visokoj koroni sila Lorentzova sila iščezava i pokazano je da se toroidalna struktura proporcionalno širi, tj. omjer malog i velikog polumjera toroida ostaje približno konstantan.

U akceleracijskoj fazi izbačaja razmatra se gubitak ravnoteže i u modelu su uključene sile: sila gradijenta tlaka poloidalne komponente magnetskog polja, sila tenzije osne komponente polja, sila zbog dijamagnetskog efekta površine Sunca i sila pozadinskog koroninog polja. Prolaskom kroz parametarski prostor modela, reproducirani su opažački rezultati u vrlo ranoj akceleracijskoj fazi. Model je najosjetljiviji na struju koja teče magnetskim užetom I_0 i na dodatno induciranu struju ΔI nastalu magnetskim prespajanjem (rekonekcijom). Uzastopnim povećanjem struje I_0 magnetsko uže prolazi kroz kvazi-stacionarna stanja i pri kritičnoj vrijednosti I_0 dolazi do potpunog gubitka ravnoteže. S obzirom na povezanost erupcija i Sunčevih bljeskova u model se uvodi i proces magnetskog prespajanja.

Nakon početne eruptivno-akceleracijske faze slijedi propagacijska faza u međuplanetarnom prostoru u kojoj je sila „otpora“ ovisna o relativnoj brzini izbačaja i Sunčevog vjetra koja u nesudarnom okruženju ima kvadratični oblik. Ubrzanje iznosi: $a(r) = -\gamma(r)[v(r) - w(r)]|v(r) - w(r)|$, gdje je $\gamma(r)$ funkcija „otpora“, $a(r)$, $v(r)$ i $w(r)$ su akceleracija, brzina vodećeg luka izbačaja, te brzina Sunčevog vjetra. Rezultati temeljeni na predloženom modelu uspoređeni su s empirijskim rezultatima na satelitskih mjerenja (Zhang et al., 2003; Schwenn et al., 2005; Manoharan, 2006). Analiza podataka

dobivena primjenom pojednostavljenog modela s konstantnim $\gamma(r) = \gamma_c = konst.$ i $w(r) = w_c = konst.$ na statističkom uzorku izbačaja pokazala je da optimalne vrijednosti parametra Γ ($\gamma_c = \Gamma \times 10^{-7} \text{ km}^{-1}$) se kreću između 0.2 i 2, uz asimptotsku brzinu Sunčevog vjetra od $w_c = 500 \text{ km/s}$. Male vrijednosti parametra Γ odgovaraju masivnom izbačaju koji se giba u brzom Sunčevom vjetru male gustoće, dok velike vrijednosti opisuju izbačaje malih gustoća u sporom Sunčevom vjetru. Tipične nepouzdanosti u predviđanju vremena dolazaka međuplanetarnih izbačaja do Zemlje (1 AU) iznosi otprilike pola dana.

Krajnji oblik modela objavljen je u obliku prilagođenom za javnu primjenu putem interneta u sklopu EU FP7 projekata SOTERIA i COMESEP, te za uporabu u međunarodnoj razmjeni podataka Solar Alert i nalazi se na internetskoj adresi: <http://oh.geof.unizg.hr/CADBm/cadbm.php>.

Ključne riječi: Sunce – korona – koronini izbačaji mase – heliosfera – magnetohidrodinamika (MHD) – induktivitet – MHD nestabilnost – Sunčev vjetar – međuplanetarno gibanje izbačaja

Abstract

Eruptive processes in the solar atmosphere strongly influence the physical state of the heliosphere and the terrestrial space environment. Coronal mass ejection (CME) represents an eruptive restructuring of the global coronal magnetic field. The eruption is caused by a loss of equilibrium of the magnetic structure anchored in the photosphere. The stability of the structure depends on the amount of energy stored in the magnetic field, whereas the CME itself is driven by the Lorentz force. The dynamics of instability depends on the effects of magnetic-flux conservation and induction, which cause the cessation of the Lorentz force. Eventually, magnetohydrodynamic (MHD) drag becomes a dominant factor in the CME dynamics. The drag is a consequence of collisionless transfer of momentum and energy between the CME and the ambient solar wind by MHD waves. This thesis addresses the dynamics of CMEs from the onset of instability up to heliospheric propagation, and includes its application in space weather forecasting.

In order to establish which conditions and processes lead to the onset of instability and to determine properties of the acceleration phase, structural characteristics of the toroidal and helical force-free magnetic field are discussed. The inductance of the thick toroidal structure, which was determined numerically, is crucial in studying the instability. In the upper corona the Lorentz force disappears, and we show that the toroidal structure propagates in self-similar manner, i.e., the ratio of the minor-to-major toroidal radius ratio remains approximately constant.

The acceleration phase of the ejection is discussed in terms of the loss of equilibrium, and the model includes the following forces: gradient pressure force of the poloidal component of the magnetic field, tension force of the axial field component, the force due to the diamagnetic effect of the solar surface, and the force of the background coronal field. Analysis of the parametric space of the model reproduced observational results in the early acceleration phase. The model is highly sensitive to the current I_0 flowing through the flux rope as well as the extra induced current ΔI which is a result of magnetic reconnection. Continuous increase of the I_0 current causes the flux rope to evolve through quasi-stationary states, while sufficiently value of I_0 cause a complete loss of equilibrium. Finally, the process of magnetic reconnection is introduced into model, since eruptions are often associated with solar flares. The reconnection model is suitable to explain various

types of ejections based on observational data.

The initial acceleration phase of the ejection is followed by the propagation phase in the interplanetary space, where the „drag“ force depends on the relative speed of the ejection and the solar wind. In a collisionless environment, the „drag“ force has quadratic form. The acceleration can be expressed as $a(r) = -\gamma(r) [v(r) - w(r)] |v(r) - w(r)|$, where $\gamma(r)$ is the „drag-parameter“, whereas $a(r)$, $v(r)$ and $w(r)$ refer to instantaneous acceleration, speed of the leading edge of the ejection and the speed of the solar wind, respectively. The results obtained from the proposed model have been compared to empirical results based on satellite measurements (Zhang et al., 2003; Schwenn et al., 2005; Manoharan, 2006). Analysis of the data resulting from the application of the simplified model with a constant $\gamma(r) = \gamma_c = \text{const.}$ and $w(r) = w_c = \text{const.}$ on a sample of ejections revealed that optimal values of the parameter Γ ($\gamma_c = \Gamma \times 10^{-7} \text{ km}^{-1}$) parameter are between 0.2 and 2, with the asymptotic speed of the solar wind at $w_c = 500 \text{ km/s}$. Low values of the parameter Γ correspond to massive ejections which move in a fast solar wind of low density, while high values describe ejections of low density in a slow solar wind. The typical uncertainties in predicting the arrival of interplanetary mass ejections to Earth (1 AU) are roughly half a day.

The final version of the model has been published in a form adapted for public online use as part of the EU FP7 projects SOTERIA and COMESEP, and is used in the international data exchange system Solar Alert. It is available at: <http://oh.geof.unizg.hr/CADBM/cadbm.php>.

Key words: Sun – corona – coronal mass ejections (CMEs) – heliosphere – magnetohydrodynamics (MHD) – inductance – MHD instability – Solar wind – interplanetary propagation

Sadržaj

1. Uvod	1
2. Koronin izbačaj	9
2.1. Obilježja	9
2.1.1. Masa, prividna širina i brzina izbačaja	9
2.1.2. Energija izbačaja	12
2.1.3. Magnetska aktivnost	13
2.1.4. Kinematika i dinamika izbačaja	18
2.2. Razne podjele izbačaja	19
3. Međuplanetarni koronin izbačaj	23
3.1. Osnovne opažачke odlike međuplanetarnog izbačaja	23
3.2. Veza između međuplanetarnog i koroninog izbačaja	25
3.3. Statističke fizičke značajke	28
3.3.1. Određivanje brzine međuplanetarnog iz početne brzine koroninog izbačaja	30
3.4. Međudjelovanje međuplanetarnog izbačaja i Sunčevog vjetra	31
3.5. Opažanje gibanja izbačaja u heliosferi	33
3.5.1. Koronagrafska opažanja	34
3.5.1.1. Mauna Loa Mk4 koronagraf	34
3.5.1.2. SoHO LASCO C2/C3	35
3.5.1.3. STEREO projekt	36
3.5.2. Radiovalno zračenje tipa II	40
3.5.2.1. Nastanak udarnog vala	48
4. Inicijacija i dinamika koroninih izbačaja	51
4.1. Pregled postojećih modela	51
4.1.1. Modeli nestabilnosti bez magnetskog prespajanja	53
4.1.1.1. Modeli s magnetskim uzgonom	54
4.1.1.2. Modeli s pritokom magnetskog toka (torusna nestabilnost)	54

4.1.1.3.	Modeli nestabilnosti nastali usukavanjem magnetske cijevi (engl. kink instability)	54
4.1.1.4.	Modeli pritoka ili odljeva mase	54
4.1.2.	Rekonekcijski modeli nestabilnosti	57
4.1.2.1.	Modeli „kidanja spona“ (engl. tether cutting)	57
4.1.2.2.	Modeli proboja (engl. breakout)	58
4.1.2.3.	Modeli s poništavanjem magnetskog toka (engl. flux can- cellation)	60
4.2.	Geometrijski oblici izbačaja	61
4.2.1.	Magnetski toroid u gravitacijskom polju	61
4.2.2.	Model toroidalne strujne petlje	66
4.2.3.	Tanka magnetska cijev i toroidalne sile	70
4.3.	Tok i induktivitet debele toroidalne strukture	74
4.3.1.	Geometrija i oznake	74
4.3.2.	Gustoća struje i magnetsko polje	76
4.3.3.	Numerički izračun i rezultati	79
4.3.3.1.	Izračun B_z u ishodištu O	79
4.3.3.2.	Vanjski tok i vanjski induktivitet	80
4.3.3.3.	Unutarnji i ukupni tok	85
4.3.3.4.	Unutarnji induktivitet	85
4.3.4.	Analiza rezultata	87
4.3.5.	Proporcionalno rastezanje torusa u samouravnoteženom magnet- skom polju	87
4.4.	Magnetsko uže	89
4.4.1.	Geometrija	89
4.4.2.	Magnetska konfiguracija	90
4.4.3.	Unutarnji uzdužni tok, $\Phi_{ }$	93
4.4.4.	Unutarnji poloidalni tok, Φ_{φ}	94
4.4.5.	Vanjski induktivitet i tok	94
4.4.6.	Konstantnost namotaja poloidalne magnetske silnice	97
4.4.7.	Svojstva magnetskog užeta	98
4.4.8.	Ukupno ubrzanje	98
4.4.9.	Razrada modela bez MHD otpora	102
4.4.9.1.	Titranje	103
4.4.9.2.	Kvazi-stacionarna evolucija i gubitak ravnoteže	104
4.4.9.3.	Gubitak ravnoteže rekonekcijom	106

4.4.10. Incijacija izbačaja opisana cjelokupnim modelom	107
4.4.10.1. „Neuspjeli izbačaj“	109
4.4.10.2. Spori izbačaj	110
4.4.10.3. Postupan izbačaj	110
4.4.10.4. Tipičan izbačaj	110
4.4.10.5. Impulzivan izbačaj	110
5. Međuplanetarno gibanje koroninog izbačaja	117
5.1. Sunčev vjetar	118
5.1.1. Chapmanov hidrostatski model	120
5.1.2. Parkerov model	122
5.1.3. Određivanje brzine Sunčevog vjetra iz opažачkih podataka	126
5.1.4. Opažачko-empirijski modeli gustoće korone	128
5.1.4.1. Newkirkov i van Hulstov model	130
5.1.4.2. Mannov model	132
5.1.4.3. Leblanc, Dulk, Bougeret (LDB) model	133
5.2. Model magnetohidrodinamičkog otpora	135
5.2.1. Linearni i kvadratični magnetohidrodinamički oblik otpora	139
5.2.2. Model magnetohidrodinamičkog otpora u općenitom obliku	141
5.2.2.1. Prilagodba Leblanc, Dulk, Bougeret (LDB) modela gustoće međuplanetarnog prostora	142
5.2.2.2. Brzina Sunčevog vjetra s obzirom na LDB-model gustoće	143
5.2.2.3. Jednadžba gibanja za gibanje izbačaja u međuplanetarnom prostoru	144
5.2.2.4. Minimizacija kvadratnog odstupanja	147
5.2.3. Provjera općenitog modela otpora	148
5.2.3.1. Kinematika	150
5.2.3.2. Tranzitna vremena i brzine na 1 AU	150
5.2.3.3. Usporedba općenitog modela s izbačajem na dan 25. srpnja 2004.	155
5.2.3.4. Usporedba općenitog modela s numeričkim ENLIL modelom	157
5.2.3.5. Rasprava	159
5.2.4. Model s konstantnom vrijednosti parametra γ i konstantnom brzinom Sunčevog vjetra	160
5.2.4.1. Kočeni izbačaj, $v(t) > w_c$	160
5.2.4.2. Gonjeni izbačaj, $v(t) < w_c$	162
5.2.4.3. Primjeri	163

5.2.5.	Statistički pristup i provjera modela s $\gamma(r) = konst.$ i $w(r) = konst.$	165
5.2.5.1.	Rješivost kinematičke diferencijalne jednadžbe	165
5.2.5.2.	Statistička provjera	169
5.2.5.3.	Kinematika pojedinačnih izbačaja	174
5.2.5.4.	Internetsko EU-FP7 SOTERIA/COMESSEP prognostičko sučelje	176
6.	Zaključak	179
A.	Koordinatni sustavi	185
A.1.	Heliografski sustavi	185
A.1.1.	Inercijalni IHG koordinatni sustav	185
A.1.2.	Heliografski HG koordinatni sustav	185
A.2.	Geocentrični sustavi	187
A.2.1.	Geocentrično-solarni ekliptički sustav	187
A.2.2.	Geocentrično-solarni ekvatorijani sustav	187
A.2.3.	Geocentrično-solarni magnetosferski sustav	188
	Bibliografija	189

Popis slika

- 1.1. Kronologija razumijevanja strukture i evolucije Sunčevih erupcija. Na slici je: (a) propagacija nemagnetiziranog materijala; (b) „plazmeni oblak“ sa zamrznutim magnetskim poljem; (c) plazmeni oblak sa turbulentnim magnetskim poljem; (d) „jezičasti oblik“ magnetskih petlji ukorijenjen u Suncu; (e) nepovezani „plazmoid“ ili „mjehur“ silnica magnetskog polja; (f) udarni val (Alexander et al., 2006). 2
- 1.2. Nekoliko crteža Sunčeve korone tijekom potpune pomrčine Sunca koja se dogodila 18. listopada 1860. godine kada je linija totaliteta prolazila Španjolskom. Pretpostavlja se da su to prva opažanja koroninih izbačaja mase (Eddy, 1974). 4
- 1.3. Trenutne i buduće satelitske misije i njihov približni položaj u heliosferi. Bijelom bojom su označeni postojeći funkcionalni sateliti, dok žutom su prikazane planirane buduće misije (NASA). 5
- 1.4. Prijašnje, sadašnje i buduće satelitske misije promatranja heliosferskih pojava. Prikazani su datumi lansiranja satelita s obzirom na jakost Sunčeve aktivnosti. Bijelom bojom su označeni sateliti u funkciji, žutom satelitske misije u pripremi, a narančastom misije u razmatranju (NASA). 7

2.1.	Nekoliko ilustrativnih primjera koronagrafskih opažanja koroninih izbačaja mase. (a) LASCO C2 i (b) C3 koronagrafi SoHO satelita bilježe izbačaj 27. veljače 2000. Na prvi pogled može se reći da sliča „električnoj žarulji“. Uočava se trodijelna struktura, odnosno vodeći luk, prazna šupljina sa svijetlom jezgrom (SoHO). (b) Koronin izbačaj mase opažen SMM koronagrafom 18. kolovoza 1980. g. Gornja lijeva slika prikazuje prederuptivnu fazu. Primjetna je koronina strujnica (engl. „helmet streamer“) u bijeloj svjetlosti. U gornjoj desnoj sličici pojavljuje se prominencija na jugoistočnom rubu Sunčevog diska. Koronina strujnica raste i dolazi do erupcije. U donjoj desnoj sličici je ustrojen helikoidalni oblik CME-a. (c) Helikoidalna struktura CME-a u bijeloj svjetlosti LASCO C2 koronagrafa. Koronin izbačaj je relativno uzak, a sastoji se i od helikoidalnog magnetskog polja u kojem se nalazi plazmena materija. Bijela kružnica na koronagrafu predstavlja veličinu i položaj Sunca (SoHO).	10
2.2.	Histogrami raspodjele mase izbačaja iz dva različita izvora: (a) za 4124 CME-a (SoHO) u razdoblju od 1996-2003. g. (Gopalswamy, 2006). (b) za 7668 CME-a (LASCO/SoHO) tijekom cijelog Sunčevog ciklusa (1996-2009. g.) (Vourlidas et al., 2010).	11
2.3.	Histogrami raspodjele prividne širine i brzine SoHO izbačaja u razdoblju od 1996. do lipnja 2005. g. (Gopalswamy, 2006). (a) Histogram raspodjele prividne širine za 9777 CME-a (SoHO). (b) Histogram raspodjela prividne brzine za 9057 CME-a (SoHO).	12
2.4.	Histogrami raspodjele kinetičke energije izbačaja iz dva različita izvora: (a) za 4133 CME-a (SoHO) u razdoblju od 1996-2003. g. (Gopalswamy, 2006), (b) za 7668 CME-a (LASCO/SoHO) tijekom cijelog Sunčevog ciklusa (1996-2009. g.) (Vourlidas et al., 2010).	13
2.5.	Ovisnost plazmenog β -parametra o visini iznad aktivnog područja (Gary, 2001). Granice osjenčanog područja se odnose na vrijednosti plazmenog parametra iznad umbre i kromosferske baklje (ili fotosferske baklje).	14
2.6.	Faze bljeska u raznim spektralnim područjima. Prvotna faza tipično traje nekoliko minuta, impulzivna od 3 do 10 minuta, faza „zasvijetljenja“ 5 do 20 minuta, te trnjenja od jednog do nekoliko sati (Benz, 2002).	15
2.7.	Skica standardnog modela trodijelne strukture CME-a ili eruptivnog bljeska prema (Forbes, 2000). Prominencija i pripadajuća magnetska arkada bubre u niskoj koroni, nakon čega se aktivira rekonekcijski proces i zapaža dvovlaknasti $H\alpha$ bljesak u podnožju arkade.	16

2.8.	Sigmoidalna struktura u mirnoj koroni promatrana SoHO teleskopom 8. svibnja 2000. g. u 09:45 UT u mekom X-zračenju . Umanjena sličica prikazuje isto područje samo u pred-eruptivnom stanju u 04:36 UT (Glover et al., 2001).	17
2.9.	Shematski prikazi: (a) klipnog mehanizma i (b) čeonog udarnog vala (engl. „bow shock“) (Warmuth, 2007).	18
2.10.	Prikaz kinematike vodećeg luka ($\circ$), šupljine (+) i prominencije (Δ): (a) ovisnost udaljenosti o vremenu; (b) kretanje razlike udaljenosti između vodećeg luka i prominencije (<i>debela linija</i>), šupljine i prominencije (<i>tanka linija</i>) i vodećeg luka i šupljine (<i>crtkana linija</i>); (c) ovisnost brzine o vremenu; (d) akceleracijska faza vodećeg luka dana je kao $v(R)$ ovisnost (Maričić et al., 2004).	20
3.1.	Prikaz međuplanetarnog i ostalih poremećaja uzrokovanog Sunčevom erupcijom. Magnetsko prespajanje se odvija u području difuzije (DR), ispod eruptivne cijevi magnetskog toka (koja u sebi sadrži i eruptivnu prominenciju - EP). Nastaju dva udarna stojna vala sporog moda (magnetskog zvuka, SMSS) u izlaznim mlazovima vruće plazme. Supermagnetosoničan donji mlaz iznad posteruptivne arkade (PFL) stvara stojni udarni val brzog moda (FMSS).	24
3.2.	Primjer <i>in situ</i> opažачkih značajki magnetskog oblaka prema (Burlaga, 1995). Primjećuju se pojačane vrijednosti magnetskog polja prilikom nalleta. Deklinacijski kut δ (vidjeti Dodatak A.1) se kontinuirano zakreće za otprilike 180° , dok azimutalni kut λ skokovito raste i promijeni se za čitavih 360° . Brzina plazme v naglo poraste, dok se gustoća $n_p = N$ i temperatura T_p protona smanje.	25
3.3.	Shematski prikaz trodimenzionalne strukture ICME-a i nadolazećeg udarnog vala, magnetskog polja i plazme (Zurbuchen i Richardson, 2006).	26
3.4.	Skica konfiguracije magnetskog polja filamenta/prominencije i očekivano ustrojstvo cijevi magnetskog toka (Bothmer i Schwenn, 1994). Radi jednostavnosti se pretpostavlja da magnetsko uže leži u ekliptičkoj ravnini i npr. oznaka SEN znači zakretanje vektora magnetskog polja od juga (S) prema sjeveru (N) s ukupnim usmjerenjem prema istoku (E); Sukladno tome, vrijedi i za npr. SWN gdje W označava zapad.	27
3.5.	Promjena srednjih vrijednosti fizičkih značajki ICME-a s heliocentričnom udaljenosti. Podaci su dobiveni Helios 1/2 satelitom tijekom 1975-1980. godine i prikazani su u log-log skali (Forsyth et al., 2006).	29

3.6.	Način određivanja v_{eksp} , a posredno i v_{rad} (Schwenn et al., 2005). (a) Određivanje brzine ekspanzije v_{eksp} i brzine s obzirom na ravninu neba v_{PS} . Prikazano je se za različite CME-e: na rubu, djelomičnog i potpunog halo oblika. (b) Korelacija između radijalne brzine v_{rad} i brzine ekspanzije v_{eksp} za CME-e opažene na rubu Sunčevog diska. Podaci dobiveni LASCO detektorom od siječnja 1997. do 15. travnja 2001. godine.	31
3.7.	Međudjelovanje udarnog vala s korotacijskom strujnicom i interakcijskim područjem (Burlaga, 1995, Fig. 7.8).	32
3.8.	Primjer izbačaja na dan 26. listopada 2003. godine opaženog Mk4 koronagrafom. Bijele strelice pokazuju vodeći luk izbačaja. (a) Vodeći luk se formira u 17:28 UT; (b) potpuno je formiran u 17:31 UT; (c) kutna širina izbačaja se značajno povećala unutar 6 min; (d) kutna širina iznosi $\sim 117^\circ$ (Bao et al., 2007).	35
3.9.	Primjer snimke LASCO-C1 koronagrafa snimljene na dan 23. kolovoza 1998. godine. Snimka na valnoj duljini: (a) Fe X - 637 nm; (b) FeXIV - 530 nm; (c) omjer intenziteta valnih duljina pod (a) i (b) (SoHO).	36
3.10.	Snimke LASCO C2 i C3 koronagrafa na dan 19. veljače 2012. godine (SoHO).	37
3.11.	Prikaz raspodjele instrumenata na STEREO-B satelitu. SECCHI (HI) instrument uvijek je usmjeren prema Suncu, dok su IMPACT i S/WAVES antene okrenute od Sunca. Postoje male razlike između raspodjela instrumenata na A i B satelitu iz razloga što suprotno okrenuti jedan prema drugom, a instrumenti koji mjere zastupljenost čestica moraju biti usmjereni duž magnetskog polja Sunčevog vjetrova (Kaiser et al., 2008).	38
3.12.	Povećanje kutnog razmaka STEREO-A i -B satelita tijekom godina.	38
3.13.	Shematski prikaz putanja STEREO-A i -B satelita i njihov povoljan položaj za opažanje cijelog Sunčevog diska (NASA).	39
3.14.	U STEREO-A i B SECCHI/COR1 i COR2 koronagrafima zapažen je izbačaj na dan 19. veljače 2012. godine. Početna faza propagacije izbačaja vidi se u COR1A koronagrafu dosta nejasno u gornjem desnom uglu, dok u COR1B u gornjem lijevom. Kasnija faza propagacije bolje se uočava u COR2A/B koronagrafima (STEREO).	41
3.15.	STEREO-A i B SECCHI/HI kamere bilježe izbačaj na dan 18. travnja 2012. godine (STEREO).	42
3.16.	Panoramski prikaz kombiniranih vidnih polja SECCHI/HI kamera s oba STEREO-A i B satelita na dan 18. veljače 2007. godine. Vide se položaji planeta, Mliječna staza i komet McNaught (STEREO; Kaiser, 2009).	42

3.17. Prve snimke STEREO-A i B SECCI/EUVI detektora u četiri različite valne duljine: He II 30.4 nm (plavo), Fe IX 17.1 nm (zeleno), Fe XII 19.5 nm (žuto), Fe XV 28.4 nm (crveno) dobivene na dan 4. prosinca 2006. godine (STEREO).	43
3.18. Shematski prikazi stvaranja radiovalnog zračenja međuplanetarnim izbačanjem. Plazmena frekvencija ovisna je o gustoći okoline koja opada s udaljenošću od Sunca. Radiovalno zračenje nastaje pobudom elektrona udarnim valom međuplanetarnog izbačaja. Udarne valove ubrzava elektrone ispred sebe i pobuđuje plazmu u elektrostatsko titranje koje pretvara energiju u radiovalno zračenje tipa II upravo na frekvenciji plazmene oscilacije, f_p , i njezinog harmonika, $2f_p$ (Gurnett, 1995; Gurnett i Kurth, 1996). (a) Zračenje tipa II posljedica je udarnog vala tjeranog međuplanetarnim izbačanjem. (b) Opadanje plazmene frekvencije s udaljenošću od Sunca i pobuđivanje plazmenih oscilacija elektrona udarnim valom.	44
3.19. Ilustracija nastanka radiovalnog zračenja udarnim valom u međuplanetarnom prostoru. Snop elektrona ubrzan udarnim valom pobuđuje plazmenu frekvenciju, f_p i frekvenciju harmonika, $2f_p$, u okolnoj plazmi (Gurnett i Kurth, 1996).	44
3.20. (a) Leblanc et al. (1998) model heliosferske elektronske gustoće s naznačenom ionosferskom frekvencijom (engl. „cut-off frequency“) na ~ 15 MHz. Ispod te frekvencije nemoguće je opažati radiovalno zračenje tipa II sa Zemlje. (b) Brzi CME opažen SoHO/LASCO detektorom 15. siječnja 2005. g. (c) dinamički spektar navedenog CMEa dobiven pomoću Wind/WAVES detektora (Gopalswamy, 2011).	45
3.21. (a) Shematski prikaz različitih vrsta dinamičkih spektara zračenja tipa II i podjela prema valnim duljinama. 1. potpuno metarsko, 2. dekametarsko-hektometarsko, 3. hektometarsko, 4. hektometarsko-kilometarsko, 5. metarsko-hektometarsko-kilometarsko, 6. potpuno kilometarsko zračenje. (b) Ovisnost „frekvencijske brzine“ (df/dt) o frekvenciji zračenja f za metarsko, hektometarsko i kilometarsko zračenje. Prilagodba potencijske funkcije ($df/dt \propto f^\epsilon$) podacima metodom najmanjih kvadrata dala je eksponente: $\epsilon = 1.8$ za hektometarsko, $\epsilon = 1.5$ za metarsko i $\epsilon = 2.7$ za kilometarsko zračenje i korelacijski koeficijent $C = 0.98$ (Gopalswamy, 2011).	46
3.22. Promjena magnetskog polja pri naletu udarnog vala ($1 \rightarrow 2$) u sustavu u kojem granica diskontinuiteta miruje. Udarne valove se dijele na: (a) spore udarne valove, (b) Alfvénove ili intermedijarne udarne valove, (c) brze udarne valove, ovisno o tome kako mijenjaju magnetsko polje.	48

3.23. Shematski prikaz stvaranja udarnog vala u jednodimenzionalnom slučaju. Fazna brzina vala $w(t)$ povezana je s brzinom toka plazme $u(t)$. (a) valna fronta u početnom trenutku se nelinearno ustrmljava; (b) pojavljuje se diskontinuitet D na položaju x^* ; (c) udarni val se nastavlja gibati (Žic et al., 2008).	48
4.1. Usporedba MHD simulacija nestabilnosti magnetskog vlakna (Chen, 2011). (a) Torusna nestabilnost magnetskog vlakna - numerički izračun. (b) Numerički dobivena nestabilnost magnetskog vlakna zbog usukavanja magnetskog polja.	55
4.2. Evolucija u vremenu, t , nestabilnosti magnetske cijevi zbog usukavanja. Analitički dobiven: (a) pogled sa strane, (b) pogled odozgo (Sakurai, 1976).	55
4.3. Polariteti prominencija: (a) normalni polaritet (Kippenhahn-Schlüter model), (b) inverzni (Kuperus-Raadu model), (c) model prominencijske magnetske cijevi, (d) trodimenzionalni prikaz prominencije i magnetskog polja. Sila gravitacije je označena s F_G , Lorentzova sila s F_L , „sila zrcalne struje“ s F_M , sila zbog gradijenta magnetskog tlaka (tzv. sila „kinka“) F_K i sila zbog napetosti (tenzije) magnetskih silnica s F_T (Vršnak, 1992).	56
4.4. Model kidanja spona. (a) konfiguracija magnetskog polja prije erupcije s označenim mogućim mjestom nastanka rekonekcije, (b) erupcijska struktura nakon rekonekcije, (c) magnetska struktura nakon erupcijske faze (Howard, 2011).	57
4.5. Dvodimezijski prikaz magnetskog prespajanja u strujnoj plohi ispod prominencije. Prikazan je prtok plazme u strujnu plovu i njen izlazni tok (Vršnak, 1992).	58
4.6. Model proboja. Lijevo je shematski prikazan 2.5 dimenzijsalni, a s desne strane trodimenzijsalni sistem. (a) početna magnetska konfiguracija, (b) preraspodjela polja i početak nestabilnosti, (c) deformirano polje i početak erupcije, (d) rekonekcija relaksira magnetsko polje (Lynch et al., 2008).	59
4.7. Linija inverzije polariteta označena je crtkanom linijom. (a) Nožišta početne konfiguracije magnetskog polja gibaju se zajedno s tromom fotosferom; (b) dolazi do magnetskog prespajanja silnica $\overline{AB}$ i $\overline{CD}$ pri pri čemu nastaju nove $\overline{AD}$ i $\overline{CB}$, a $\overline{CB}$ kasnije nestaje ispod fotosfere; (c) natkrijujuće silnice $\overline{EF}$ i $\overline{GH}$ silnice obavijaju liniju inverzije; (d) magnetskim prespajanjem nastaje helikoidalna silnica $\overline{EH}$ i kratka $\overline{GF}$, dok $\overline{AD}$ postaje potka prominencijske strukture (Van Ballegooijen, 2001).	60

4.8. Shematski prikaz eruptivnog procesa i magnetska konfiguracija pridruženog Sunčevog bljeska (Lin et al., 2004).	62
4.9. Kompozitna ilustracija izbačaja i dvovlaknastog bljeska.	63
4.10. Mouschovias i Poland (1978) model cijevi magnetskog toka. (a) Shematski prikaz zakrivljene cijevi magnetskog toka. (b) Prikaz zakrivljenje magnet-ske cijevi u dva različita trenutka, t_1 i t_2	64
4.11. Usporedba Mouschovias i Poland (1978) modela s opažanjima erupcije 10. kolovoza 1973. (a) Prikazana je usporedba teoretske (4.8) i opažačke (određene metodom najmanjih kvadrata) ovisnosti debljine vrha toroidalne strukture, $2r_T$, na različitim vrijednostima heliocentrične udaljenosti H u log-log skali. (b) Dana je usporedba teoretske 4.10 i opažačke (određene metodom najmanjih kvadrata) ovisnosti polumjera zakrivljenosti R_T toro-idealne strukture na različitim vrijednostima heliocentrične udaljenosti H u log-log skali.	66
4.12. Skica modela koji je predložio Anzer (1978). Početni veliki polumjer torusa je R_{T0} i evoluirao u kasniji s većim polumjerom R_T . Nožišta torusa su usidrena. Usporedba s mjerenjima počinje nakon 2.5 Sunčevih polumjera ($r_\odot$) (Anzer, 1978).	67
4.13. Izračunate ovisnosti brzine vršnog segmenta strujne petlje o visini prema Anzer (1978) modelu: (a) za vrijednost parametra $\gamma = 0.5$ i dvije različite početne vrijednosti $R_{T0} = 0.5r_\odot$ i $R_{T0} = r_\odot$ gdje iznad svake krivulje nalazi vrijednost konstante k . (b) slično kao i u prethodnoj slici samo je $\gamma = 1.0$	70
4.14. Toroidalna strujna petlja prema Chen (1989). (a) Shematski prikaz mo- dela strujne petlje u koroni. (b) Presjek torusa i opis sila koje djeluju na toroidalnu strujnu petlju.	71
4.15. Prikazan je poprečni presjek torusa u: (a) xz -ravnini; (b) xy -ravnini. $\hat{\mathbf{x}}$, $\hat{\mathbf{y}}$, i $\hat{\mathbf{z}}$ su jedinični vektori i definiraju osi osnovnog koordinatnog sustava. (c) Torusni segment i prikaz poloidalnog magnetskog polja B_φ i gustoće struje $\mathbf{j}$, te ukupne struje I_0 koja teče torusom.	75
4.16. Tri odabrana radijalna profila gustoće struje $j(r)$	77
4.17. Magnetsko polje u središtu O torusa: jakost komponente $ B_z $ je prikazana kao funkcija omjera polumjera $\eta = r_T/R_T$ i to za tri prije definirane gustoće struje $j(r)$	80
4.18. Dva primjera numeričkog izračunavanja $B_z(S_{xy})$ i prilagodbe krivulja na dobivene podatke pomoću jednadžbe (4.62).	81

- 4.19. Magnetski tok debelog torusa. U manjim sličicama uvećane su ovisnosti (u linearnoj skali) za vrlo debele toruse. (a) Vanjski tok Φ_e (odgovara i vanjskom induktivitetu L_e jer je $I = 1$) je prikazan kao funkcija torusnog omjera η u linearno-logaritamskoj skali, uz upotrebu gustoće struje $j(r) = j_0 \propto J_0(r)$. Točkice predstavljaju diskretne numerički izračunate vrijednosti za 200 torusnih vrijednosti η ; (b) Vanjski (Φ_e), unutarnji (Φ_i) i ukupni ($\Phi_e + \Phi_i$) tok za različite profile gustoća struja j_c , j_0 i j_1 84
- 4.20. Vanjski (L_e), unutarnji (L_i) i ukupni ($L_i + L_e$) induktivitet za tri profila gustoće struje j_c , j_0 i j_1 . Manja slika je u linearnoj skali i bolje prikazuje ovisnosti za velike vrijednosti η 86
- 4.21. Induktiviteti L_e° i L° za tanki torus su označeni i za tri profila gustoća struja j_c , j_0 i j_1 su redom označeni s $\blacklozenge$, $\blacktriangle$, $\blacksquare$. Slično, oznake $\diamond$, $\triangle$, $\square$ predstavljaju vrijednosti $\tilde{L}_e$ dobivene upotrebom jednadžbe (4.66). U ukupnom induktivitetu, $\tilde{L} = \tilde{L}_e + L_i$, vanjskom $\tilde{L}_e$ pridodan je unutarnji L_i iz jednadžbe (4.70). (a) Relativna razlika $[L_e^\circ - L_e^{(N)}]/L_e^{(N)}$ između analitički izračunatih L_e° vrijednosti za vrlo tanki torus i razlika $[\tilde{L}_e - L_e^{(N)}]/L_e^{(N)}$ između diskretnih $\tilde{L}_e$ vrijednosti, dobivenih prilagođenom krivuljom (4.66), s obzirom na numerički $L_e^{(N)}$ izračunate vanjske induktivitete za različite η ; (b) Omjeri ukupnih induktiviteta $\tilde{L}/L^{(N)}$ s obzirom na prilagođenu krivulju i podatke, te tankog torusa i podatke, $L^\circ/L^{(N)}$ 88
- 4.22. Skica debele torusne magnetske cijevi (Vršnak, 1990). 90
- 4.23. Na slici je prikazana modelirana funkcija pojačanja $\epsilon(\zeta)$ struje I_0 . Zbog dodatnog magnetskog toka $\Delta\Phi_e$ inducira se struja $\Delta I(\zeta) = \epsilon(\zeta)I_0$ 97
- 4.24. Prikaz „magnetskih sila“ koje djeluju na magnetsko uže. (a) Konfiguracija magnetskog polja ravne strujne niti (u presjeku) na visini H iznad i virtualne inducirane struje na istoj dubini ispod fotosfere. Virtualna struja zamjenjuje fotosferske vrtložne struje. Sila „zrcalne struje“ nastoji povećati H (Kuperus i Raadu, 1974). (b) Dio magnetskog užeta kojim teče struja I . Nacrtane su komponente poloidalne B_φ i toroidalne (uzdužne) $B_\parallel$ komponente magnetskog polja $\mathbf{B}$. Gradijent poloidalne komponente polja, ∇B_φ^2 , uzdiže magnetsko uže, dok sila tenzije, $(B_\parallel \cdot \nabla)B_\parallel$, spušta (Vršnak, 2009). 99
- 4.25. Stožasti model s obzirom na središte Sunca. U stožastom modelu polumjer Sunca je označen je s $r_\odot$, visina torodijalnog segmenta s H , a efektivna površina iznosi $A \approx \frac{\pi}{4}(H + r_\odot)^2\Theta^2$ (Xie et al., 2004; Vršnak et al., 2007). 101

- 4.26. Ubrzanje a torusne strukture prikazano je u ovisnosti o visini njegovog vodećeg luka $H/r_\odot$, podijeljenog s polumjerom Sunca $r_\odot$, za različite struje I_0 , dok u zadnjoj podslici dolazi do gubitka ravnoteže. U modelu se ne koristi sila MHD otpora. Ravnotežni položaj $H_{\text{eq}}/r_\odot$ (određen s uvjetom $a = 0$) povećava se kako raste struja I_0 103
- 4.27. Kinematičke krivulje ubrzanja, brzine i visine za početnu konfiguraciju sistema definiranu: $S = 0.2r_\odot$, $M = 10^{12}$ kg, $\zeta_0 = 0$, $\eta = 0.1$, $X_0 = 4$, $B_{c0} = 10^{-4}$ T. U modelu se ne koristi sila MHD otpora. (a) U početnom trenutku ($t = 0$) položaj, brzina i struja iznose: $H_s/r_\odot = 0.2$, $v_s = 0$ km/s, $I_0 = 3 \times 10^{10}$ A, a ravnotežni položaj se nalazi na $H_{\text{eq}}/r_\odot = 0.07$. (b) U trenutku $t = 0$ uže se nalazi u ravnotežnom položaju $H_{\text{eq}}/r_\odot = 0.2$, kada struja skokovito poraste na vrijednost $I_0 = 1.94 \times 10^{11}$ A, te nastupa gubitak ravnoteže i ravnotežni položaj $H_{\text{eq}}/r_\odot \rightarrow \infty$ 105
- 4.28. Pomicanje ravnotežnog položaja $H_{\text{eq}}/r_\odot$ s povećanjem početne struje I_0 . U manjoj slici uvećan je prikaz do $H_{\text{eq}}/r_\odot \leq 1$. Za struju od $I_0 = 1.94 \times 10^{11}$ A dolazi do gubitka ravnoteže (označeno sa crvenom isprekidanom uspravnom linijom). 106
- 4.29. Usporedba (a) ravnotežnog stanja bez prespajanja, (b) kvazi-stacionarnog s početkom prespajanja i (c) potpunog gubitka ravnoteže prespajanjem. Na desnoj strani slike prikazane su kinematičke krivulje (d) ubrzanja visine, (e) brzine i (f) visine ($H/r_\odot$) u slučaju potpunog gubitka ravnoteže prespajanjem (podslika c). 108
- 4.30. Neuspjela erupcija. Kinematičke krivulje ubrzanja, brzine i visine za početnu konfiguraciju sistema definiranu: $S = 0.2r_\odot$, $M = 10^{12}$ kg, $\zeta_0 = 0$, $\eta = 0.1$, $I_0 = 7.8 \times 10^{10}$ A, $X_0 = 4$, s magnetskim poljem korone $B_{c0} = 10^{-4}$ T. Sunčev vjetar ima brzinu modeliranu s obzirom na vrijednost na beskonačnoj udaljenosti $w_c = 400$ km/s, dok faktor otpora iznosi $\Gamma = 1$. (a) Prikazane su kinematičke krivulje ubrzanja, brzine i visine. U početnom trenutku ($t = 0$) izbačaj miruje ($v_s = 0$ km/s) i nalazi se na položaju: $H_s/r_\odot = 0.2$ (b) Usporedba trajanja funkcije pojačanja ϵ , omjera struja I/I_0 i ubrzanja a . Rekonekcijski magnetskim pritok traje između $0 < t < 10$ h i maksimalno pojačanje početne struje I_0 iznosi $\epsilon_M = 0.2212$. 111

- 4.31. Spori izbačaj kojeg odnosi Sunčev vjetar. Kinematičke krivulje ubrzanja, brzine i visine za početnu konfiguraciju sistema definiranu: $S = 0.2r_{\odot}$, $M = 10^{12}$ kg, $\zeta_0 = 0$, $\eta = 0.1$, $I_0 = 7.8 \times 10^{10}$ A, $X_0 = 4$, s magnetskim poljem korone $B_{c0} = 10^{-4}$ T. Sunčev vjetar ima brzinu modeliranu s obzirom na vrijednost na beskonačnoj udaljenosti $w_c = 400$ km/s, dok faktor otpora iznosi $\Gamma = 1$. (a) Prikazane su kinematičke krivulje ubrzanja, brzine i visine. U početnom trenutku ($t = 0$) izbačaj miruje ($v_s = 0$ km/s) i nalazi se na položaju: $H_s/r_{\odot} = 0.2$. (b) Usporedba trajanja funkcije pojačanja ϵ , omjera struja I/I_0 i ubrzanja a . Rekonekcijski magnetskim pritok traje između $0 < t < 10$ h i maksimalno pojačanje početne struje I_0 iznosi $\epsilon_M = 0.23$ 112
- 4.32. Postupan izbačaj. Kinematičke krivulje ubrzanja, brzine i visine za početnu konfiguraciju sistema definiranu: $S = 0.2r_{\odot}$, $M = 10^{12}$ kg, $\zeta_0 = 0$, $\eta = 0.1$, $I_0 = 7.8 \times 10^{10}$ A, $X_0 = 4$, s magnetskim poljem korone $B_{c0} = 10^{-4}$ T. Sunčev vjetar ima brzinu modeliranu s obzirom na vrijednost na beskonačnoj udaljenosti $w_c = 400$ km/s, dok faktor otpora iznosi $\Gamma = 0.2$. (a) Prikazane su kinematičke krivulje ubrzanja, brzine i visine. U početnom trenutku ($t = 0$) izbačaj miruje ($v_s = 0$ km/s) i nalazi se na položaju: $H_s/r_{\odot} = 0.2$. (b) Usporedba trajanja funkcije pojačanja ϵ , omjera struja I/I_0 i ubrzanja a . Rekonekcijski magnetskim pritok traje između $0 < t < 5$ h i maksimalno pojačanje početne struje I_0 iznosi $\epsilon_M = 0.24$ 113
- 4.33. Tipičan izbačaj. Kinematičke krivulje ubrzanja, brzine i visine za početnu konfiguraciju sistema definiranu: $S = 0.2r_{\odot}$, $M = 10^{12}$ kg, $\zeta_0 = 0$, $\eta = 0.1$, $I_0 = 7.8 \times 10^{10}$ A, $X_0 = 4$, s magnetskim poljem korone $B_{c0} = 10^{-4}$ T. Sunčev vjetar ima brzinu modeliranu s obzirom na vrijednost na beskonačnoj udaljenosti $w_c = 400$ km/s, dok faktor otpora iznosi $\Gamma = 0.2$. (a) Prikazane su kinematičke krivulje ubrzanja, brzine i visine. U početnom trenutku ($t = 0$) izbačaj miruje ($v_s = 0$ km/s) i nalazi se na položaju: $H_s/r_{\odot} = 0.2$. (b) Usporedba trajanja funkcije pojačanja ϵ , omjera struja I/I_0 i ubrzanja a . Rekonekcijski magnetskim pritok traje između $0 < t < 1$ h i maksimalno pojačanje početne struje I_0 iznosi $\epsilon_M = 0.5$ 114

- 4.34. Impulzivni izbačaj. Kinematičke krivulje ubrzanja, brzine i visine za početnu konfiguraciju sistema definiranu: $S = 0.2r_{\odot}$, $M = 10^{12}$ kg, $\zeta_0 = 0$, $\eta = 0.1$, $I_0 = 7.8 \times 10^{10}$ A, $X_0 = 4$, s magnetskim poljem korone $B_{c0} = 10^{-4}$ T. Sunčev vjetar ima brzinu modeliranu s obzirom na vrijednost na beskonačnoj udaljenosti $w_c = 400$ km/s, dok faktor otpora iznosi $\Gamma = 0.1$. (a) Prikazane su kinematičke krivulje ubrzanja, brzine i visine. U početnom trenutku ($t = 0$) izbačaj miruje ($v_s = 0$ km/s) i nalazi se na položaju: $H_s/r_{\odot} = 0.2$. (b) Usporedba trajanja funkcije pojačanja ϵ , omjera struja I/I_0 i ubrzanja a . Rekonekcijski magnetskim pritok traje između $0 < t < 10$ min i maksimalno pojačanje početne struje I_0 iznosi $\epsilon_M = 1$. . . 116
- 5.1. Shematski prikazano Sunčevo magnetsko polje tijekom: (a) slabe, (b) jake Sunčeve aktivnosti (Howard, 2011). 119
- 5.2. Sunčev vjetar prati oblik Sunčevog magnetskog polja tzv. oblik „balerinine suknjice“ (Koskinen i Vainio, 2011). 120
- 5.3. Ovisnost brzine Sunčevog vjetra v o radijalnom položaju r za pet različitih vrijednosti konstante C . Brzina je normirana na brzinu zvuka c_s , a radijalni položaj s obzirom na kritičnu vrijednost r_c (Koskinen i Vainio, 2011). . . . 124
- 5.4. Primjer opaženog gibanja koronine nehomogenosti na dan 24. svibnja 1996. g. u LASCO C2 (lijevo) i C3 (desno) koronagrafima (Sheeley et al., 1997). 127
- 5.5. Empiričke brzine Sunčevog vjetra (Sheeley et al., 1997). (a) Brzina nehomogenosti v u koroni ovisna o radijalnoj udaljenosti r od Sunca za događaj 24. svibnja 1996. g. (b) Brzina nehomogenosti v u koroni ovisna o radijalnoj udaljenosti r od Sunca za događaj 30. listopada 1996. g. (c) Brzina nehomogenosti v u koroni ovisna o radijalnoj udaljenosti r od Sunca za događaj 30. travnja 1996. g. (d) Brzine 65 različitih nehomogenosti u koroni ovisna o radijalnoj udaljenosti od Sunca. U podslikama a) i b) krivulje su određene s obzirom na jednadžbu (5.25), dok se u podslikama c) i d) koristi metoda najmanjih kvadrata uz upotrebu jednadžbe (5.26). 129
- 5.6. Geometrija pri računanju Thomsonovnog raspršenja korone u van Huls-
tovom i Newkirkovom modelu. (a) Geometrijski prikaz osi polarizacije
oscilacija elektrona (A, A, B) i komponente intenziteta raspršene svjetlosti
(J_t, J_r) (van de Hulst, 1950). (b) Udaljenost β od neke istaknute morfolo-
ške strukture Sunca (npr. aktivnog područja), na radijalnoj udaljenosti
od središta Sunca R , do točke raspšenja svjetlosti na elektronima P . Točka
 P se također nalazi na istoj radijalnoj udaljenosti R (Newkirk, 1961). . . 131

- 5.7. Usporedba Mann et al. (1999) modela s modelom Newkirka i opažačkim podacima. (a) Ovisnosti gustoće elektrona $N = n_e(r)$ (puna linija) i brzine Sunčevog vjetra $v(r)$ (isprekidana linija) o udaljenosti. Numerički su rješavane jednačbe (5.38) i (5.15) na temperaturi $T = 10^6$ K. Radijalna udaljenost je normirana na Sunčev polumjer $R_S = r_\odot = 6.958 \times 10^5$ km i astronomsku jedinicu $1 \text{ AU} = 1.5 \times 10^8$ km. (b) Usporedba $N = n_e(r)$ Mann et al. (1999) gustoće (puna linija) s četverostrukom gustoćom Newkirk (1961) modela (isprekidana linija) u području od $1.02 - 1.30$ Sunčevih polumjera. (c) Usporedba $N = n_e(r)$ Mann et al. (1999) gustoće (puna linija) sa satelitskim ULYSSES mjerenjima (isprekidana linija) tijekom uzlazne faze Sunčeve aktivnosti. (d) Usporedba $N = n_e(r)$ Mann et al. (1999) gustoće (puna linija) sa satelitskim ULYSSES mjerenjima (isprekidana linija) tijekom silazne faze Sunčeve aktivnosti. 134
- 5.8. Leblanc model elektronske gustoće do 1 AU. Model je prilagođen mjerenjima radiovalnog zračenja tipa III Nançay opservatorija u frekvencijskom rasponu od $25 - 75$ MHz (Leblanc et al., 1998). 135
- 5.9. Usporedba Leblanc et al. (1998), Bougeret et al. (1984), Saito et al. (1977), Alvarez i Haddock (1973) i Fainberg i Stone (1971) modela elektronske gustoće. (a) Zadebljanja na linijama predstavljaju područja valjanosti određenog modela, dok ostatak prikazuje ekstrapoliranu ovisnost (do 1 AU). (b) Modeli su normalizirani tako da na 1 AU daju vrijednost elektronske gustoće od 7.2 cm^{-3} 136
- 5.10. (a) antikorelacija ubrzanja i brzine izbačaja mjerena LASCO koronagrafom; (b) antikorelacije za izbačaje malih (sivi $\circ$) i velikih masa (crni $\times$). Ispisane su jednačbe pravaca na osnovu njihove prilagodbe podacima metodom najmanjih kvadrata, te koeficijenti korelacije C (Vršnak et al., 2009). . . . 139
- 5.11. Logaritamska ovisnost omjera gustoće n/n_0 (s obzirom na gustoću n_0 pri 1 AU), te omjera brzine Sunčevog vjetra w/w_c i omjera funkcije „otpora“ γ/γ_c , o logaritamskoj udaljenosti R izražene u Sunčevim polumjerima, $r_\odot$. Asimptotske vrijednosti brzine Sunčevog vjetra i funkcije „otpora“ označene su redom s w_c i γ_c 145
- 5.12. Primjeri određivanja ulaznih parametara općenitog modela MHD otpora minimizacijom kvadratnog odstupanja s obzirom na eksperimentalne podatke dobivene STEREO-A i B satelitima. Vrijednosti ulaznih parametara $\{\Gamma, w_c [\text{km/s}], R_0 [r_\odot], v_0 [\text{km/s}]\}$ dani su u legendama svake podslike. . . . 149

- 5.13. Kinematika izbačaja izračunata s brzinom Sunčevog vjetra od $w_c = 400$ km/s (asimptotska siva linija): (a) brzina kao funkcija vremena; (b) brzina kao funkcija udaljenosti; (c) ubrzanje kao funkcija udaljenosti. Crtkana linija opisuje izbačaj s $v_0 = 200$ km/s i $M = 10^{12}$ kg, puna linija s $v_0 = 1000$ km/s i $M = 10^{12}$ kg, dok točkana linija odnosi se na izbačaj s $v_0 = 1000$ km/s i $M = 4 \times 10^{12}$ kg. 151
- 5.14. (a) Tranzitno vrijeme τ izbačaja prikazano je kao funkcija početne brzine izbačaja v_0 za kutnu širinu izbačaja od $\Theta = 1$ rad, masu $M = 10^{12}$ kg, te za različite brzine Sunčevog vjetra w_c (u km/s, ispisane uz linije); (b) brzina izbačaja na 1 AU (tranzitna brzina) v_τ za iste ulazne parametre. 152
- 5.15. (a) Tranzitno vrijeme τ izbačaja prikazano je kao funkcija brzine Sunčevog vjetra w_c za kutnu širinu izbačaja od $\Theta = 1$ rad, masu $M = 10^{12}$ kg, te za različite početne brzine izbačaja v_0 (u km/s, ispisane uz linije); (b) brzina izbačaja na 1 AU (tranzitna brzina) v_τ za iste ulazne parametre. 152
- 5.16. (a) Tranzitno vrijeme τ izbačaja prikazano je kao funkcija početne brzine izbačaja v_0 za brzinu Sunčevog vjetra $w_c = 400$ km/s, masu izbačaja $M = 10^{12}$ kg, te za različite vrijednosti kutne širine izbačaja Θ (u rad, ispisanim uz linije); (b) brzina izbačaja na 1 AU (tranzitna brzina) v_τ za iste ulazne parametre. Isti rezultat bi se dobio za fiksnu širinu $\Theta = 1$ rad i mase u rasponu $M = 6.25 \times 10^{10}$ do 1.6×10^{13} kg. 154
- 5.17. (a) Tranzitno vrijeme τ izbačaja prikazano je kao funkcija kutne širine Θ izbačaja, uzimajući brzinu Sunčevog vjetra $w_c = 400$ km/s, masu izbačaja $M = 10^{12}$ kg, te različite početne brzine izbačaja v_0 (u km/s, ispisane uz linije); (b) brzina izbačaja na 1 AU (tranzitna brzina) v_τ za iste ulazne parametre. 154
- 5.18. Usporedba numeričkog ENLIL modela (tanka linija) s ACE *in situ* mjeranjima. Vidljivo je jako strujanje Sunčevog vjetra nakon $DOY > 210$. Uspravna puna i iscrtkana linija određuju dolazak udarnog vala i vodećeg luka međuplanetarnog koroninog izbačaja. 158
- 5.19. Primjeri kinematike međuplanetarnih koroninih izbačaja izračunati pomoću modela MHD otpora s konstantnim γ . Početna heliocentrična udaljenost iznosi 20 Sunčevih polumjera ($R_0 = 20$). (a) ovisnost heliocentrične udaljenosti o vremenu; (b) ovisnost brzine izbačaja o vremenu; (c) ovisnost brzine izbačaja o udaljenosti; (d) ovisnost ubrzanja izbačaja o udaljenosti. Brzine u legendama v_0 i w_c su izražene u km/s, dok parametar otpora iznosi $\gamma_c = \Gamma \times 10^{-7} \text{ km}^{-1}$ 163

5.20. Distribucija vrijednosti (a) brzine Sunčevog vjetra w_c i (b) parametra Γ ($\gamma_c = \Gamma \times 10^{-7} \text{ km}^{-1}$) dobivenih uvrštavanjem opažačkih podataka u izraze (5.91) i (5.87).	170
5.21. Analiza razlike $\Delta\tau = \tau_o - \tau$, opaženog tranzitnog vremena τ_o i izračunatog τ . Na lijevim slikama (a), (b) i (c) su korištene srednje vrijednosti heliocentrične udaljenosti i brzine izbačaja $(R_0, v_0) = (\bar{R}, \bar{v})$ koje se opažaju u LASCO koronagrafu. Desne slike (d), (e) i (f) uzimaju zadnje opažene vrijednosti $(R_0, v_0) = (R_N, v_N)$ u vidnom polju LASCO koronagrafa. (a) i (d) prikazuju medijan, (b) i (e) aritmetičku sredinu, a (c) i (f) standardnu devijaciju. Vrijednosti brzine Sunčevog vjetra $w_c[\text{km/s}]$ zapisani su pokraj krivulja.	172
5.22. (a) Distribucija razlike $\Delta\tau = \tau_o - \tau$ opaženih τ_o i izračunatih vrijednosti τ tranzitnih vremena, za parametar $\Gamma = 1$ (ili $\gamma_c = 10^{-7} \text{ km}^{-1}$) i brzinu Sunčevog vjetra $w_c = 500 \text{ km/s}$, te za početni položaj i brzinu, R_N, v_N . (b) Kumulativna distribucija apsolutne razlike $ \Delta\tau $	173
5.23. Kinematika tri međuplanetarna izbačaja u heliosferi. Na lijevoj strani svake slike prikazana je ovisnost vremenu, dok su s desne strane prikazane ovisnosti brzine o heliocentričnim udaljenostima izraženim u Sunčevim polumjerima, $R = r/r_\odot$. Opažene i mjerene vrijednosti su označene crnim križićima, a crvena linija prikazuje izračunatu kinematičku krivulju prema modelu MHD otpora s konstantnim parametrom γ i konstantnom brzinom Sunčevog vjetra w	175
5.24. Internetska primjena modela MHD otpora nalazi se na adresi: http://oh.geof.unizg.hr/CADBM/cadbm.php	177
A.1. Heliografski koordinatni sustav (Burlaga, 1995).	186

Popis tablica

- 4.1. Koeficijenti iz relacije (4.66) za izračun toka i/ili induktiviteta. $A^\circ = \mu_0$ i $B^\circ = 2$ su koeficijenti za vrlo tanki torus (strujnu petlju). Zadnja četiri retka prikazuju vrijednosti unutarnjeg toka i induktiviteta. Omjeri polumjera $\eta = r_T/R_T$ kada unutarnji tok ili induktivitet su izjednačeni i postaju veći od vanjskog, označeni su redom s $\eta(\Phi_e \leq \Phi_i)$ i $\eta(L_e \leq L_i)$. . . 83
- 5.1. Usporedba različitih modela gustoće: LDB – Leblanc et al. (1998); SPM – Saito et al. (1977); BKS – Bougeret et al. (1984); AH – Alvarez i Haddock (1973); FS – Fainberg i Stone (1971) (Leblanc et al., 1998). 137
- 5.2. Usporedba izračunatih tranzitnih vremena τ i brzina v_τ na 1 AU s opaženim τ_o i $v_{\tau o}$ 157

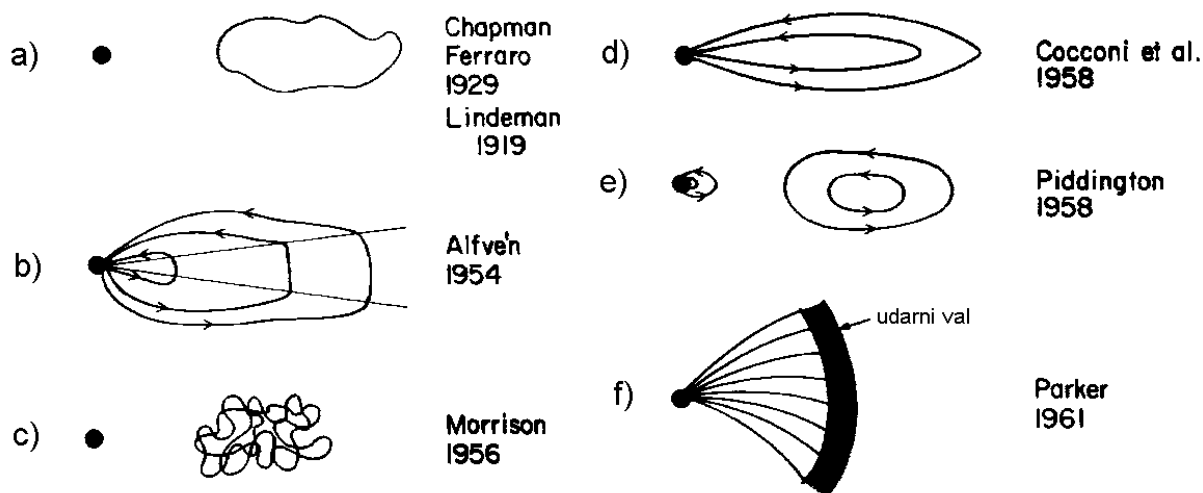
1. Uvod

Sunčeva aktivnost ponajviše ovisi o promjenama Sunčeva magnetskog polja čime posredno utječe i na promjene geomagnetskog polja Zemlje. Krajem 19. stoljeća naslutio se, ali se nije sa sigurnošću moglo tvrditi, utjecaj Sunčeve aktivnosti na magnetsku aktivnost Zemlje. Frank Bigelow je 1889. godine primijetio, na temelju opažanja izgleda i oblika Sunčeve korone tijekom pomrčine 1878. godine tijekom minimuma Sunčeve aktivnosti, da oblik korone nalikuje konfiguraciji silnica koje stvara (štapićasti) magnet (Alexander et al., 2006). Henri Deslanderes (1893. g.) naslućuje da prominencije, promatrane tijekom pomrčine, nastaju promjenom ustrojstva Sunčevog magnetskog polja. Međutim, tek 1908. godine američki astronom George Ellery Hale direktno opaža Sunčevo magnetsko polje, i ta godina predstavlja prekretnicu i početak razdoblja moderne fizike Sunca.

Iako se već sredinom 19. stoljeća utvrdila posljedična veza 11-godišnjih ciklusa aktivnosti Sunca sa geomagnetskim poremećajima, na to se nije obraćala velika pažnja. 1860. godine britanski astronomi Richard Carrington i Richard Hodgson, nezavisno jedan od drugoga, svjedoče o snažnom dvovlaknastom bljesku na površini Sunca, nakon kojeg je otprilike za 17 sati uslijedio i geomagnetski poremećaj. U to vrijeme nije se poznavao pravi fizički proces i uzrok te pojave, već je to bila „sporadična“ iskustvena činjenica. 1931. godine George E. Hale prvi sistematizira tadašnja opažanja (Hale, 1931).

Shematska kronologija razvoja spoznaje o magnetskom ustroju Sunčevih erupcija dana je na slici 1.1. 1919. godine Lidenmann tvrdi da su geomagnetski poremećaji posljedica udara Sunčeve nemagnetizirane materije o Zemlju. 1943. godine uočava se izražena povezanost intenzivnih Sunčevih bljeskova s nastankom geomagnetskih poremećaja. Nakon vrlo jakih bljeskova slijedili su snažni izbačaji u obliku eruptivnih prominencija ili filamenata s brzinama i do ~ 500 km/s. Kiepenheuer 1953. godine ističe da iznenadni nestanak uzdižuće prominencije u vidnom polju može jedino značiti da njezin materijal doseže (i nadmašuje) brzinu oslobađanja od Sunca (Kiepenheuer, 1953).

Korelacija između bljeskova, uz pojavu eruptivnih prominencija, s geomagnetskim poremećajima ukazivala je da su eruptivne prominencije, u neku ruku, „prijenosnici“ energije iz magnetskog polja Sunčeve korone prema geomagnetskom polju Zemlje. Naravno, to nije jedini način pretvorbe i prijenosa energije. Promatranjem kromosferskih spektralnih linija vodika 1940-tih godina, zaključilo se da čestice iz korone, unutar ili u okolini



Slika 1.1.: Kronologija razumijevanja strukture i evolucije Sunčevih erupcija. Na slici je: (a) propagacija nemagnetiziranog materijala; (b) „plazmeni oblak“ sa zamrznutim magnetskim poljem; (c) plazmeni oblak sa turbulentnim magnetskim poljem; (d) „jezičasti oblik“ magnetskih petlji ukorijenjen u Suncu; (e) nepovezani „plazmoid“ ili „mjehur“ silnica magnetskog polja; (f) udarni val (Alexander et al., 2006).

aktivnih područja, bivaju ubrzane bljeskovima sve do relativističkih brzina i energija. Po primaju energije i do 5 GeV koje su usporedive energijama kozmičkog zračenja (Forbush, 1946). Tada se nije znalo, niti pretpostavljalo, da čestice mogu naknadno biti ubrzane u međuplanetarnom prostoru.

Izbačaji mogu mijenjati, povećavati ili smanjivati, čestično (korpuskularno) kozmičko zračenje koje dopire iz međuzvjezdanog područja izvan Sunčevog sustava ili heliosfere. Magnetska struktura izbačaja djeluje kao svojevrsan magnetski štit i onemogućava prodor visokoenergetskih kozmičkih čestica u heliosferu. Intenzitet kozmičkog zračenja se smanjuje kako izbačaj nalijeće, obavija i štiti Zemlju svojim zatvorenim magnetskim poljem. Kozmičko zračenje je manjeg intenziteta i nastaje ulijetanjem u Zemljinu atmosferu visokoenergetskih čestica manje gustoće, prikupljenih i zarobljenih u zatvorenoj magnetskoj konfiguraciji izbačaja.

Piddington 1958. godine predlaže jednostavan „plazmoidni“ oblik (Piddington, 1958) međuplanetarnog magnetskog polja (tzv. „magnetskog oblaka“), dok Morrison (1956) sugerira da „magnetski oblak“ mora imati izgled „plazmoida“ koji je sastavljen od zapetljanih magnetskih silnica – shematski oblici su prikazani na slikama 1.1c i e.

Prva i prava nedvojbeni potvrda o postojanju „prolaznih“ pojava u koroni (engl. „coronal transient“) dobila se iz radio-opazanja i koronagrafom Skylab satelita (koji je bio u operativnom stanju od 1973 do 1979. godine). Bila je to jasna potvrda da je „zapetljano“ magnetsko polje velikih dimenzija i da plazma velikim brzinama, u rasponu od 100 do 1200 km/s, struji sa Sunčeve površine (Gosling et al., 1976). Početni nazivi tih

„prolaznih“ pojava nisu bili usuglašeni, govorilo se o „plazmenim oblacima“, „Sunčevim izbačajima mase“, „prolaznim koroninim izbačajima“ i slično, da bi se danas ustalio i standardizirao izraz: *koronini izbačaji mase* ili samo *koronini izbačaji* (engl. coronal mass ejections ili skraćeno CME).

Tek nakon stvorene prave predodžbe o izgledu i obliku izbačaja moglo se razmišljati i nagađati jesu li se koronini izbačaji mogli i ranije zapaziti tijekom pomrčina Sunca. Eddy (1974) uspijeva naći naznake trodijelne strukture koroninih izbačaja u povijesnim izvorima, u skicama promatrača pomrčina davnih godina. Najpoznatiji primjer bila je potpuna pomrčina Sunca 18. lipnja 1860. godine pri kojoj je područje totaliteta prolazilo Španjolskom. U promatranju je sudjelovalo više tadašnjih renomiranih astronoma (slika 1.2), a najbolji crtež trodijelne strukture izbačaja skicirao je talijanski astronom Guglielmo Tempel (slika 1.2, desno u sredini).

Vremenom, koronini izbačaji masa privlače sve veću pažnju i dobivaju na značaju. Skokovit napredak u istraživanju izbačaja započinje satelitskom erom i Skylab misijom. Nakon nesretnog pada Skylab-a, uslijedila su mnoga druga satelitska promatranja. SMM satelit (The Solar Maximum Mission) se lansira 1980. godine, dok 1990-tih godina u orbitu odlaze dva nova satelita, japanski Yohkoh i međunarodni SoHO (engl. The Solar and Heliospheric Observatory, (SoHO)).

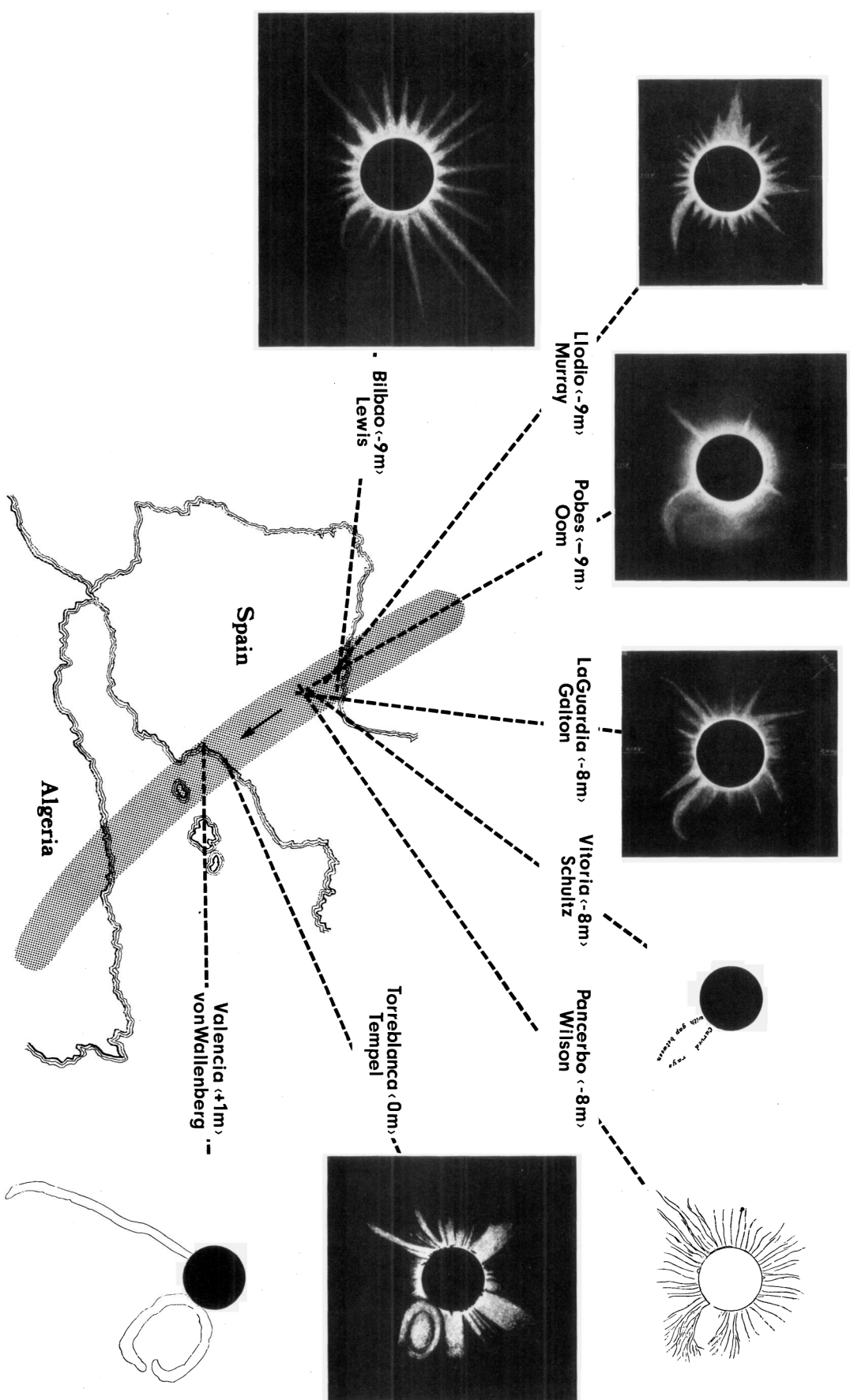
Yohkoh opaža u području „mekog“ X-zračenja¹ i otkriva da koronini izbačaji stvaraju određeni „odziv“ u koroni u obliku koroninog zatamnjenja, što je posljedica evaporacije Sunčeve površine kada izbačaj sa sobom odnosi velik udio mase iz niske korone.

Opažanja SoHO satelita otkrivaju da izbačaji imaju neuobičajeno veću učestalost tijekom Sunčevog minimuma aktivnosti nego što se očekivalo, te da kod izbačaja dolazi do velikih rekonfiguracija magnetskog polja, te globalnog odziva cijele korone. Otkriveno je da izbačaji značajno mijenjaju svoje unutrašnje ustrojstvo kako se gibaju koronom (Alexander et al., 2006).

U svrhu detaljnijeg i boljeg opažanja niske korone i heliosfere služili su ili su još uvijek u funkciji neki od poznatijih satelita (preglednije je prikazano na slikama 1.3 i 1.4):

- *Interplanetary Monitoring Platform* (IMP) 1-7, NASA-ini sateliti za vrijeme Apollo misija namijenjeni mjerenju međuplanetarne plazme i međuplanetarnog magnetskog polja. Sateliti su u raznim orbitama mjerili vremensku i prostornu povezanost geofizičkih i astrofizičkih karakteristika Zemljine okoline izvan Van Allenovih radijacijskih pojaseva
- *Pioneer 10*, lansiran 1972. g., a zadnji bezuspješan pokušaj uspostavljanja veze je

¹na Yohkoh satelitu je instrument engl. naziva Soft X-Ray Telescope (skraćeno SXT) i početno se sastojao od 5 filtra i to: Al filter na 1265 Å sa širinom 2.5-36 Å; Al/Mg/Mn filter širine 2.4-32 Å; 2.52 μm Mg filter (širine: 2.4-23 Å); 11.6 μm Al filter (2.4-13 Å); 119 μm Be filter (2.3-10 Å).



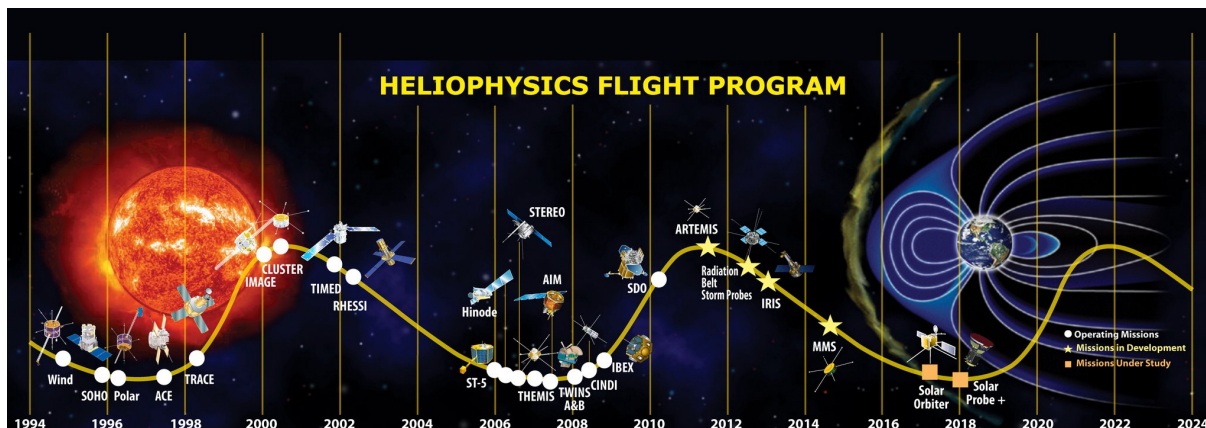
Slika 1.2.: Nekoliko crteža Sunčeve korone tijekom potpune pomrčine Sunca koja se dogodila 18. listopada 1860. godine kada je linija totaliteta prolazila Španjolskom. Pretpostavlja se da su to prva opažanja koroninih izbacaja mase (Eddy, 1974).



Slika 1.3.: Trenutne i buduće satelitske misije i njihov približni položaj u heliosferi. Bijelom bojom su označeni postojeći funkcionalni sateliti, dok žutom su prikazane planirane buduće misije (NASA).

bio 4. ožujka 2006. g.

- *Helios A, B*, funkcionalan od 1974-1976. g.
- Voyager 2, lansiran 1977. g. prema dalekom međuplanetarnom prostoru, putuje u prosjeku od brzinom 3.264 AU/godina, a pretpostavlja se da će moći emitirati slab radio signal do 2025. godine
- *Pioneer Venus Orbiter*, u pogonu od 20. svibnja 1978. do 8. listopada 1992. g.
- *WIND*, u pogonu od 1994. g. i stacioniran je u L_1 Lagrangeovoj točki sustava Sunce-Zemlja
- *Solar Maximum Mission* (SMM), lansiran 1980. g i prestao s radom 1989. g.
- *Ulysses*, lansiran 1990. g. i prestao raditi 2009. g., opažao je na udaljenosti od Sunca od otprilike 5 AU
- *Solar and Heliospheric Observatory* (SoHO), u funkciji od 1995. g. i nalazi se L_1 Lagrangeovoj točki sustava Sunce-Zemlja
- *Advanced Composition Explorer* (ACE), lansiran 1997. g. i još u funkciji, nalazi se na 1.5×10^6 km od Sunca i kruži oko gravitacijske ravnotežne L_1 točke sustava Sunce-Zemlja.
- *Transition Region and Coronal Explorer* (TRACE), bio u funkciji od 1998. g. do 2010. g.
- *MESSENGER* (MErcury Surface, Space ENvironment, GEochemistry and Ranging), planetarna misija, u funkciji od 2004. g.
- *Venus Express*, lansiran 2005. g. prema Veneri i trenutno se nalazi na udaljenosti 0.7 AU od Sunca
- *STEREO A i B* (Solar TERrestrial RELations Observatory), rade od 2006. g. Misija se sastoji od dva identična satelita od kojih jedan prethodi (STEREO-A), a drugi slijedi Zemlju (STEREO-B) na istoj Zemljinoj putanji. Zamišljeno je da u dvije godine sateliti stereoskopski promatraju Sunce i koronine izbačaje. Cilj misije je otkriti uzroke i mehanizme ubrzavanja koroninih izbačaja, izvore i ubrzavanja visokoenergetski čestica u niskoj koroni, te njihovo širenje i gibanje u međuplanetarnom prostoru. Misija također želi unaprijediti razumijevanje strukture Sunčevog vjetra.
- *Solar Dynamics Observatory* (SDO), u funkciji od 2010. g.



Slika 1.4.: Prijašnje, sadašnje i buduće satelitske misije promatranja heliosferskih pojava. Prikazani su datumi lansiranja satelita s obzirom na jakost Sunčeve aktivnosti. Bijelom bojom su označeni sateliti u funkciji, žutom satelitske misije u pripremi, a narančastom misije u razmatranju (NASA).

Izučavanje koroninih izbačaja mase obuhvaća njihov nastanak, inicijacijsku fazu, gibanje u međuplanetarnom prostoru, te promjene u heliosferi nastale njihovim utjecajem. U tu svrhu obavljaju se *in-situ* mjerenja satelitskim sondama na raznim položajima u heliosferi. Više podataka dolazi s mnogobrojnijih u bliskom Zemljinom okruženju, dok manje s ne toliko zastupljenih satelita dalekih međuplanetarnih misija (Paularena et al., 2001; Richardson et al., 2006).

Ponekad je teško identificirati opaženi izbačaj na površini Sunca ili niskoj koroni (npr. koronagrafom na na SoHO satelitu) i povezati ga s onim izmjerenim *in situ*. Iz tog razloga je dodatno uspostavljen pojam *međuplanetarnog koroninog izbačaja mase* (engl. Interplanetary Coronal Mass Ejection, ili skraćeno ICME). Međuplanetarni izbačaj u *in situ* položaju povećava udio helija (Hirshberg et al., 1970) i donosi udarni val. Prije otkrića izbačaja smatralo se da udarne valove uzrokuju bljeskovi naglim ubrzavanjem koroninog materijala, da bi se otkrićem izbačaja utvrdila nedvosmislena veza koroninog izbačaja mase i nastanka udarnog vala. Udarni val prilikom gibanja u međuplanetarnom prostoru nalijeće na čestice plazme, ubrzava ih i tada govorimo o *česticama ubrzanim udarnim valom*.

Ukratko, u 2. poglavlju disertacije opisan je koronin izbačaj, njegove karakteristike i podjele prema raznim opažackim obilježjima. Poglavlje 3 se odnosi na opažanje koroninih izbačaja u međuplanetarnom prostoru, statističke značajke i zaključke koji proizlaze iz takvih statistički obrađenih podataka. Dan je pregled načina opažanja i praćenja gibanja međuplanetarnih izbačaja u heliosferi. Iduće poglavlje 4 daje prikaz postojećih geometrijskih oblika i modela koroninih izbačaja u početnoj inicijacijskoj fazi, te njihovu doradu ključnim činiteljem, induktivitetom debele toroidalne magnetske strukture. Upotrebom

takvog induktiviteta dorađen je model debelog magnetskog užeta i dan novi doprinos u razumijevanju početne labilne ili kvazi-stabilne faze koroninog izbačaja, uz reprodukciju početne opažačke dinamike izbačaja. Logičan nastavak slijedi u 5. poglavlju gdje se opisuju modeli gibanja međuplanetarnog koroninog izbačaja mase u heliosferskoj plazmi Sunčevog vjetra. Uz postojeće opažačko-empirijske modele, izrađen je novi model magnetohidrodinamičkog otpora i uspoređen s raznim opažачkim podacima.

2. Koronin izbačaj

Koronin izbačaj (mase) (engl. Coronal mass ejection, uobičajena kratica je CME) predstavlja eruptivnu promjenu globalne magnetske konfiguracije Sunčeve korone. Uskladištenje energije u magnetsko polje potrebne za nastanak izbačaja traje otprilike od nekoliko sati do nekoliko dana.

Izbačaji se direktno opažaju koronagrafom u vidljivoj svjetlosti („bijeloj svjetlosti“). U vidljivom dijelu spektra mjeri se Thomsonovo raspršeno fotosfersko zračenje na elektronima K-korone¹. Intenzitet opaženog zračenja daje stupčanu gustoću elektrona optički tanke korone u smjeru promatranja.

Osim opažanja u bijeloj svjetlosti, mjerenja se vrše u röntgenskom (satelit Yohkoh), te u ekstremno-ultraljubičastom (npr. EUV detektor na SoHO i TRACE satelitima) spektralnom području. Spektralna analiza daje uvid u procese početne akceleracijske i rane propagacijske faze izbačaja u niskoj koroni koji su inače zaklonjeni okultacijskim diskom koronagrafa, te daju uvid u trodimenzionalnu kinematiku izbačaja, za razliku od koronagrafskih opažanja koja su ograničena na mjerenja u projekciji na ravninu neba.

2.1. Obilježja

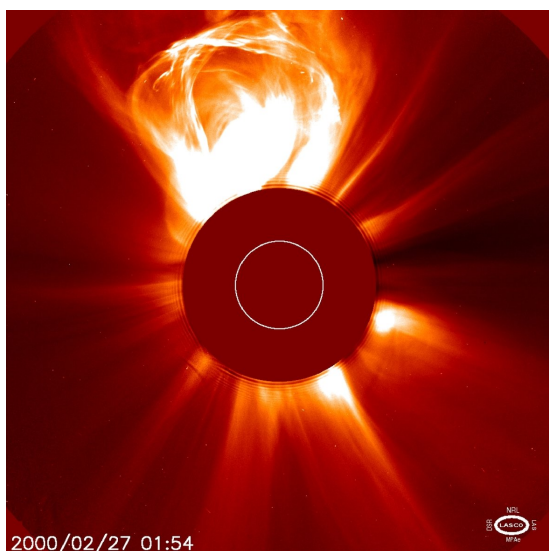
Izbačaji su najizraženiji upravo u bijeloj svjetlosti i zapažaju se kao trodijelne strukture sastavljene od vodećeg luka, šupljine i svijetle jezgre unutar šupljine. Takva trodijelna konfiguracija izbačaja opisana je tzv. „standardnom strukturom“ (npr. Pick et al. (2006), slike 2.1a i 2.1b). U standardnoj strukturi nalazi se i strujna ploha ispod izbačaja u kojoj se odvijaju procesi magnetskog prespajanja („rekonekcije“). Međutim u nekim slučajevima moguće je zapaziti izbačaj uskog cilindričnog oblika s izraženim helikoidalnim magnetskim ustrojstvom (slike 2.1c i 2.1d).

2.1.1. Masa, prividna širina i brzina izbačaja

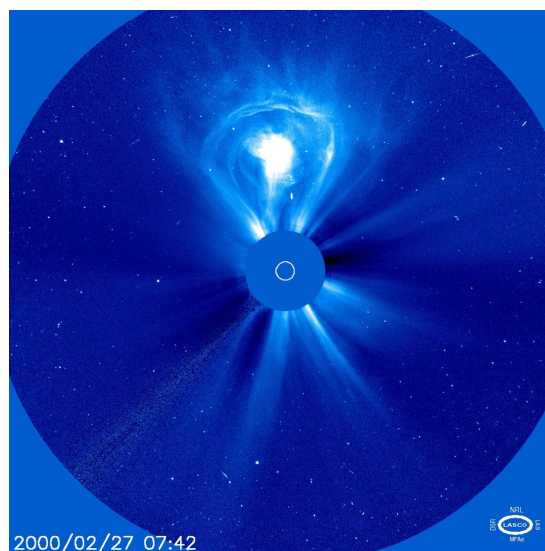
Integracijom intenzitetnog profila i pretpostavkom (ili poznavanjem) optičke dubine, gustoće, topologije i sl. moguće je izbačajima odrediti masu, pa se izbačaji ponekad nazivaju

¹naziv dolazi od njemačke riječi „kontinuierlich“ što znači kontinuirano u smislu kontinuiranog spektra elektromagnetskog zračenja

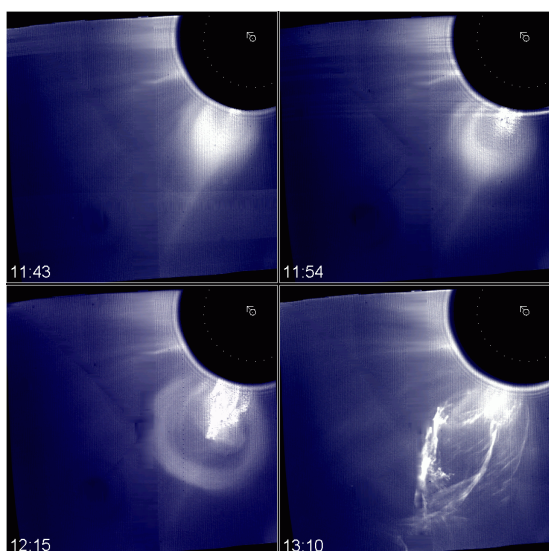
2. Koronin izbačaj



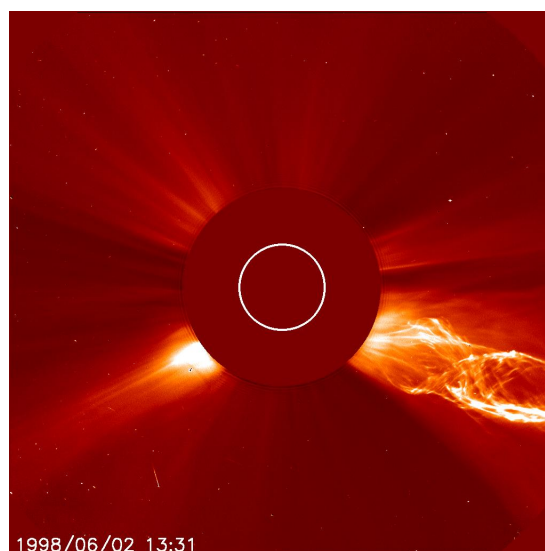
(a) Izbačaj u LASCO C2 koronagrafu.



(b) Izbačaj u LASCO C3 koronagrafu.

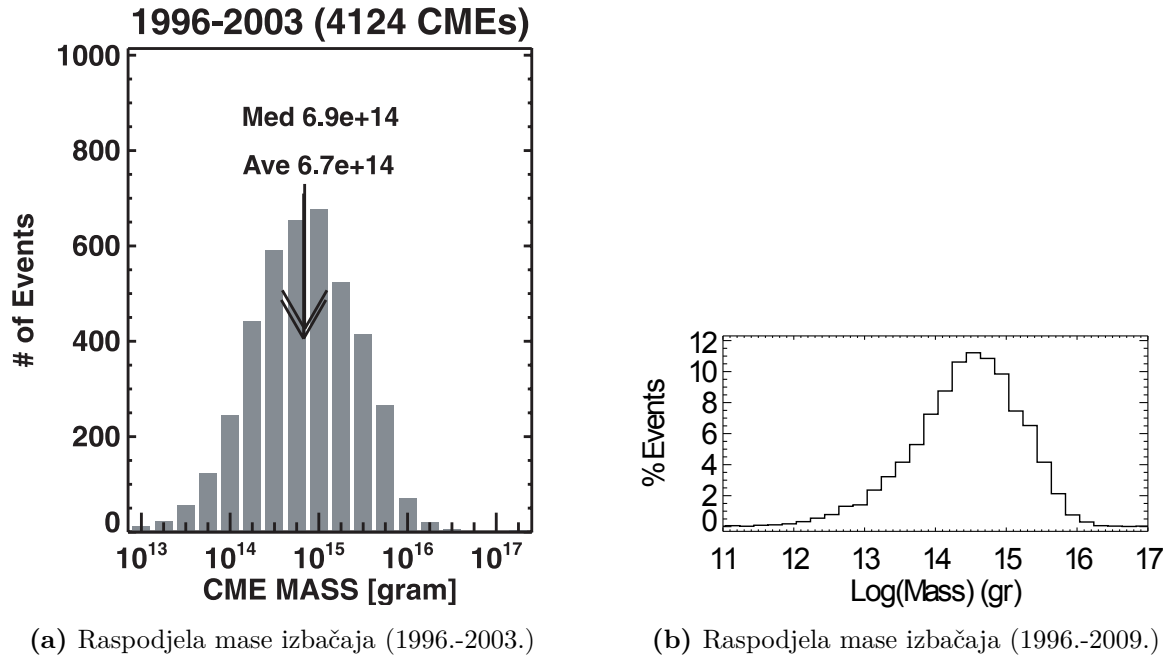


(c) Koronin izbačaj mase opažen 18.08.1980. g.



(d) Helikoidalna struktura CME-a.

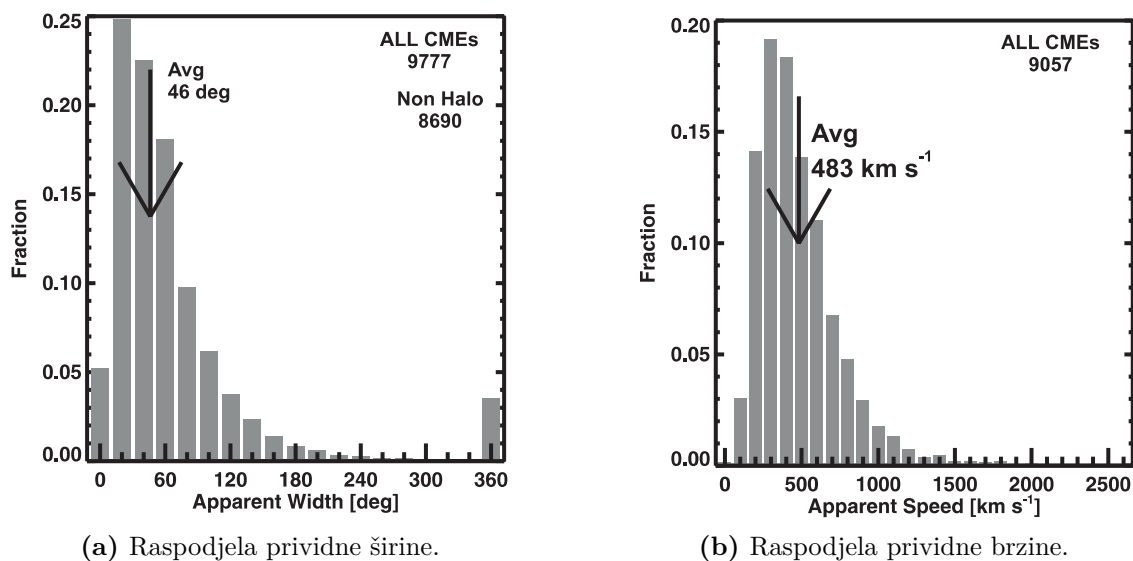
Slika 2.1.: Nekoliko ilustrativnih primjera koronagrafskih opažanja koroninih izbačaja mase. (a) LASCO C2 i (b) C3 koronagrafi SoHO satelita bilježe izbačaj 27. veljače 2000. Na prvi pogled može se reći da sličí „električnoj žarulji“. Uočava se trodijelna struktura, odnosno vodeći luk, prazna šupljina sa svijetlom jezgrom (SoHO). (b) Koronin izbačaj mase opažen SMM koronagrafom 18. kolovoza 1980. g. Gornja lijeva slika prikazuje prederuptivnu fazu. Primjetna je koronina strujnica (engl. „helmet streamer“) u bijeloj svjetlosti. U gornjoj desnoj sličici pojavljuje se prominencija na jugoistočnom rubu Sunčevog diska. Koronina strujnica raste i dolazi do erupcije. U donjoj desnoj sličici je ustrojen helikoidalni oblik CME-a. (c) Helikoidalna struktura CME-a u bijeloj svjetlosti LASCO C2 koronagrafa. Koronin izbačaj je relativno uzak, a sastoji se i od helikoidalnog magnetskog polja u kojem se nalazi plazmena materija. Bijela kružnica na koronagrafu predstavlja veličinu i položaj Sunca (SoHO).



Slika 2.2.: Histogrami raspodjele mase izbačaja iz dva različita izvora: (a) za 4124 CME-a (SoHO) u razdoblju od 1996-2003. g. (Gopalswamy, 2006). (b) za 7668 CME-a (LASCO/SoHO) tijekom cijelog Sunčevog ciklusa (1996-2009. g.) (Vourlidas et al., 2010).

koroninim izbačajima *mase*. Integracija uvodi određene neodređenosti, proizašle iz načina emitiranja i načina opažanja vidljivog zračenja. Najveći udio u toj neodređenosti daje kut „odmaka“ CME-a od nebeske ravnine (engl. „plane of the sky“), jer se izbačaji opažaju u projekciji na ravninu neba i teško im je odrediti njihovu „pravu“ masu. Općenito se uzima da prosječna masa iznosi oko 10^{12} kg (slika 2.2). Potpuna i precizna trodimenzionalna morfologija CME zasada nije poznata, međutim sva dosadašnja opažanja, na osnovu kojih se uspoređuju razni modeli (npr. slika 2.7), sugeriraju da se izbačaj može zamisliti kao ekspandirajuća cijev magnetskog toka. Cijev magnetskog toka predstavlja zamišljenu cijev satkanu od silnica magnetskog polja i promjer joj je određen sačuvanjem magnetskog toka. Kroz svaki okomiti rez magnetske cijevi mora prolaziti konstantan magnetski tok.

Iz prividne kutne širine na koronagrafskim snimkama dodatno se može procijeniti masa izbačaja (slika 2.3a). Ugrubo se pretpostavlja da cijela masa izbačaja je sadržana u projekcijskoj slici koronagrafa, iako se izbačaj giba s nekim kutnim odmakom od ravnine neba. Prividne širine, pa tako i mase, izbačaja se mijenjaju u početnoj akceleracijskoj fazi, a nakon toga se ustaljuju i poprimaju približno konstantnu vrijednost. Takva ustaljena vrijednost uzima se za konačnu masu izbačaja. Distribucija prividnih širina za neki uzorak izbačaja pokazuje da se kutne širine kreću u rasponu od nekoliko stupnjeva do čak više od 120° , a srednja vrijednost iznosi $\sim 46^\circ$. Bitno je naglasiti da te projekcijske kutne širine



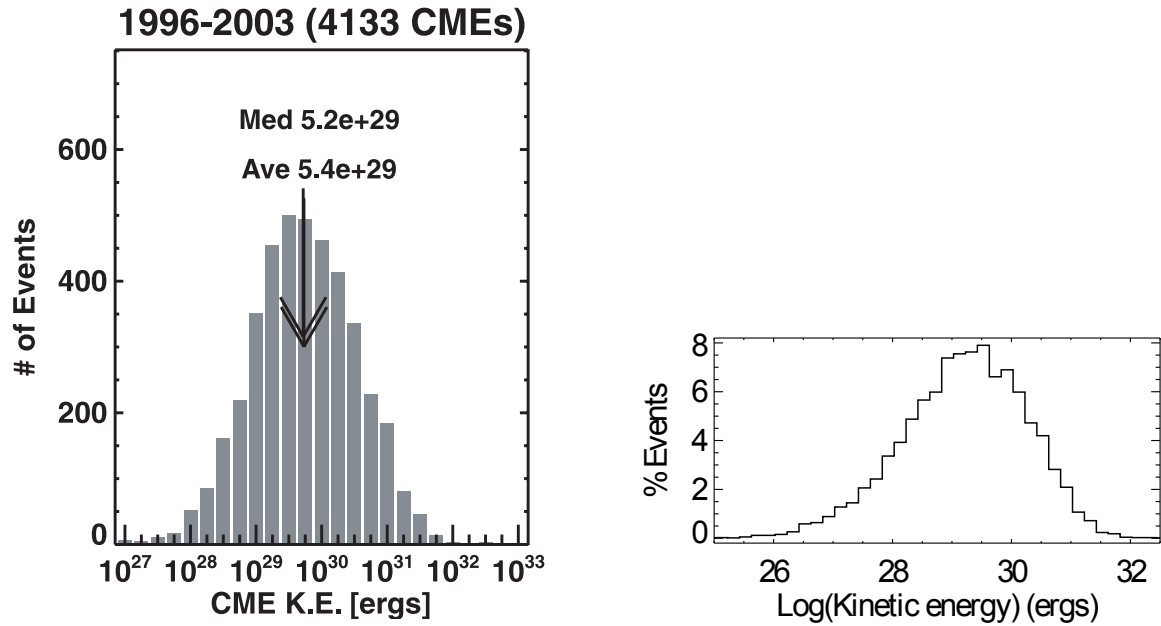
Slika 2.3.: Histogrami raspodjele prividne širine i brzine SoHO izbačaja u razdoblju od 1996. do lipnja 2005. g. (Gopalswamy, 2006). (a) Histogram raspodjele prividne širine za 9777 CME-a (SoHO). (b) Histogram raspodjela prividne brzine za 9057 CME-a (SoHO).

u ravnini neba nisu istinske, prave, širine izbačaja (Gopalswamy, 2006). Na slici 2.3a, u repu distribucije, je zamjetan povećan broj izbačaja s kutnom širinom od 360°. Takvi izbačaji u koronagrafu se zapažaju kao koncentrične kružnice koje vremenom povećavaju svoj polumjer. Nazivaju se „halo“ izbačajima i predstavljaju izbačaje koji su usmjereni prema Zemlji ili u suprotnom smjeru. Usmjerenje putanje izbačaja se može utvrditi usporednim promatranjem aktivnih područja na Sunčevom disku. Ako postoje aktivna područja na Sučevom disku, velika je vjerojatnost da su izbačaji usmjereni prema Zemlji i da će uzrokovati geomagnetske poremećaje.

Distribucija projiciranih brzina izbačaja na ravninu neba koronagrafa ima lognormalni oblik (Gopalswamy, 2006) i dana je na slici 2.3b. Prikazane brzine izbačaja se kreću od stotinjak km/s do ~ 3000 km/s, a srednja vrijednost im iznosi ~ 483 km/s.

2.1.2. Energija izbačaja

Dosadašnja istraživanja su usredotočena na razumijevanje procesa akumulacije magnetske energije i njeno oslobađanje eruptivnim procesima u obliku bljeskova i/ili koroninih izbačaja. Trenutno se smatra da izbačaje uzrokuju erupcije zatvorenih petlja magnetskih silnica i, u usporedbi s ostalim oblicima Sunčeve aktivnosti, zahtijevaju najveći utrošak energije. Utrošak se kreće od oko vrijednosti od 10^{25} J i takvi snažni procesi imaju značajan utjecaj na geomagnetske prilike na Zemlji (npr. prikaz raspodjele i prosječne kinetičke



(a) Raspodjela kinetičke energije od 1996.-2003.

(b) Raspodjela kinetičke energije 1996.-2009.

Slika 2.4.: Histogrami raspodjele kinetičke energije izbačaja iz dva različita izvora: (a) za 4133 CME-a (SoHO) u razdoblju od 1996-2003. g. (Gopalswamy, 2006), (b) za 7668 CME-a (LASCO/SoHO) tijekom cijelog Sunčevog ciklusa (1996-2009. g.) (Vourlidas et al., 2010).

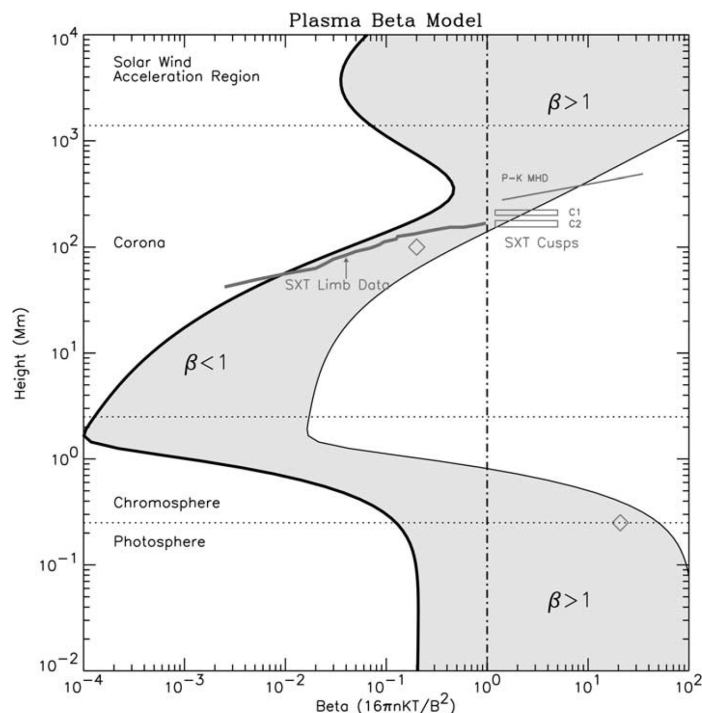
energije izbačaja prikazan je na slici 2.4).

2.1.3. Magnetska aktivnost

Sunčeva korona se sastoji od vruće ionizirane plazme (temperatura reda veličine 10^6 K). S donje strane je omeđena slojevima Sunčeve atmosfere niže temperature, a na velikim udaljenostima od Sunca stvara Sunčev vjetar. Iznos plazmenog β -parametra (omjer tlaka plina i magnetskog tlaka, tj. $\beta = \frac{p}{B^2/2\mu}$) u niskoj koroni je vrlo mali, znači magnetsko polje dominira i osnovni je uzrok aktivnosti u Sunčevoj niskoj koroni ($r \lesssim 2$ do $3r_{\odot}$). Parametar β ovisi o udaljenosti, ali je i lokalno promjenljiv. U aktivnim područjima vrijednost mu je znatno manja od prosječne vrijednosti u mirnoj koroni (slika 2.5).

Ekspanzija izbačaja otvara magnetsko polje niske korone, izbačaj se udaljava od Sunca i na njega počinje utjecati Sunčev vjetar. Najveći udio mase izbačaja potječe iz niske korone, jer je tamo gustoća plazme najveća, kasnije opada s radijalnom udaljenošću od Sunca.

U aktivnim područjima izbačaji su najčešće popraćeni intenzivnim bljeskom. Bljesak je kratkotrajno (unutar nekoliko minuta) povećano lokalizirano zračenje na svim valnim duljinama (Gold i Hoyle, 1960; Benz, 2002, 2008). Općenito predstavlja naglo oslobađanje

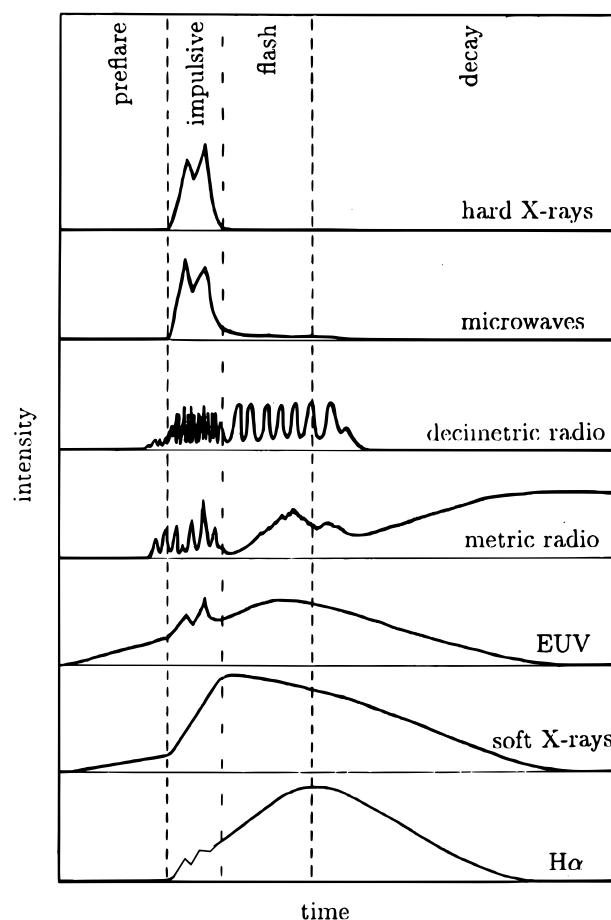


Slika 2.5.: Ovisnost plazmenog β -parametra o visini iznad aktivnog područja (Gary, 2001). Granice osjenčanog područja se odnose na vrijednosti plazmenog parametra iznad umbre i kromosferske baklje (ili fotosferske baklje).

uskladištene energije u magnetskom polju pomoću magnetskog prespajanja (rekonekcije). Bljesak lokalno zagrijava plazmu na temperaturu od par desetaka milijuna Kelvina (MK) i ubrzava elektrone korone na energije između desetak keV, pa sve do relativističkih MeV. Proces prolazi kroz nekoliko etapa (slika 2.6). U prvoj fazi, lokalna plazma korone se postepeno zagrijava što se zapaža povećanim lokaliziranim zračenjem u „mekom“ X i EUV spektralnom području. U sljedećoj impulzivnoj fazi oslobađa se najviše energije i ubrzavaju se čestice. Nakon toga slijede faze „zasvijetljenja“ (engl. „flash phase“) i trnjenja (engl. „decay“) pri kojima se lokalna plazma korone vraća u prvobitno „mirno“ stanje.

Izvan aktivnih područja i u okolini polarnih krana često se zapažaju izbačaji popraćeni eruptivnim prominencijskim strukturama ili filamentima. Filamenti su suštinski identični prominencijama, samo se upotrebljava različita terminologija s obzirom na mjesto opažanja. Prilikom opažanja na rubu Sunčevog diska upotrebljava se izraz prominencija, a unutar diska govori se o filamentima. Polarne krune su područja okružena mirnim prominencijama razmještenim oko Sunčevih polova i omeđuju koronine šupljine iz kojih struji tzv. brzi Sunčev vjetar.

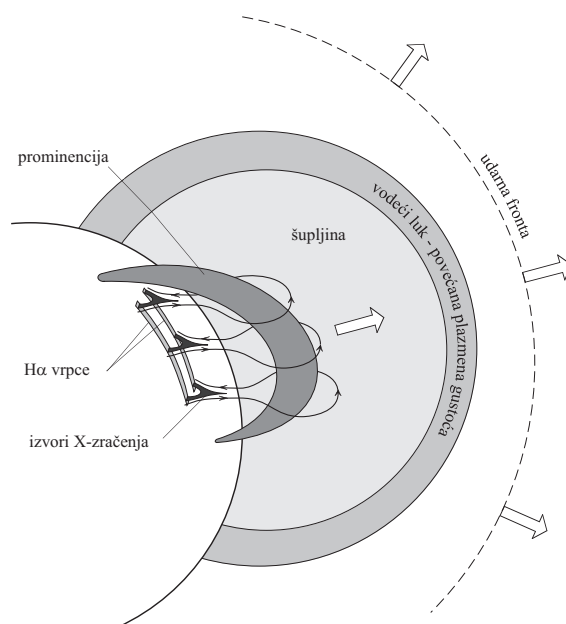
Prederuptivne magnetske arkade natkriljuju liniju izmjene polariteta magnetskog polja (engl. „polarity inversion line“) i često mogu sadržavati prominenciju. Opažanja u $H\alpha$



Slika 2.6.: Faze bljeska u raznim spektralnim područjima. Prvotna faza tipično traje nekoliko minuta, impulzivna od 3 do 10 minuta, faza „zasvijetljenja“ 5 do 20 minuta, te trnjenja od jednog do nekoliko sati (Benz, 2002).

i mikrovalnom području (Schwenn et al., 2006) pokazuju da se obje erupcije, arkada i pridružene prominencije, najčešće pojavljuju istovremeno i usuglašeno. S druge strane, izbačaj popraćen bljeskom pojavljuje se samo sporadično. Čest je slučaj da izbačaj erupтира nakon pojave bljeska, međutim moguća je njihova pojava i obrnutim redoslijedom. Prilikom istovremenog pojavljivanja, očigledno bljesak oslobađa energiju, a izbačaj se giba nauštrb energije, ali ne bljeska već istog procesa rekonfiguracije magnetskog polja koji snabdijeva i bljesak (Schwenn et al., 2006).

Preeruptivne magnetske arkade polako se formiraju i uzdižu, brzinama od oko 10 km/s, i prethode naglom gubitku nestabilnosti i nastanka izbačaja. Faza naglog ubrzavanja izbačaja započinje otprilike kada visina arkade bude usporediva s polovicom razmaka njezinih nožišta (Vršnak et al., 2004). Nakon lansiranja izbačaja sa Sunčeve površine mogu se zapaziti post-eruptivne arkade kao posljedica rekonekcijskog procesa. Nastaju u nižoj koroni, na mjestu erupcije, i uglavnom se opažaju u mekom X- i ekstremno-ultraljubičastom (EUV) zračenju što ovisi o njihovoj temperaturi (a time i valnoj duljini

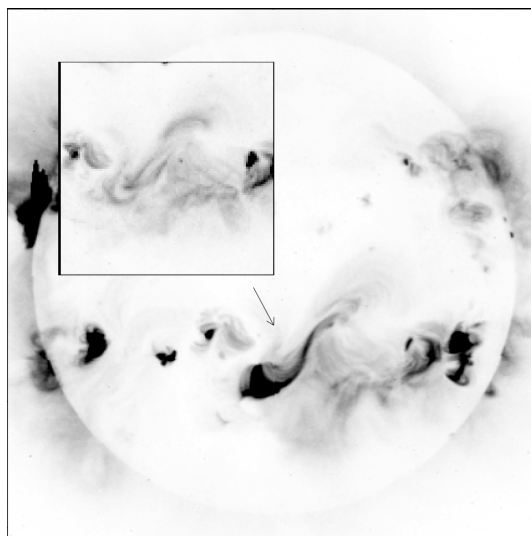


Slika 2.7.: Skica standardnog modela trodijelne strukture CME-a ili eruptivnog bljeska prema (Forbes, 2000). Prominencija i pripadajuća magnetska arkada bubre u niskoj koroni, nakon čega se aktivira rekonekcijski proces i zapaža dvovlaknasti H α bljesak u podnožju arkade.

promatranja, npr. 195 Å). Jaka posmaknutost arkada magnetskog polja pogoduje stvaranju izbačaja. Magnetske silnice poprimaju oblik sličan slovu „S“ i govori se o prisustvu tzv. *sigmoidalnih struktura* (primjer je prikazan na slici 2.8). Sigmoidalni oblici se češće zapažaju u plazmi oko Sunčevih pjega. Na sjevernoj hemisferi su usmjereni obrnuto od smjera kazaljke na satu, dok na južnoj su u suprotnom smjeru (u smjeru kazaljke na satu). Vektorski magnetogrami pokazuju usmjerenost magnetskog polja uzduž kojeg struji plazma. Takvo polje ima izražen hemisferski ovisan lokalni magnetski helicitet: $H_M = \int \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} dV = \int \mathbf{A} \cdot (\nabla \times \mathbf{A}) dV$ (Pevtsov i Balasubramaniam, 2003; van Driel-Gesztelyi et al., 2003; Hagino i Sakurai, 2004; Yamamoto et al., 2005; Zhang, 2011; Zhang et al., 2011). U magnetskom polju negativnog heliciteta strujanje plazme je prema sjeveru, dok plazma u polju s pozitivnim helicitetom teče prema jugu. Prominencijske strukture također imaju helicitet polja koji je ovisan o mjestu nastanka: na sjevernoj hemisferi su uglavnom *negativnog* heliciteta (tzv. „lijevoručnog“ ili „sinistralnog“²), dok na južnoj su *pozitivnog* (odnosno „desnoručnog“ ili „dekstralnog“³), što se naziva *pravilom hemisferskog predznaka heliciteta* (engl. „hemispheric helicity sign rule“) (Pevtsov i Balasubramaniam,

²slična je situacija kao i kod „dekstralnog“ polja, ali u ovom slučaju vektor gustoće struje je suprotno usmjeren od longitudinalnog magnetskog polja prominencije.

³palac desne ruke usmjeren u smjeru longitudinalnog vektora magnetskog polja, a ostali prsti ruke pokazuju helicitet poloidalne komponente magnetskog polja u prominencijskoj strukturi. Struja teče u smjeru longitudinalnog vektora magnetskog polja, jer u ravnotežnom stanju iščezava Lorentzova sila.

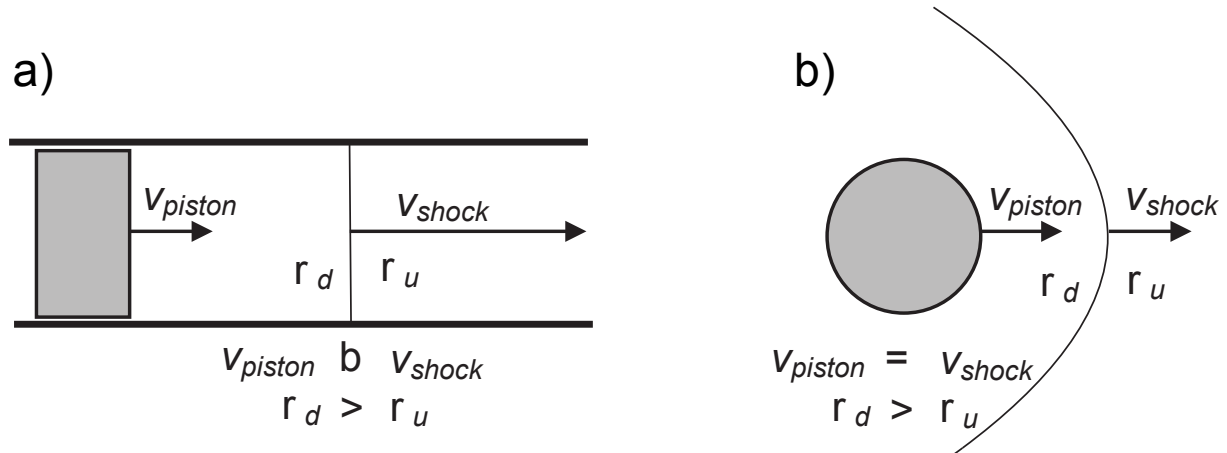


Slika 2.8.: Sigmoidalna struktura u mirnoj koroni promatrana SoHO teleskopom 8. svibnja 2000. g. u 09:45 UT u mekom X-zračenju. Umanjena sličica prikazuje isto područje samo u pred-eruptivnom stanju u 04:36 UT (Glover et al., 2001).

2003; Zhang et al., 2011). Pravilo nije strogo, jer je moguće različite helicitete naći na različitim heliografskim širinama, međutim u srednjoj vrijednosti je zadovoljeno. Pravilo hemiferskog helicitata je osjetljivo s obzirom na Sunčevu aktivnost i ciklus. Mala odstupanja se javljaju i unutar istog ciklusa Sunčeve aktivnosti. Helicitet pretežito nastaje Sunčevom rotacijom, tj. uvrtnjem silnica magnetskog polja (Berger i Ruzmaikin, 2000) i sačuvan je na globalnoj razini. Smatra se da je izbačaj posljedica relaksacije nagomilanog Sunčevog heliciteta koji se akumulira satima, čak i danima, lokalnim površinskim „uvijanjem“ magnetskih silnica, diferencijalnom rotacijom, te izranjanjem usukanih magnetskih cijevi iz pod-fotosferskih područja.

Česta opažачka karakteristika izbačaja je privremeno zatamnjenje u X- i ekstremno ultraljubičastom (EUV) zračenju na Sunčevom disku. Zatamnjenje (engl. „dimming“) nastaje zbog otvaranja, do tada, zatvorenog magnetskog polja u početnoj fazi CME inicijacije. Dolazi do gubitka mase i u području zatamnjenja masa je za jedan red veličine manja od prosječne mase izbačaja (što otprilike iznosi 10^{11} kg).

Izbačaji su redovito popraćeni provalama radio zračenja nastalog gibanjem visokoenergetskih elektrona uzduž silnica otvorenog magnetskog polja ili unutar zatvorenih magnetskih petlji. Zemaljsko opažanje korone u radiovalnom spektru (frekvencija 10 MHz do 100 GHz), točnije u decimetarskom ili metarskom području, pokazuje koherentno emisijsko zračenje koje je najintenzivnije na plazmenoj frekvenciji (Hudson et al., 2006). Plazmenom frekvencijom se mjeri i gustoća korone. Opažanjem sve kraćih valnih duljina ogoljavaju se sve niži slojevi korone, dok se ne dođe do zračenja milimetarskih valnih duljina emitiranog iz gornjih kromosferskih slojeva. Radio zračenje nastaje zbog slobodno-



Slika 2.9.: Shematski prikazi: (a) klipnog mehanizma i (b) čeonog udarnog vala (engl. „bow shock“) (Warmuth, 2007).

slobodnih raspršenja unutar gustih koroninih petlji, bljeskova, ili niže korone, te zbog girosinkronske rotacije visokoenergetskih elektrona u magnetskom polju.

2.1.4. Kinematika i dinamika izbačaja

Općenito koronini izbačaji prolaze kroz tri kinematičke faze: *i*) inicijacijsku, *ii*) akceleracijsku i *iii*) propagacijsku fazu. U inicijacijskoj fazi vodeći luk se sporo uzdiže, ali je brži od pripadajuće prominencije unutar tamne šupljine (Maričić et al., 2004). Brzine vodećeg luka u toj fazi kreću se od stotinjak km/s, dok prominencije do pedesetak km/s. Nakon toga vodeći luk i prominencija naglo se i usuglašeno ubrzavaju čime započinje akceleracijska faza izbačaja. Vodeći luk postiže maksimalno ubrzanje nekoliko minuta prije prominencije.

Akceleracijska faza može trajati od desetak minuta, pa sve do nekoliko sati (Maričić et al., 2004). Unutar tog vremena izbačaj može doseći visinu od nekoliko Sunčevih radijusa (Žic et al., 2008). Akceleracijska faza je usko povezana s pojavom provala radio-zračenja tipa II (Nelson i Melrose, 1985), i/ili Moretonovih (Moreton i Ramsey, 1960), odnosno EIT („Extreme-ultraviolet Imaging Telescope“ na SoHO satelitu) valova (Veronig et al., 2006). Moretonovi/EIT⁴ valovi su posljedica koroninih magnetohidrodinamičkih (MHD) udarnih valova brzog moda (Uchida, 1974; Veronig et al., 2006). Pomalo je još upitno što stvara udarni val, da li tlačno-pulsni mehanizam (engl. „pressure-pulse“) bljeska (što se zapaža kao provala tipa II zračenja u metarskom radiovalnom području) ili klipni mehanizam (engl. „blast-wave“) izbačaja (vidi se u hekto- ili kilometarskom zračenju) zbog njegovog gibanja u međuplanetarnom prostoru (Claßen i Aurass, 2002; Pick et al., 2006). *Tlačno-pulsni mehanizam* predstavlja naglo lokalizirano povećanje tlaka u Sunčevim blje-

⁴u slučajevima kada su u jakom međusobnom suodnosu

skovima koji su kraći od karakterističnog vremena propagacije poremećaja. Svodi se na eksploziju koja se širi koronom ili međuplanetarnim prostorom u obliku udarnog vala. Nakon eksplozije, ishodište biva „evaporirano“ i ostaje stacionarno s obzirom na točku promatranja, a promatrač uočava samo prolazni poremećaj. S druge strane, kod udarnog vala nastalog *klipnim mehanizmom* (slika 2.9) materijal iz izvorišta ekspandira kontinuirano i stvara udarni val, što u pojednostavljenom „laboratorijskom“ prikazu nalikuje gibanju klipa u cilindru, po čemu mehanizam dobiva i naziv. Opažanjem promjene kinetičke energije nakon udarnog vala direktno se može zaključiti o kojem slučaju se radi. U danoj točki promatranja, kod tlačno-pulsnog mehanizma tok energije opada vremenom, dok kod klipnog raste (Benz, 2002, Poglavlje 10, str. 237).

U posljednjem stadiju akceleracijske faze vodeći luk izbačaja putuje manje ili više konstantnom brzinom, izbačaj zadržava svoju kutnu širinu i izvorišni položaj. Slijedi usporavanje izbačaja, vodećeg luka i unutarne prominencije, kada vodeći luk usporava srednjim negativnim ubrzanjem od nekoliko desetaka m/s^2 , dok prominencija ima negativno ubrzanje do deset m/s^2 (Maričić et al., 2004). Tada već polako započinje propagacijska faza u kojoj Sunčev vjetar najvećim dijelom određuje kinematiku izbačaja.

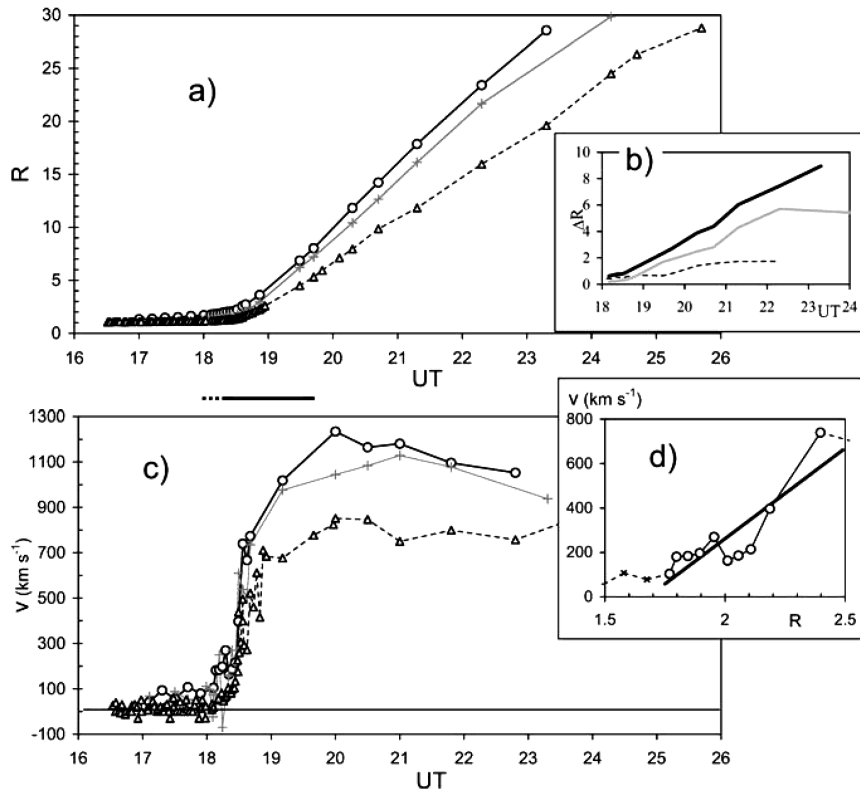
Međutim nije nužno da svi izbačaji prolaze kroz navedene tri kinematičke faze (Schwenn et al., 2006). Neki izbačaji polagano usporavaju nekom malom, ali konstantnom, deceleracijom ($< 25 \text{ m/s}^2$) u nižoj i višoj koroni; često se nazivaju gradualnim ili postupnim izbačajima (engl. „gradual or ballon-type events“, npr. Schwenn et al. (2006)). U nižoj koroni ($< 2r_{\odot}$) brzine im ne prelaze 100 km/s i eventualno kasnije u višoj koroni brzine mogu desegnuti vrijednosti od 400 do 600 km/s . Tada se postupno i potpuno prilagođavaju gibanju i brzini Sunčevog vjetra.

2.2. Razne podjele izbačaja

Koronini izbačaji u unutarnjoj koroni često imaju akceleracije u rasponu od nekoliko m/s^2 do nekoliko tisuća m/s^2 s trajanjem od nekoliko minuta do nekoliko sati (Zhang et al., 2004; Vršnak et al., 2007). Vršnak et al. (2004b) proučavaju 5012 izbačaja zabilježenih LASCO koronagrafom u periodu od 1996. do 2001. godine. S obzirom na kinematiku i načine rasprostiranja u vidnom polju koronagrafa zaključuju da ne postoje dvije ili više raspoznatljivih klasa izbačaja.

Ipak, MacQueen i Fisher (1983) raspodjeljuju izbačaje obzirom na kinematičke značajke dobivene opažanjima pomoću MK3 koronagrafa Mauna Loa solarnog opservatorija (engl. „Mauna Loa Solar Observatory“). Skup podataka se sastoji od izbačaja koji su se kretali na radijalnim udaljenostima između 1.2 i $2.4 r_{\odot}$ od središta Sunca.

Izbačaji koji su eruptirali *uz pojavu bljeskova* imali su velike brzine ($> 700 \text{ km/s}$). Tije-



Slika 2.10.: Prikaz kinematike vodećeg luka ($\circ$), šupljine ($+$) i prominencije ($\triangle$): (a) ovisnost udaljenosti o vremenu; (b) kretanje razlike udaljenosti između vodećeg luka i prominencije (*debela linija*), šupljine i prominencije (*tanka linija*) i vodećeg luka i šupljine (*crtkana linija*); (c) ovisnost brzine o vremenu; (d) akceleracijska faza vodećeg luka dana je kao $v(R)$ ovisnost (Maričić et al., 2004).

kom gibanja približno su zadržavali brzinu (akceleracije su im beznačajno bile male, oko 0.3 m/s^2), dakle akceleracijska faza je završila na udaljenostima $< 1.2 r_{\odot}$. Druga vrsta izbačaja je bila *popraćena eruptivnim prominencijama* i imali su jasno izraženu akceleracijsku fazu u vidnom polju koronagrafa. Početne brzine su im između 10 i 20 km/s , nakon čega je slijedila akceleracijska faza, s akceleracijama oko 50 m/s^2 .

Postavljaju hipotezu da su izbačaji uz koje se pojavljuju bljeskovi potaknuti „impulzivnim“ mehanizmom. Poticaj je ograničen na male prostorne dimenzije, od oko $0.2 r_{\odot}$, i odvija se tijekom kratke vremenske skale, od samo nekoliko minuta. Nasuprot tome, na „prominencijske izbačaje“ djeluje sila koja ih postupno ubrzava tijekom dugog vremenskog razdoblja. Ne navodeći eksplicitno o kojim se silama radi, zaključuju da postoji mogućnost da više različitih sila približnih jakosti djeluju na obje vrste izbačaja, ali to se tek događa na velikim udaljenostima od Sunca.

Na velikim udaljenostima izbačaje je teško razvrstati prema karakteristikama njihovog gibanja, kao što su bili razvrstani na početku njihove „inicijacijske“ faze. Usput, erup-

cijski materijal kojeg izbačaj odnosi može se smanjivati, ali ga izbačaj može i prikupiti iz Sunčevog vjetra, a to utječe na njegovo gibanje međuplanetarnim prostorom. To je bila jedna od prvih pretpostavki međudjelovanja Sunčevog vjetra s izbačajima na velikim heliocentričnim udaljenostima, temeljena na opažачkim podacima.

Sličnu klasifikaciju rade Sheeley et al. (1999) pri kojoj izbačaje dijele s obzirom na imulzivnost početne akceleracijske faze. Izbačaje dijele na *nagle* („impulzivne“) i *postupne* (stupnjevite ili „gradualne“) na temelju opažanja poremećaja u koroni u „bijeloj“ svjetlosti LASCO koronagrafa na udaljenostima od 2 do $30 r_{\odot}$.

Postupni izbačaji nastaju tako da se eruptivna struktura i tamna šupljina uzdižu unutar koroninih strujnica, i postupno postižu brzinu u između 400 i 600 km/s u trenutku kada napuštaju vidno polje koronagrafa što otprilike iznosi $30 r_{\odot}$. Jezgra zaostaje za vodećim lukom i giba se brzinama od 300 do 400 km/s. Velik broj takvih erupcija započinje u niskoj koroni (udaljenostima od Sunca manjim od $< 3 r_{\odot}$) s malim brzinama, manjim od 100 km/s. Najveća ubrzanja su im od 5 do 25 m/s², mjerena na udaljenostima od otprilike 3 do $6 r_{\odot}$. Uglavnom takve postupne izbačaje kasnije tjera Sunčev vjetar.

Impulzivni izbačaji se obično pojavljuju istovremeno uz bljeskove i/ili Moretonove valove. Gibaju se skoro jednolikim brzinama koje su često veće od 700 km/s na udaljenostima od 2 do $30 r_{\odot}$ (odnosno u vidnom polju koronagrafa) ili se opaža usporavanje koja smanjuje brzine s ≈ 1000 km/s na ≈ 500 km/s tijekom jednog sata. Usporavanje je prejako da bi samo gravitacijsko polje Sunca kočilo izbačaj. Statistički, izbačaji koji se pojavljuju uz bljeskove imaju veće brzine od onih popraćenih eruptivnim prominencijama.

Postoje i druge klasifikacije npr. Andrews i Howard (2001) s „tipom C“ obilježavaju CME-e koji se gibaju približno konstantnom brzinom, dok oni koji akceleriraju spadaju u „tip A“. Chen et al. (2005) revidira podjelu izbačaja prema pojavnosti popratnih struktura (bljeskova ili eruptivnih prominencija) i nudi novu klasifikaciju podijeljenu u tri vrste: *i)* CME-i povezani s eruptivnim prominencijama/filamentima, *ii)* CME-i povezani *samo* sa bljeskovima, *iii)* CME-i usporedo s prominencijama/filamentima i bljeskovima.

Međutim, još uvijek nema uvjerljivog statističkog dokaza koji bi nedvosmisleno potvrdio da postoje dvije vrste CME-a. U raspodjeli brzina CME-a, bez obzira na pojavnost bljeska ili eruptivne prominencije, ne postoji neki ključni faktor ili čvrsta granica koja bi mogla naznačiti jasnu podjelu. Također se i u raspodjeli brzina ne uočava čvrst kriterij, jer je ona kontinuirana i započinje od desetak km/s, ima vrh između otprilike 300 i 400 km/s, te završava s oko 2500 km/s (slika 2.3b).

3. Međuplanetarni koronin izbačaj

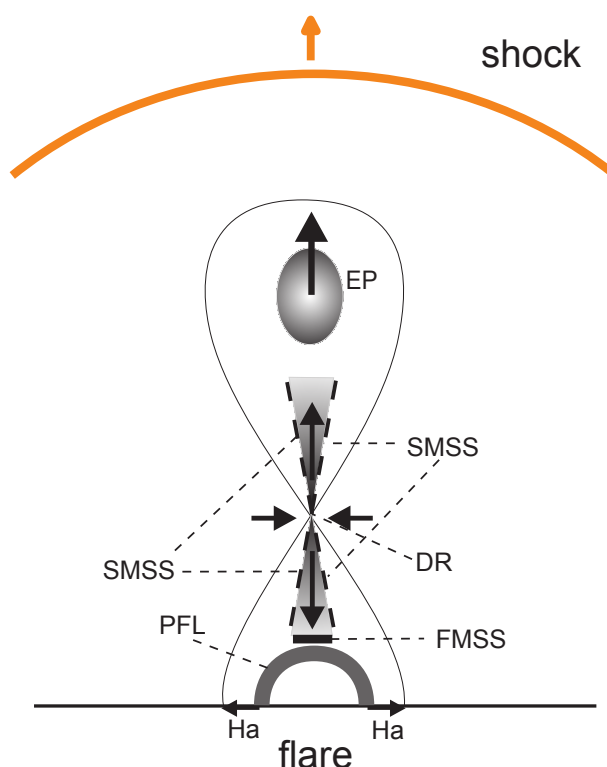
Poremećaji magnetskog polja u heliosferi mijenjaju fizičke karakteristike međuplanetarnog prostora i uglavnom se dijele na dvije vrste, s obzirom na svoju strukturu i način propagacije, odnosno na: *međuplanetarne koronine izbačaje (mase)* (engl. „interplanetary coronal mass ejections“, skraćeno ICME) i *korotirajuća interakcijska područja* (engl. „corotating interaction regions“, skraćeno CIR). ICME je međuplanetarni nastavak ili sljedbenik CME-a sa zatvorenom magnetskom strukturom, dok CIR-ovi nastaju pri strujanju plazme velikih brzina unutar otvorenog magnetskog polja Sunca.

CIR-ovi su posljedica prostorne promjenjivosti Sunčevog vjetra i Sunčeve rotacije. Stvaraju se kada brzi Sunčev vjetar nalijeće na sporiju plazmu, a kako Sunčeva rotacija stvara spiralu silnica otvorenog heliosferskog magnetskog polja, CIR-ovi usuglašeno rotiraju („korotiraju“) sa Suncem, po čemu dobivaju i naziv (Gosling i Pizzo, 1999). Prostorna promjenjivost Sunčevog vjetra je rezultat različitosti jakosti Sunčevog magnetskog polja. Jakost Sunčevog magnetskog polja povećava ili smanjuje koronu, pa tako mijenja i udaljenosti na kojima nastaju CIR-evi. Međudjelovanje sporog i brzog Sunčevog vjetra započinje već u unutarnjoj heliosferi, te na 1 AU CIR-evi već imaju prepoznatljivu strukturu, povećane su gustoće i povišenog tlaka plazme.

ICME i CIR mogu stvarati udarne valove i ubrzavati čestice, pa tako naprimjer ICME proizvodi jake geomagnetske poremećaje. Cliver et al. (2003) pokazali su da je Zemlja oko 10% svoga vremena, tijekom Sunčevog minimuma, pod utjecajem ICME-a, dok za vrijeme maksimuma to iznosi otprilike između 30 – 40%. Na geomagnetsku aktivnost u minimumu ponajviše utječu CIR-evi (Tsurutani et al., 2006).

3.1. Osnovne opažачke odlike međuplanetarnog izbačaja

Burlaga et al. (1982) definira magnetski oblak (engl. „magnetic cloud“, skraćeno MC) kao ICME koji ima pojačano magnetsko polje, nisku kinetičku temperaturu protona i koji pred sobom tjera udarni val. U početku se izraz „magnetski oblak“ ili „plazmeni oblak“ koristio u širem kontekstu i odnosio se na bilo koje lokalne promjene vrijednosti fizičkih veličina međuplanetarnog prostora uzrokovanih aktivnošću Sunca. Pojam se koristio 1920-tih godina kada se smatralo da se plazmeni oblaci kreću u vakuumu brzinama oko 1000 km/s,

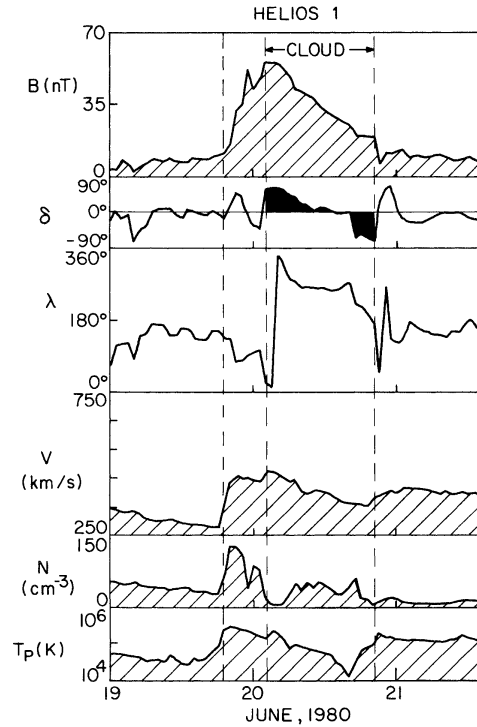


Slika 3.1.: Prikaz međuplanetarnog i ostalih poremećaja uzrokovanih Sunčevom erupcijom. Magnetsko prespajanje se odvija u području difuzije (DR), ispod eruptivne cijevi magnetskog toka (koja u sebi sadrži i eruptivnu prominenciju - EP). Nastaju dva udarna stojna vala sporog moda (magnetskog zvuka, SMSS) u izlaznim mlazovima vruće plazme. Supermagnetosoničan donji mlaz iznad posteruptivne arkade (PFL) stvara stojni udarni val brzog moda (FMSS).

te da su im bljeskovi jedini uzrok. Tek nakon što je Eugene N. Parker došao na ideju o postojanju Sunčevog vjetra čije su brzine otprilike 400 km/s, uvidjelo se da plazmeni oblak može biti i supersoničan. Supersoničan „oblak“ stvara udarne valove, odgovorne za snažne geomagnetske nepogode i posljedica su lokalnih promjena fizičkih uvjeta u međuplanetarnom prostoru u okolini Zemlje. Gold (1962) uvodi i prvi put spominje pojam Zemljine „magnetosfere“ za sferno geomagnetsko polje što obavija Zemlju. Međuplanetarni „magnetski oblak“ može pri svom naletu izobličavati magnetosferu. Vremenom se spoznaja o plazmenim oblacima mijenja, dorađuje i unapređuje.

Opažajući, magnetski oblaci (prema Burlaga (1995)) su strukture:

- pojačanog magnetskog polja
- promjenljivog vektora magnetskog polja koji se zakrene za cijelih 180° tijekom prolaska ICME-a preko mjernog satelita (vidjeti Dodatak A.1)
- niske kinetičke temperature protona



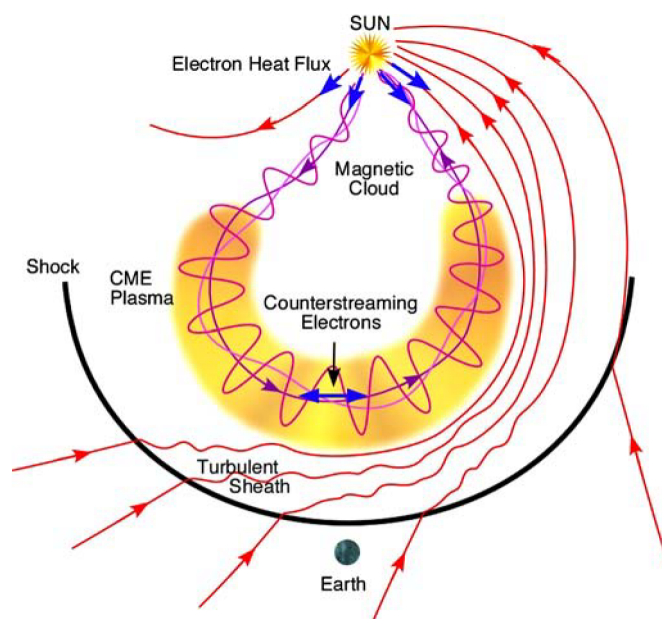
Slika 3.2.: Primjer *in situ* opažajkih značajki magnetskog oblaka prema (Burlaga, 1995). Primjećuju se pojačane vrijednosti magnetskog polja prilikom naleta. Deklinacijski kut δ (vidjeti Dodatak A.1) se kontinuirano zakreće za otprilike 180° , dok azimutalni kut λ skokovito raste i promijeni se za čitavih 360° . Brzina plazme v naglo poraste, dok se gustoća $n_p = N$ i temperatura T_p protona smanje.

- malog protonskog plazmenog parametara β .

Primjer *in situ* opažajkih karakteristika magnetskog oblaka je prikazan na slici 3.2.

3.2. Veza između međuplanetarnog i koroninog izbačaja

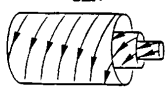
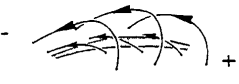
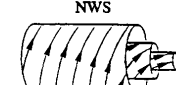
Potpuno shvaćanje fizike međuplanetarnih i koroninih izbačaja je nedostatno i predstavlja osnovni problem pronalaženja veze među njima. Koronagrafi daju samo kvalitativna stanja koronine plazme i magnetskog ustrojstva. *In situ* opažanja, iako su konkretnija, tj. kvantitativnija, rezultat su interakcije CME-a i Sunčevog vjetera. To znači da je ICME evoluirao i više ne predstavlja zaseban neoskrvnuti entitet, odnosno on se promijenio tijekom svog gibanja kroz heliosferu. Interpretacija *in situ* mjerenja zasnivaju se na raznim teoretskim modelima, baziranim na pretpostavci da je struktura ICME-a u obliku cijevi magnetskog toka (engl. „flux tube“) ili magnetskog užeta (engl. „flux rope“). Prilikom proučavanja veze između međuplanetarnih i koroninih izbačaja pojavljuju se određene nejasnoće koje se mogu otkloniti tako da se:



Slika 3.3.: Shematski prikaz trodimenzionalne strukture ICME-a i nadolazećeg udarnog vala, magnetskog polja i plazme (Zurbuchen i Richardson, 2006).

- pronađu modeli ICME-a u unutarljivoj heliosferi;
- shvati kako se magnetska struktura izbačaja mijenja tijekom gibanja u heliosferi;
- spoznaju fizikalni mehanizmi nastanka i evolucije udarnog vala;
- protumači međudjelovanje ICME-a i Sunčevog vjetra, a pogotovo kakav je utjecaj brzog Sunčevog vjetra koji struji iz polarnih i ekvatorskih koroninih šupljina;
- objasne varijacije magnetske strukture, međudjelovanja sa Sunčevim vjetrom i sl. tijekom Sunčevih ciklusa;
- teoretski opiše ubrzavanje ili usporavanje međuplanetarnog koroninog izbačaja na njegovom putu heliosferom.

U 2. poglavlju je spomenuto da koronini izbačaji imaju trodijelnu strukturu koja se sastoji od svijetlog vodećeg luka, tamne šupljine i svijetle jezgre. Postavlja se pitanje koja je veza između opažene koronagrafske strukture koroninog izbačaja i one opažene *in situ* mjerenjima? Do kojeg stupnja (međuplanetarni) koronin izbačaj razvija s obzirom na početna koronagrafska opažanja? Zasad je teško točno procijeniti i odrediti kako se koronagrafska CME trodijelna struktura propagacijom u međuplanetarnom prostoru mijenja i poprima oblik ICME-a. U opisu strukture ICME -a osnovna ideja i pretpostavka je da se trodijelna struktura CME transformira na način da svijetli vodeći luk postaje

Polarity and Orientation of the Filament	Flux Rope Type
	N E+W S SEN 
	SWN 
	NES 
	NWS 

Slika 3.4.: Skica konfiguracije magnetskog polja filameta/prominencije i očekivano ustrojstvo cijevi magnetskog toka (Bothmer i Schwenn, 1994). Radi jednostavnosti se pretpostavlja da magnetsko uže leži u ekliptičkoj ravnini i npr. oznaka SEN znači zakretanje vektora magnetskog polja od juga (S) prema sjeveru (N) s ukupnim usmjerenjem prema istoku (E); Sukladno tome, vrijedi i za npr. SWN gdje W označava zapad.

ovojnica (engl. „sheath“) oko sabijene plazme Sunčevog vjetra, dok se tamna šupljina poistovjećuje s magnetskim oblakom, ili cijevi magnetskog toka, u kojoj je povišeni tlak plina ujednačen s visokim magnetskim tlakom.

Magnetsko ustrojstvo ICME-a u obliku magnetskog užeta je jedan od dokaza da ICME-i imaju direktno podrijetlo od CME-a sa Sunca. Dodatna potvrda direktne veze koroninog i međuplanetarnog izbačaja je usuglašenost heliciteta magnetskog polja koroninog i međuplanetarnog izbačaja (slika 3.4). Prominencije u južnoj hemisferi imaju magnetsko ustrojstvo pozitivnog (ili dekstralnog) heliciteta koji može biti očuvan tijekom nekoliko Sunčevih rotacija, pa biti čak i neovisan o Sunčevom ciklusu.

Iz magnetogramskih opažanja površine Sunca magnetski oblaci ICME-a nastaju iz ili u okolini bipolarnih i aktivnih područja. Manje je poznata evolucija trodimenzionalne strukture i orijentacije izbačaja, odnosno kako početna konfiguracija magnetskog polja koroninog (kut nagiba i sl.) prelazi u konfiguraciju međuplanetarnog izbačaja. Magnetogrami otkrivaju da se na površini Sunca magnetske arkade uzdižu iznad neutralne linije koja odvaja područja suprotnih polariteta (pozitivnog i negativnog). Magnetske arkade koje natkriljuju prominencije kasnije prerastaju u magnetsko polje ICME-a. Nagib uzdužne osi magnetskog oblaka ICME-a s obzirom na ekliptičku ravninu ili „heliomagnetski“ ekvator ovisan je o strujanju brzog Sunčevog vjetra iz *ekvatorskih* koroninih šupljina. Nagib se mijenja tijekom Sunčevih ciklusa kako se mijenja strujanje i struktura brzog

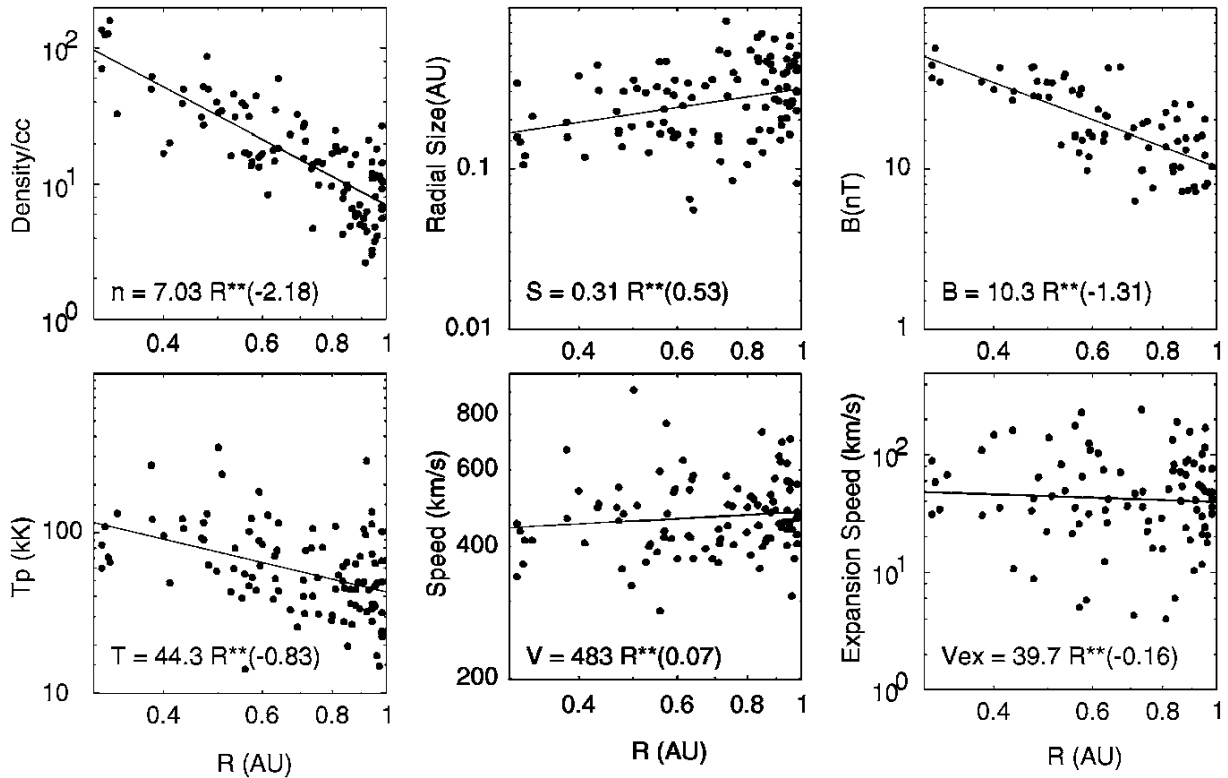
ekvatorijalnog Sunčevog vjetra (Forsyth et al., 2006). Međutim, u određenim slučajevima cijev magnetskog toka i pridruženi filament u niskoj koroni su jako otklonjeni od ekliptike, dok konfiguracija magnetskog oblaka u međuplanetarnom prostoru nije. Moguće je da uzrok nepovezanosti otklona leži i u utjecaju Sunčevog vjetra iz *polarnih* koroninih šupljina.

Znači, općenito magnetski oblaci u sebi nose informaciju, ne samo o orijentaciji osi filameta u niskoj koroni, već i osobine pojasa koroninih strujnica (engl. „coronal streamer belt“) na većim heliocentričnim udaljenostima. Bitna informacija o dipolnoj komponenti Sunčevog magnetskog polja se dobiva za vrijeme Sunčevog minimuma kada takvo polje je najizraženije i prevladava pojasom strujnica. S druge strane, za vrijeme maksimuma dipolno polje je dominantno tek na velikim heliocentričnim udaljenostima gdje je heliosferska strujna ploha koherentna i globalno uočljiva, te određuje Sunčev udaljeni „heliomagnetski“ ekvator, granicu pri kojoj magnetsko polje mijenja polaritet.

3.3. Statističke fizičke značajke

Sva dosadašnja izučavanja pokazuju da se ICME-i šire kako im heliocentrična udaljenost raste. Ovisnost njihovog širenja s udaljenošću kreće se u rasponu od $\sim R^{0.5}$ do $R^{0.9}$ (Forsyth et al., 2006). Prosječna širina na udaljenosti od 1 AU od Sunca iznosi ~ 0.25 AU. Gustoća ICME-a slijedi relaciju $\sim R^{-2.2}$, što znači da gustoća ICME-a brže opada nego srednja vrijednost gustoće Sunčevog vjetra.

Iz slike 3.5 se vidi da srednja vrijednost brzine ICME-a se značajno ne mijenja što je heliocentrična udaljenost veća. EkspONENT potencijske ovisnosti brzine o udaljenosti, $v(R) \sim R^\alpha$, nalazi se unutar vrijednosti od -0.003 do 0.07, pa tako nema značajnijeg ubrzanja ili usporavanja između $R \sim 0.3$ AU i 1 AU (okoline Zemlje). Brzina izbačaja ima sličnu ovisnost kao i srednja brzina Sunčevog vjetra (mjerene tijekom Helios misije) što znači da se izbačaj giba približno istom brzinom kao i Sunčev vjetar. Protonska temperatura opada slabije ($T_p \sim R^{-0.3}$ do $R^{-0.8}$) nego što bi se očekivalo s obzirom na adijabatsko hlađenje plazme uzrokovano ekspanzijom ICME-a. Opadanje srednjeg magnetskog polja je u rasponu između $\bar{B} \sim R^{-1.3}$ do $\sim R^{-1.5}$ i sporije je od opadanja magnetskog polja Parkerove spirale (Forsyth et al., 2006). Brzine radijalnog širenja ICME (dane kao srednje vrijednosti razlike brzina na vodećem i pratećem rubu ICME-a prilikom prolaska kroz *in situ* položaj), v_{exp} , nemaju neku izrazitu radijalnu ovisnost, a prosječna vrijednost im se kreće između 40 i 60 km/s. Naravno, brzine gibanja ICME na različitim heliocentričnim udaljenostima mogu se preciznije odrediti satelitskim mjerenjima iz brzina naleta. Međutim, vrlo rijetko se događa da mjerni sateliti (npr. HELIOS (0.4 AU), IMP 8 (1 AU), ACE (1 AU), NEAR (~ 1.7 AU), itd.) budu poravnati i da leže na putanji



Slika 3.5.: Promjena srednjih vrijednosti fizičkih značajki ICME-a s heliocentričnom udaljenosti. Podaci su dobiveni Helios 1/2 satelitom tijekom 1975-1980. godine i prikazani su u log-log skali (Forsyth et al., 2006).

istog ICME-a.

Iako slika 3.5 pokazuje da se prosječne brzine ICME-a na udaljenostima između 0.3 – 1 AU nezamjetno mijenjaju s radijalnom udaljenošću, nedvojbeno ICME-i ubrzavaju ili usporavaju tijekom svog gibanja međuplanetarnim prostorom. Problem se sastoji u tome što se pri računanju prosječne brzine ICME-a uzimala kriva korelacija s početnim brzinama CME-a u niskoj koroni. Prosječna brzina se izračunala iz statističkog uzorka, odnosno ne odnosi se na pojedinačni izbačaj, stoga očekivano prosječna brzina usko prati prosječnu brzinu Sunčevog vjetra (Gopalswamy et al., 2001b).

Razni autori na različite načine nastoje prognozirati i odrediti vrijeme dolaska poremećaja do Zemlje. Oslanjaju se na statističke obrade mjerenja u smislu prilagođavanja krivulja na dane podatke. Podaci mogu biti opterećeni velikim nepouzdanostima jer su dobiveni različitim posrednim i približnim metodama. Sve to će utjecati na točnost i nepouzdanost prognostike tranzitnih karakteristika izbačaja i imati određena ograničenja (npr. vidjeti pregled u Forsyth et al. (2006)).

3.3.1. Određivanje brzine međuplanetarnog iz početne brzine koroninog izbačaja

Lindsay et al. (1999) su statistički ustanovili da postoji veza između v , *in situ* mjerenih brzina ICME-a (na udaljenostima od $\sim 0.7 - 1$ AU), i brzina CME-a u niskoj koroni, v_{CME} . Korelacija ima oblik:

$$v = 360 + 0.25v_{CME}. \quad (3.1)$$

Ispostavilo se da *in situ* brzina v ima tendenciju konvergencije prema brzini Sunčevog vjetrova.

Gopalswamy et al. (2000) sugerira drugačiji izraz i određuje vrijeme naleta ICME-a do Zemlje. Izraz je dobiven s pretpostavkom da ubrzanje ICME-a ostaje približno konstantno tijekom cijelog njegovog putovanja do Zemlje. Uzima da je:

$$a[\text{m/s}^2] = 1.41 - 0.0035v_{CME}[\text{km/s}]. \quad (3.2)$$

Očigledno je da CME-i s brzinama većim od $v_{CME} \gtrsim 405 \text{ km/s}$ usporavaju ($a < 0$), dok oni s manjim ubrzavaju ($a > 0$).

Schwenn et al. (2005) se ograničavaju na 75 događaja i statistički određuju vrijeme dolaska ICME-a do Zemlje (tzv. „tranzitno“ vrijeme) u obliku

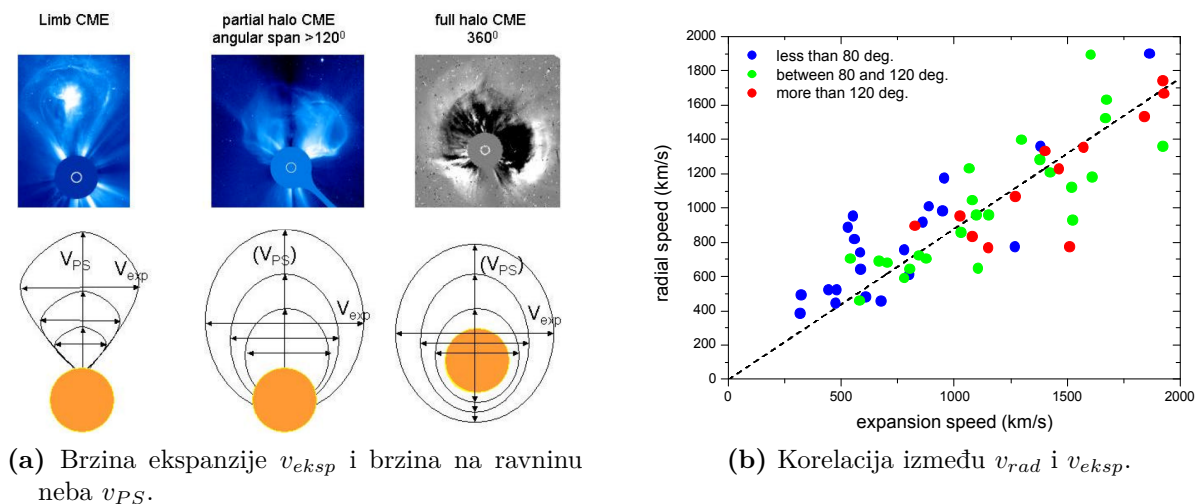
$$\tau = 203 - 20.77 \ln(v_{CME}). \quad (3.3)$$

I u ovome slučaju brzi CME-i usporavaju, a spori ubrzavaju. Navode nekoliko nepouzdanosti koji utječu na procjenu tranzitnog vremena τ . Najteže im je bilo točno odrediti početnu radijalnu brzinu gibanja CME-a. Postupak se sastojao od toga da su na koronagrafskim snimkama izbačaja određivali projicirane okomite komponente v_{PS} i v_{eksp} brzina ekspanzije („bubrenja“) „ovojnice“ vodećeg luka (slika 3.6a). Na koronagrafskim snimkama pouzdano se mogu mjeriti jedino brzine v_{PS} u projekciji na ravninu neba (odnosno koronagrafa). Želja im je bila pronaći statističku povezanost između radijalne brzine vodećeg luka izbačaja v_{rad} i projiciranih brzina sa koronagrafskih snimki. Na velikom skupu izbačaja dobili su korelaciju:

$$v_{rad} = 0.88 v_{eksp}, \quad (3.4)$$

u kojoj su: v_{rad} radijalna brzina gibanja CME-a prema Zemlji, a v_{eksp} je brzina ekspanzije CME-a (slika 3.6b).

Autori (Gopalswamy et al., 2000; Gopalswamy et al., 2001b; Cane i Richardson, 2003; Schwenn et al., 2005) postavljaju pitanje vezano uz objašnjenje tranzitnog vremena τ . Što zapravo predstavlja tranzitno vrijeme τ ; mjeri li se dolazak udarnog vala, samog ma-



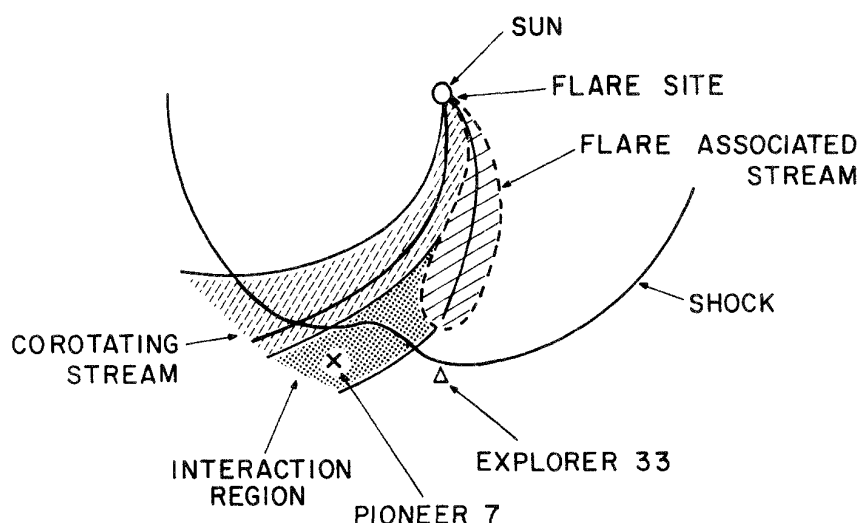
Slika 3.6.: Način određivanja v_{eksp} , a posredno i v_{rad} (Schwenn et al., 2005). (a) Određivanje brzine ekspanzije v_{eksp} i brzine s obzirom na ravninu neba v_{PS} . Prikazano je se za različite CME-e: na rubu, djelomičnog i potpunog halo oblika. (b) Korelacija između radijalne brzine v_{rad} i brzine ekspanzije v_{eksp} za CME-e opažene na rubu Sunčevog diska. Podaci dobiveni LASCO detektorom od siječnja 1997. do 15. travnja 2001. godine.

terijala ICME-a, ili početnog poremećaja magnetskog polja prilikom dolaska magnetskog oblaka? Gopalswamy et al. (2000) sugerira da je projicirana brzina halo CME-a s obzirom na nebesku ravninu razumno približenje za početnu brzinu izbačaja jer se on širi kao ekspandirajuća sfera.

Iznesene statistički određene prognostičke relacije tranzitnih karakteristika (tranzitne brzine i tranzitnog vremena) izbačaja pokazuju određena neslaganja prilikom provjere na mjerenim podacima pojedinačnog izbačaja. Nesuglasje proizlazi iz načina odabira reprezentativnog uzorka CME-a na temelju kojih su dobivene relacije. Na primjer, Gopalswamy et al. (2000) analizira samo izbačaje s brzinama manjim od < 1100 km/s i pretpostavlja da konvergiraju prema nekoj višoj konstantnoj brzini, dok Schwenn et al. (2005) analizira isključivo izbačaje velikih brzina. Također je teško ustanoviti da li metode zasnovane na brzinama halo izbačaja daju pouzdane prognostičke vrijednosti vremena dolaska izbačaja i čeonih udarnih valova do Zemlje.

3.4. Međudjelovanje međuplanetarnog izbačaja i Sunčevog vjetra

Koronini izbačaji stvaraju udarne valove u unutarnjoj heliosferi i opažamo ih u obliku radiovalnog zračenja tipa II (poglavlje 3.5). Udarni valovi se opažaju koronagrafskim i *in situ*



Slika 3.7.: Međudjelovanje udarnog vala s korotacijskom strujnicom i interakcijskim područjem (Burlaga, 1995, Fig. 7.8).

mjerenjima ili međuplanetarnom scintilacijom u radiovalnom području. Do Dopplerove scintilacije dolazi kada se upadno koherentno radio-zračenje raspršuje na elektronima, a fluktuacije u gustoći elektrona stvaraju scintilacije u frekvenciji raspršenog zračenja. Ponekad se udarni valovi zamjećuju u obliku slabe provale X- ili mikrovalnog zračenja. Takvi slabi udarni valovi uglavnom zadržavaju svoju malu početnu brzinu (Cane et al., 1986).

Ukoliko se brzina ICME-a razlikuje od brzine Sunčevog vjetra, ICME stvara komprimirano područje naletom na spor tok vjetra. Jačina kompresije ponajviše ovisi o brzini okolnog Sunčevog vjetra, ali i ICME-a. Općenito, ICME-i brži od Sunčevog vjetra usporavaju, a oni sporiji ubrzavaju. Naletom bržeg ICME-a na spor Sunčev vjetar dolazi do „kočenja“ ICME-a. Na čeonom dijelu ICME-a sabija plazmu vanjskog Sunčevog vjetra i stvara komprimirano područje. Takvo sabijeno područje ako naleti na Zemlju također može potaknuti geomagnetske oluje, pogotovo ako je magnetsko polje ICME-a (ili tzv. „magnetski oblak“) suprotnog usmjerenja od geomagnetskog polja Zemlje.

U fazi visoke aktivnosti, često se događa da dva ili više ICME-a međusobno međudjeluju, tj. „nalijeću“ jedan na drugi. Prilikom takvih interakcija smanjuje se kinetička temperatura protona i mijenjaju se ionizacijska stanja željeza s obzirom na okolnu ambijentalnu plazmu korone i Sunčevog vjetra (Wimmer-Schweingruber et al., 2006). Učestalost nastanka ICME-a, a posljedično i vjerojatnost njihovog međusobnog međudjelovanja, slijedi Sunčev 11-godišnji ciklus aktivnosti što potvrđuju podaci dobiveni satelitskim mjerenjima i geomagnetskom aktivnošću. Geomagnetska aktivnost je prvenstveno povezana s naletom ICME-a i čeonih udarnih valova. Međusobnim međudjelovanjem i spajanjem više ICME-a (ili ICME-a i CIR-a) nastaju *globalna sjedinjena interakcijska područja* (engl. „global merged interaction regions“, skraćeno GMIR). Unutar zavojite ljuskaste strukture GMIR-

a pojačano je magnetsko polje koje služi kao magnetski štit smanjujući prodor kozmičkog zračenja u unutarnje dijelove heliosfere (Gazis et al., 2006). Promjene dotoka kozmičkog zračenje slijede 11-godišnji ciklus Sunčeve aktivnosti s obzirom na učestalost nastajanja takvih interakcijskih područja. GMIR spada u širu skupinu općenitih *sjedinjenih interakcijskih područja* (engl. „merged interaction regions“, skraćeno MIRs) unutar koje se nalaze (Burlaga et al., 1993; Burlaga, 1995, Ch. 8):

- *globalna sjedinjena područja* (GMIRs);
- *korotacijska sjedinjena interakcijska područja* (engl. „corotating interaction regions“, skraćeno CMIRs), koja predstavljaju kvazi-periodička komprimirana područja koja nastaju međudjelovanjem korotacijskih strujnica (engl. „corotating stream“) s bilo kojim vrstom interakcijskog područja (pa čak i sa istom). Rotacijska frekvencija im se poklapa sa Sunčevom. Korotacijske strujince formiraju poznatu Parkerovu spiralu (Arhimedovu krivulju) silnica magnetskog polja;
- *lokalna interakcijska područja* (engl. „local interaction regions“, skraćeno LMIRs), nastaju međudjelovanjem npr. ICME-a s ostalim oblicima plazmenog toka, kao što su: korotacijske strujnice, udarni valovi, izbačaji, magnetski oblaci, itd.

3.5. Opažanje gibanja izbačaja u heliosferi

Postojeći empirijski, teoretski i numerički modeli heliosferske propagacije ICME-a tijesno su vezani uz opažačke podatke. Da bi mogli pravilno i pravovremeno odrediti vrijeme naleta međuplanetarnih izbačaja na Zemlju, opažački podaci moraju imati što veću pouzdanost.

Najjednostavniji prognostički modeli dolaska ICME-a do Zemlje su empirički, npr. Gopalswamy et al. (2001a) ili Schwenn et al. (2005) (vidjeti poglavlje 3.3.1). Napredniji numerički modeli pokušavaju dodatno predvidjeti gustoću Sunčevog vjetra, prosječnu temperaturu, brzinu toka i magnetsko polje. Naravno, svaki model se mora oslanjati na stvarne opažačke podatke. Upitno je koliko takva gruba empirička i numerička modeliranja zadiru u samu srž problema. Stoga, bolje se usredotočiti na svrsishodne i pouzdane postavke, odbacujući one pomalo „prepojednostavljene“ ili podešene kako bi bile usuglašene s opažanjima. Analitički pristup je pogodniji za potrebe „svemirske prognostike“ (eng. Space weather) od potpuno numeričkog, prvenstveno zbog brzine izračuna, što je naročito važno za prognoziranje u realnom vremenu. Uz to, ispada da su rezultati jednako pouzdani, ako ne i bolji od numeričkih, iz razloga što analitički modeli imaju jasnije definiranu fizikalnu pozadinu.

Rezultati bilo kojeg modela moraju se usporediti s empirijskim rezultatima. Koronini izbačaji u heliosferi mogu se pratiti koronagrafom ili pomoću radiovalnog zračenja u dinamičkom spektru. Koronagrafska opažanja u bijeloj svjetlosti direktno prikazuju položaj vodećeg luka izbačaja. Najpoznatiji koronagrafi se nalaze na satelitima SoHO (SoHO) i STEREO misijama (STEREO; Science Definition Team and Johns Hopkins University, 1997; Kaiser, 2009). SoHO LASCO (engl. „Large Angle and Spectrometric Coronagraph“) koronagraf opaža do udaljenosti od $\sim 30 r_{\odot}$, dok na STEREO-A i B satelitima koronagrafi mogu pratiti izbačaje sve do 1 AU. Dinamički spektar je vremenski ovisan frekvencijski spektar i njegova interpretacija ovisi o određenim fizičkim pretpostavkama.

3.5.1. Koronagrafska opažanja

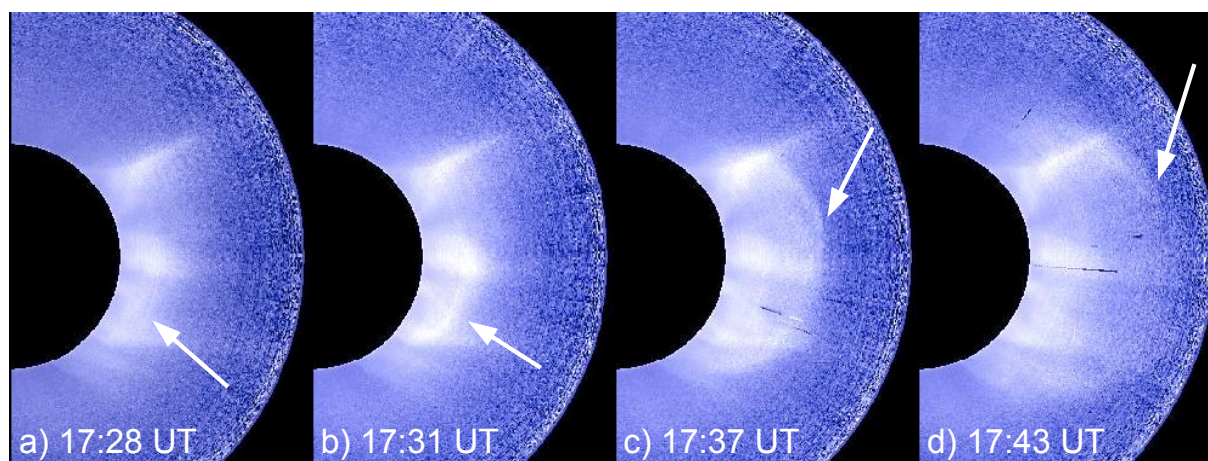
Koronagrafi zaklanjaju svijetli Sunčev disk kako bi mogli bolje promatrati stanja i promjene u Sunčevoj koroni. Koronagrafima stacioniranim na Zemlji smeta raspršeno Sunčevo zračenje u višim slojevima atmosfere (Rayleigh-ovo raspršenje). Bilježenjem polarizacije svjetlosti smanjuje se ili otklanja negativan utjecaj raspršenja jer su spektralne karakteristike svjetlosti iz korone i raspršene Sunčeve svjetlosti u atmosferi iste, a razlikuju se samo prema polarizaciji. Koronagrafi bilježe raspršenu bijelu svjetlost nastalu Thomsonovim raspršenjem pod skoro pravim kutom u koroni ili međuplanetarnom prostoru koja je izrazito polarizirana, dok je svjetlost raspršena u atmosferi gotovo nepolarizirana. Drugu skupinu koronagrafa čine koronagrafi satelitskih misija, neopterećeni negativnim utjecajem raspršenja u Zemljinoj atmosferi. U sljedećih par poglavlja navest ćemo par koronagrafa koji često služe u opažanju i proučavanju stanja korone, praćenju nastanka i propagacije koroninih izbačaja, te njihovog utjecaja na Zemlju.

3.5.1.1. Mauna Loa Mk4 koronagraf

Mauna Loa solarni opservatorij (skraćeno MLSO) nalazi se na obroncima Mauna Loa planine na visini od 3440 metara na otoku Hawaii, u sklopu High Altitude opservatorija koji je sastavni dio National Center for Atmospheric Research, sa sjedištem u Boulderu, Colorado, USA.

MLSO se sastoji od ACOS (engl. „Advanced Coronal Observing System“) skupine instrumenata za opažanja Sunčeve atmosfere i korone, u koju spada *MkIV K-koronagraf* namijenjen opažanju bijele svjetlosti K-korone na valnim duljinama od 700 do 950 nm s vidnim poljem od 1.12 do $2.79 r_{\odot}$.

Od 4. veljače 1980. do 30. rujna 1999. godine u funkciji je bio i koronagraf Mark-III (koronagraf treće generacije), vidnog polja od $1.122 - 2.44 r_{\odot}$, a bio je podešen tako da polumjer Sunca pada na 104.4 piksela detektora. Kasnije ga je zamijenio poboljšani



Slika 3.8.: Primjer izbačaja na dan 26. listopada 2003. godine opaženog Mk4 koronagrafom. Bijele strelice pokazuju vodeći luk izbačaja. (a) Vodeći luk se formira u 17:28 UT; (b) potpuno je formiran u 17:31 UT; (c) kutna širina izbačaja se značajno povećala unutar 6 min; (d) kutna širina iznosi $\sim 117^\circ$ (Bao et al., 2007).

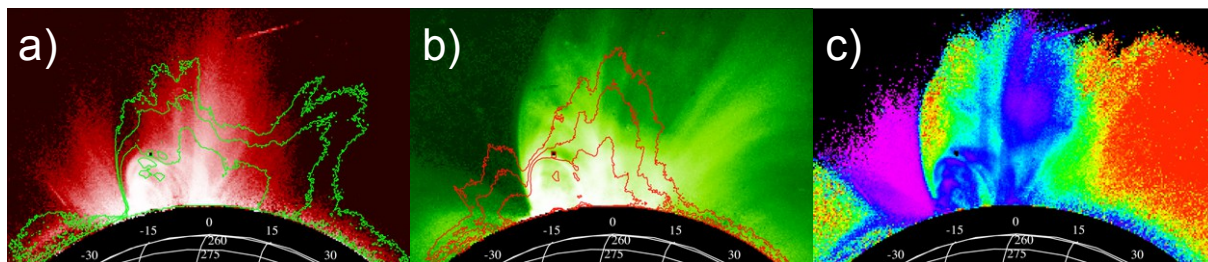
Mark-IV K-koronagraf novije generacije s manjim pozadinski šumom, boljim uklanjanjem pozadinskog raspršenja Sunčeve svjetlosti u Zemljinu atmosferu, veće rezolucije i većeg vidnog polja. Sada se njime dobivaju snimke visoke rezolucije, a također može raditi u različitim atmosferskim uvjetima čime daje veću vremensku pokrivenost podacima.

3.5.1.2. SoHO LASCO C2/C3

SoHO (engl. „Solar and Heliospheric Observatory“) je međunarodni zajednički projekt ESA i NASA službi, namijenjen istraživanju Sunca od njegove unutrašnjosti do vanjske korone i Sunčevog vjetrova. SoHO satelit djeluje od 2. prosinca 1995. godine i njegova funkcionalnost mu se produljivala u pet navrata (1997., 2002., 2006., 2008. i 2010. godine). Nalazi se u L1 Lagrangeovoj libracijskoj točki na spojnici Sunce-Zemlja i stabilnu orbitu postigao je 15. svibnja 1996. godine (Tun, 2005). U svom dugogodišnjem radu pratio je aktivnost Sunca tijekom cijelog 23. i početkom 24. ciklusa aktivnosti. Trenutni planirani rok rada mu je do kraja 2012. godine.

Najveću ulogu u promatranju izbačaja ima skupina *Large Angle and Spectrometric Coronagraph* (LASCO) koronagrafa, sastavljena od tri koronagrafa s vidim poljima koja obuhvaćaju koronu između heliocentričnih udaljenosti od 1.1 do $32 r_\odot$ (Tun, 2005). LASCO koronagrafi su:

- *C1 koronagraf* je Fabry-Pérot-ov interferometar s vidnim poljem između $1.1 - 3 r_\odot$ i opaža koronu u spektralnom području emisijskih linija Fe X - 637 nm i Fe XIV - 530 nm (slika 3.9). Sastoji se od filtera i polarizatora koji razdvajaju zračenje K- i



Slika 3.9.: Primjer snimke LASCO-C1 koronagrafa snimljene na dan 23. kolovoza 1998. godine. Snimka na valnoj duljini: (a) Fe X - 637 nm; (b) FeXIV - 530 nm; (c) omjer intenziteta valnih duljina pod (a) i (b) (SoHO).

F- korone¹ (Kimura i Mann, 1998),

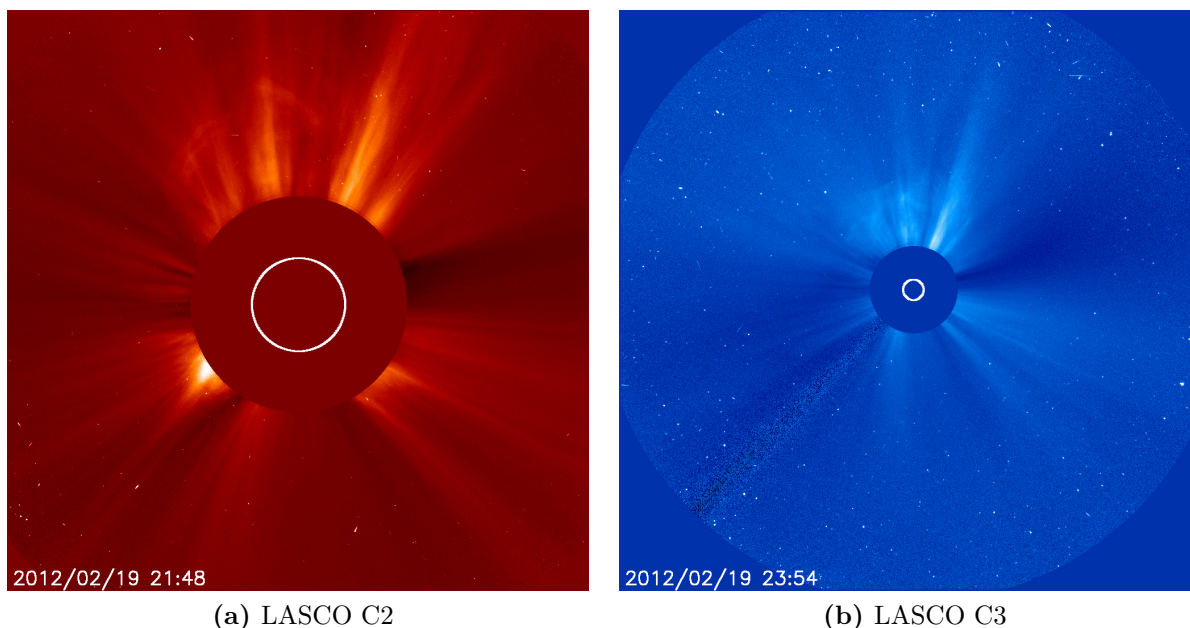
- *C2 koronagraf* opaža u bijeloj svjetlosti i vidno polje mu se kreće od $1.5 - 6 r_{\odot}$ (slika 3.10a),
- *C3 koronagraf* također opaža u bijeloj svjetlosti, a vidno polje mu obuhvaća $3.7 - 30 r_{\odot}$ (slika 3.10b).

Prvu godinu i pol LASCO koronagrafi savršeno su obavljali svoju zadaću. Međutim, 1998. godine slučajno je bila izgubljena sva komunikacija sa SoHO satelitom nastala ljudskom pogreškom. Nakon nekoliko neuspjelih pokušaja stupanja u vezu, ipak je uspostavljena komunikacija, ali nažalost nije se uspio osposobiti C1 koronagraf i ostao je zauvijek ne-upotrebljiv. Ostali koronagrafi i do današnjeg dana (nakon približno 15 godina) odlično rade.

3.5.1.3. STEREO projekt

Razumijevanje i teoretski opis mehanizama inicijacije koroninih izbačaja i propagacije kroz nisku koronu i udaljeniji međuplanetarni prostor zahtijeva kontinuirano promatranje izbačaja tijekom cijelog svog putovanja. Projekt STEREO (engl. „Solar Terrestrial Relations Observatory“) okrenuo je novu stranicu u proučavanju Sunčeve aktivnosti, što ne predstavlja samo novi evolucijski ciklus, već se STEREO era može nazvati i revolucionarnom erom koja upotpunjuje radiovalna i postojeća koronografska opažanja. Prijašnja koronografska opažanja prate i bilježe heliosferske poremećaje (uzrokovane koroninim izbačajima) u okolini Sunca do udaljenosti 0.2 AU , te ne mogu pratiti izbačaj do Zemlje (1 AU). Dodatno, ostali sateliti mogu samo mjeriti *in situ* promjene fizičkih karakteristika plazme Sunčevog vjetra (npr. temperature, gustoće, brzine i sl.), odnosno poremećaje

¹spektar K-korone se sastoji od kontinuiranog zračenja nastalog Thomsonovim raspršenjem, dok spektar zračenja F-korone nastaje raspršenjem na česticama prašine u međuplanetarnom prostoru



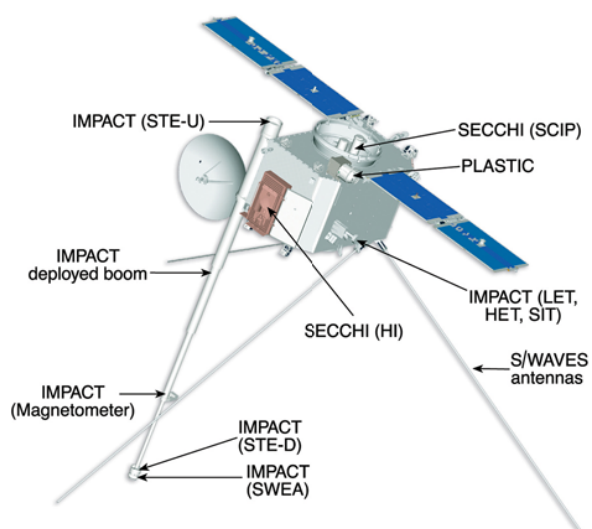
Slika 3.10.: Snimke LASCO C2 i C3 koronagrafa na dan 19. veljače 2012. godine (SoHO).

uzrokovane koroninim izbačajima na trenutnom položaju sonde u heliosferi. Vrijeme dolaska ili kinematika izbačaja se izračunava empirijskim i djelomično teoretskim modelima zasnovanim na takvim djelomičnim, nepotpunim i vremenski isprekidanim podacima. Do uspostave STEREO misije niti jedan instrument nije mogao kontinuirano pratiti evoluciju i propagaciju (međuplanetarnih) koroninih izbačaja mase od Sunca do Zemlje.

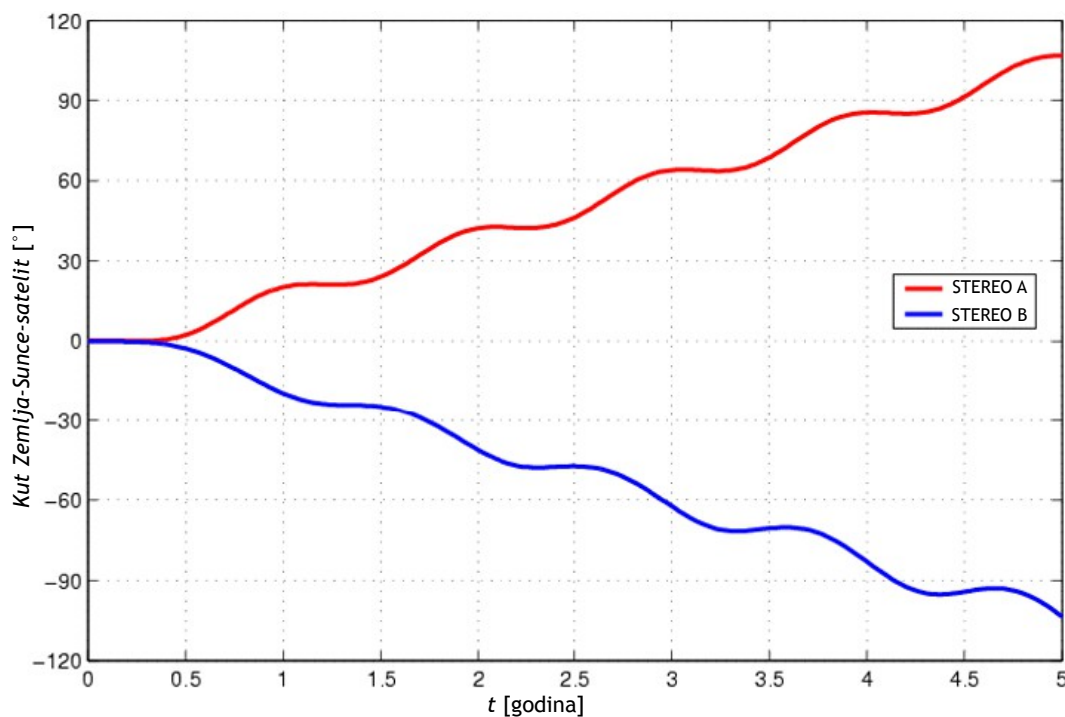
Korona je optički tanka (na većini valnih duljina), pa se iz koronagrafskih opažanja jednog satelita dobivaju nekonzistentne i samo približne trodimenzionalne strukture izbačaja. Takve približne trodimenzionalne strukture dosta ovise o primijenjenom modelu i nepovoljnom efektu integracije intenziteta svjetlosti, nastalog Thomsonovim raspršenjem, prema ravnini neba. Za izbačaje koji su dosta otklonjeni od ravnine neba (i koronagrafa) u integraciji se upotrebljava tzv. približenje maksimalnog Thomsonovog raspršenja (pri kojem kut između upadnog i raspršenog zračenja iznosi 90°). S druge strane, STEREO-A i B istovremeno prate koronin izbačaj čime se dobiva poboljšana (ali još uvijek nekonzistentna) trodimenzionalna struktura izbačaja.

Letjelice STEREO misije odmiču se od Zemlje za $\pm 22^\circ$ na godinu, po putanjama bliskim Zemljinoj. Letjelica STEREO-A (engl. „ahead“) putuje na putanji polumjera manjeg od 1 AU, pa je brža od Zemlje, dok STEREO-B (engl. „behind“) ima putanju većeg polumjera od 1 AU i zaostaje za Zemljom. Putanje su malog ekscentriciteta kako bi veličina Sunčevog diska u koronagrafima ostala nepromijenjena.

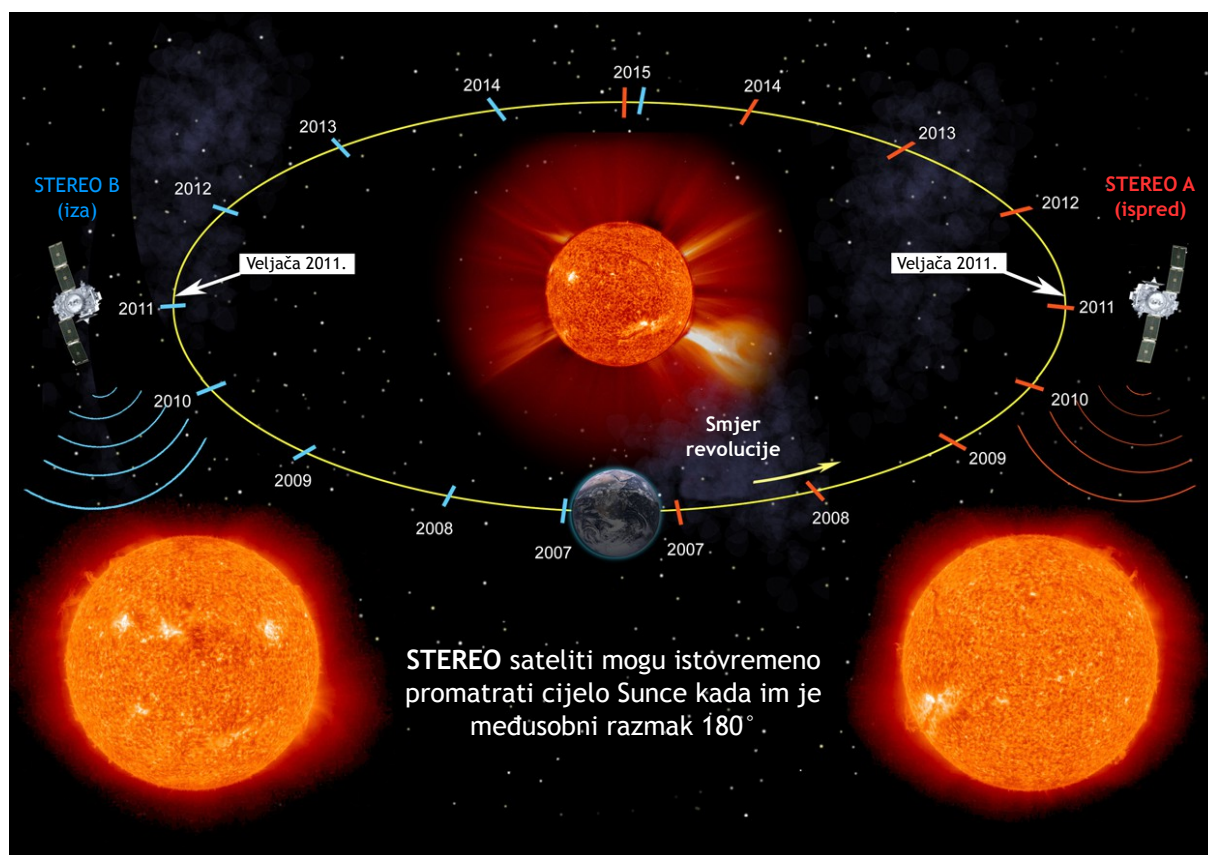
Položaje i kutne razmake A i B satelita možemo podijeliti u četiri faze s obzirom na



Slika 3.11.: Prikaz raspodjele instrumenata na STEREO-B satelitu. SECCHI (HI) instrument uvijek je usmjeren prema Suncu, dok su IMPACT i S/WAVES antene okrenute od Sunca. Postoje male razlike između raspodjela instrumenata na A i B satelitu iz razloga što suprotno okrenuti jedan prema drugom, a instrumenti koji mjere zastupljenost čestica moraju biti usmjereni duž magnetskog polja Sunčevog vjetra (Kaiser et al., 2008).



Slika 3.12.: Povećanje kutnog razmaka STEREO-A i -B satelita tijekom godina.



Slika 3.13.: Shematski prikaz putanja STEREO-A i -B satelita i njihov povoljan položaj za opažanje cijelog Sunčevog diska (NASA).

moćnosti mjerenja i različitu znanstvenu analizu mjernih podataka (slika 3.12). U prvoj fazi i u prvoj godini svog djelovanja sateliti su međusobno razmaknuti do 50° . Omogućuju detaljno stereoskopsko i trodimenzionalno opažanje korone prije i poslije koroninog izbačaja. U drugoj fazi, nakon 400 do 800 dana svoje funkcionalnosti, sateliti se nalaze približno u kvadraturi i tada im se međusobni kutni razmak kreće između 50° i 110° . U tom periodu koronin izbačaj se najbolje „triangulira“, jer se približno kreće u ravnini neba, stoga mu se lako određuje brzina, veličina i sl. U trećoj fazi kutni razmak se kontinuirano povećava od 110° do 180° . Na tim položajima oba satelita bilježe koronine izbačaje *potpuno* u ravnini neba čime se najbolje prati njihovo gibanje prema Zemlji. Istovremeno mogu opažati čitavo Sunce na svim heliografskim duljinama i širinama (slika 3.13). Četvrta faza započinje kada im se kutni razmak poveća iznad 180° . Po prvi put (2013.–2016. g.) će se vidjeti Sunčeva aktivnost sa suprotne strane Sunca s obzirom na Zemljin položaj.

STEREO misije nose 4 skupine instrumenata, te ukupno 18 senzora (slika 3.11). Gibanja koroninih izbačaja u heliosferi opaža skupina instrumenata *SECCHI* (engl. „Sun–Earth Connection Coronal and Heliospheric Investigation“). Sastoji se od dva koronagrafa,

COR1 i COR2, prilagođenih bijeloj svjetlosti, čije vidna polja sežu do ukupno $\sim 15 r_{\odot}$ (slika 3.14). COR1 ima vidno polje od $1.4 - 4 r_{\odot}$, dok COR2 od $2 - 15 r_{\odot}$. SECCHI skupini instrumenata pripadaju dvije heliosferske kamere (engl. „Heliospheric Imager“, HI1 i HI2) namijenjene promatranju u bijeloj svjetlosti s vidnim poljem od $12 - 215 r_{\odot}$ (slika 3.15), te EUVI kamera podešena za promatranje korone u ultraljubičastom spektralnom području. Nakon što koronin izbačaj izađe iz vidnih polja COR1 i COR2 koronagrafa, HI1 i HI2 kamere nastavljaju ga pratiti tijekom njegova daljnjeg putovanja heliosferom. SECCHI/EUVI opaža na četiri različite valne duljine: He II 30.4 nm, Fe IX 17.1 nm, Fe XII 19.5 nm, Fe XV 28.4 nm (slika 3.17). Zadaća svih detektora je što preciznije određivanje trodimenzionalne strukture izbačaja i njene evolucije u heliosferi.

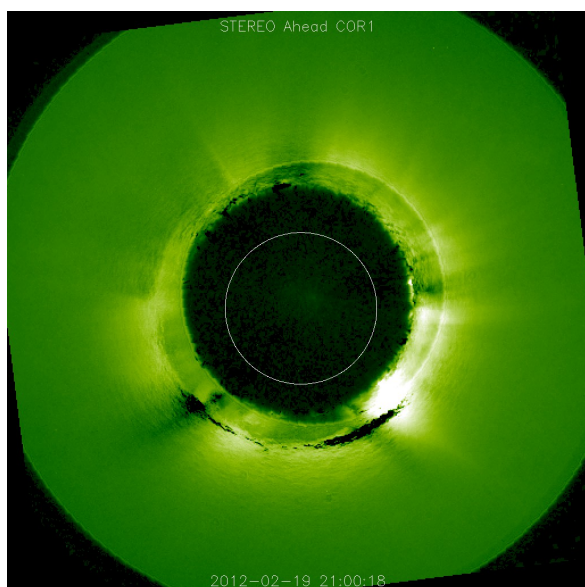
SECCHI koronagraf najbolje opaža detalje strukture koroninih izbačaja kada oni približno putuju u ravnini neba. To se događa kada je međusobni razmak između A i B satelita najmanje 60° .

Mjereni podaci objavljuju se u što kraćem vremenskom roku na internetskoj adresi: <http://stereo-ssc.nascom.nasa.gov/>. STEREO pomiče granice u trodimenzionalnom promatranju Sunca i njegove aktivnosti. Uz postojeću flotu Zemlji bliskih satelita, kao što su npr. SoHO, Wind, ACE, Hinode, SDO, započeo je intenzivan period razumijevanja Sunčeve aktivnosti i utjecaja na prilike na Zemlji.

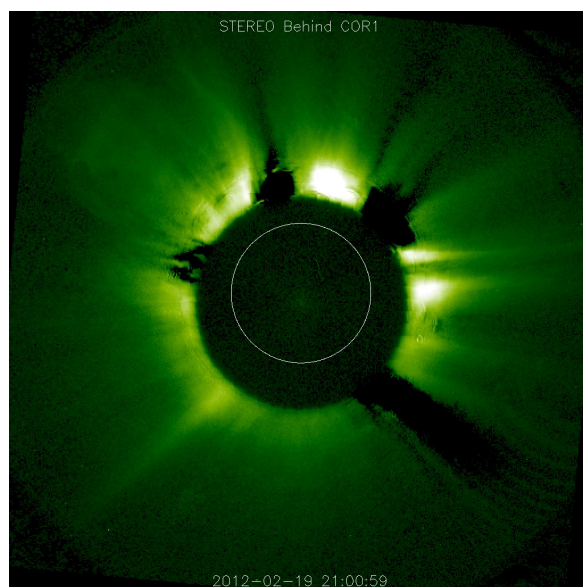
3.5.2. Radiovalno zračenje tipa II

Radiovalno zračenje tipa II opaža se i zapisuje u obliku tzv. dinamičkog spektra. U dinamičkom spektru iscertane su emisijske pruge uskog frekvencijskog pojasa (npr. slika 3.20c) u ovisnosti o vremenu. Uočljive su dvije frekvencijske pruge koje predstavljaju emisiju u osnovnoj (ili fundamentalnoj) frekvenciji i na frekvenciji drugog harmonika, a ponekad je prisutan i treći harmonik. Karakteristike i uskoća frekvencijskih linija upućuju da su takve emisijske pruge posljedica oscilacija elektrona na plazmenoj frekvenciji i njezinim harmonicima. Zračenje kontinuiranog frekvencijskog pojasa iz Sunčeve atmosfere može jedino nastati plazmenim oscilacijama i ciklotronskim gibanjima elektrona. Zračenje tipa II ne može se pripisati ciklotronskoj frekvenciji, jer ciklotronsko zračenje ne može pobjeći iz korone i doprijeti do opažača zbog jake atenuacije, a niti se opaža izrazita i karakteristična polarizacija ciklotronske emisije (Wild et al., 1963). Poremećaji tipa II gibaju se brzinama oko 1000 km/s, što je nekoliko puta veće od brzine zvuka u koroni, stoga sve opažачke činjenice ukazuju na to da je poremećaj povezan s magnetohidrodinamičkim udarnim valom.

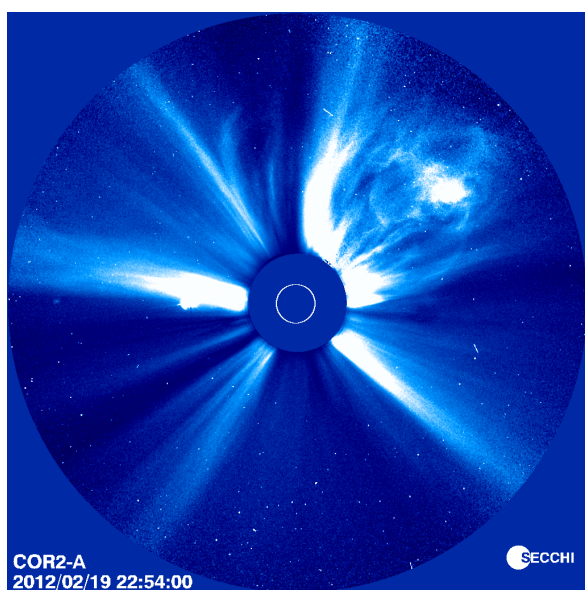
Zračenje tipa II započinje 2 – 15 minuta nakon pojave Sunčevog bljeska i opaža se oko 10 – 15 minuta u metarskom radiovalnom području. Općenito je frekvencijski profil $f(t)$



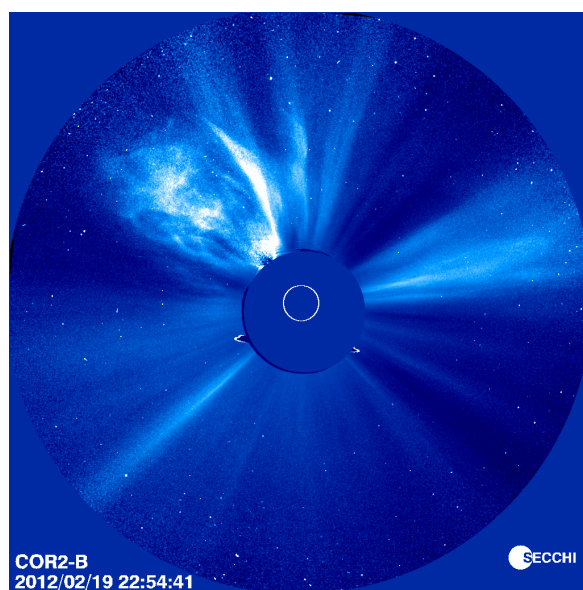
(a) STEREO-A COR1.



(b) STEREO-B COR1.



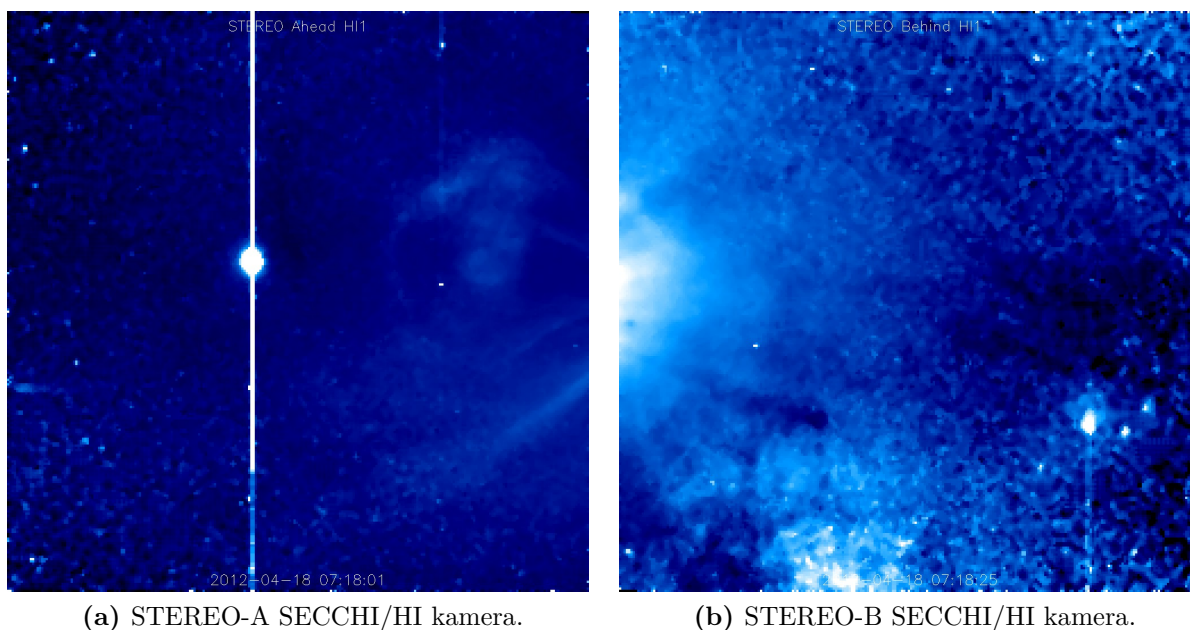
(c) STEREO-A COR2.



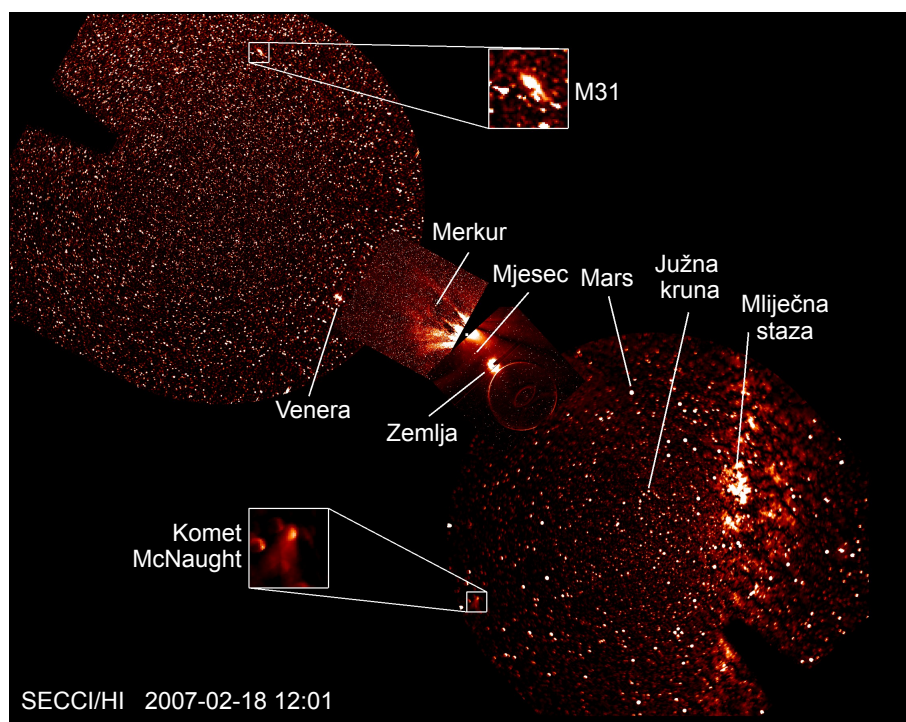
(d) STEREO-B COR2.

Slika 3.14.: U STEREO-A i B SECCHI/COR1 i COR2 koronagrafima zapažen je izbačaj na dan 19. veljače 2012. godine. Početna faza propagacije izbačaja vidi se u COR1A koronagrafu dosta nejasno u gornjem desnom uglu, dok u COR1B u gornjem lijevom. Kasnija faza propagacije bolje se uočava u COR2A/B koronagrafima (STEREO).

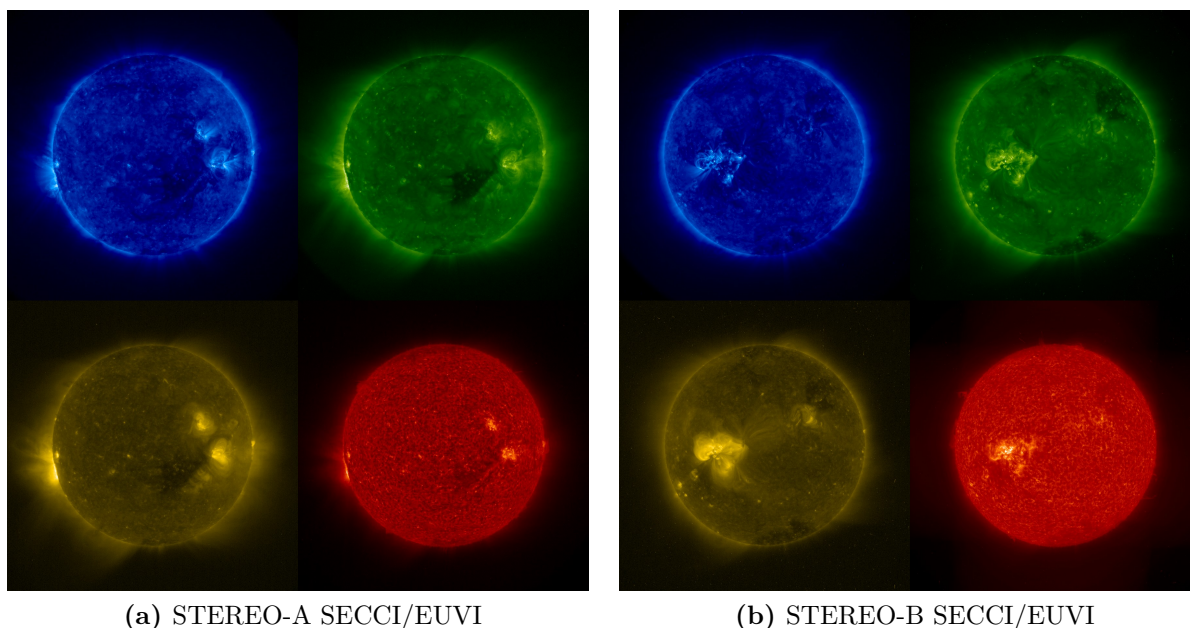
3. Međuplanetarni koronin izbačaj



Slika 3.15.: STEREO-A i B SECCHI/HI kamere bilježe izbačaj na dan 18. travnja 2012. godine (STEREO).



Slika 3.16.: Panoramski prikaz kombiniranih vidnih polja SECCHI/HI kamera s oba STEREO-A i B satelita na dan 18. veljače 2007. godine. Vide se položaji planeta, Mliječna staza i komet McNaught (STEREO; Kaiser, 2009).

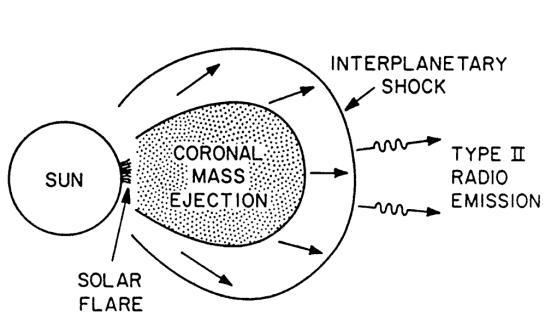


Slika 3.17.: Prve snimke STEREO-A i B SECCI/EUVI detektora u četiri različite valne duljine: He II 30.4 nm (plavo), Fe IX 17.1 nm (zeleno), Fe XII 19.5 nm (žuto), Fe XV 28.4 nm (crveno) dobivene na dan 4. prosinca 2006. godine (STEREO).

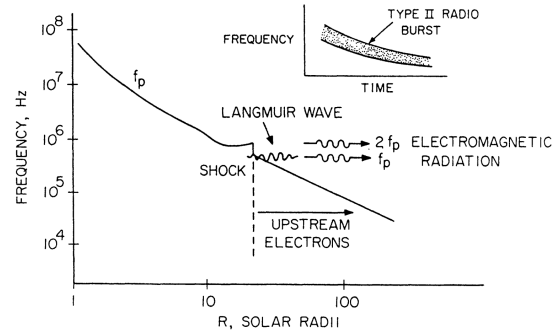
kompleksan, međutim obično dominiraju uske frekvencijske pruge u dinamičkom spektru. Takve pruge jasno definiranih rubova često se nazivaju *kralješnicom* (engl. „backbone“) zračenja tipa II. Ponekad se zapažaju sporadične i „igličaste“ frekvencijske strukture u dinamičkom spektru. Naglo skaču prema visokim i/ili niskim frekvencijama i s obzirom na njihov izgled, takav dinamički frekvencijski spektar se naziva spektrom *riblje kosti* (engl. „herringbone“). Početna fundamentalna frekvencija (prvi harmonik) „kralješnice“ je uglavnom ispod 100 MHz, međutim moguće je da sporadično doseže i 200 MHz. Frekvencija drugog harmonika slijedi oblik i strukturu fundamentalne frekvencije, ali je dvostruko veća. Vektor polarizacije zračenja tipa II sporadične je orijentacije (Krueger, 1979).

Provala radio zračenja tipa II (poglavito kod „kralješničkog“ spektra) uzrokovana je udarnim valovima u koroni i međuplanetarnom prostoru (slika 3.18). Zračenje odgovara plazmenoj frekvenciji i/ili frekvenciji njezinih harmonika što znači da je direktno povezana i sa gustoćom okolne plazme. Elektromagnetsko zračenje na plazmenoj frekvenciji i/ili drugom harmoniku se često naziva *plazmenom emisijom* (Rhee et al., 2009). Do plazmene emisije dolazi zbog ubrzavanja elektrona na udarnom valu koji onda iniciraju plazmene oscilacije i dolazi do pretvorbe energije u radiovalno zračenje na plazmenoj frekvenciji ili drugom harmoniku (slika 3.19). Fizički uzrok udarnih valova u koroni koji emitiraju *metarsko* zračenje tipa II nije upotpunosti i sa sigurnošću poznat, tj. izvor može biti Sunčev bljesak ili koronin izbačaj. Nasuprot tome zračenje tipa II na hektometarskim i kilome-

3. Međuplanetarni koronin izbačaj

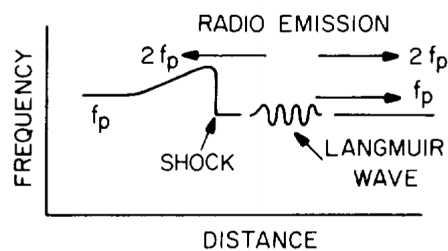
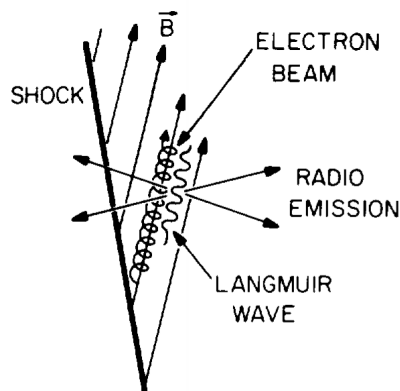


(a) Čeoni udarni val i zračenje tipa II.

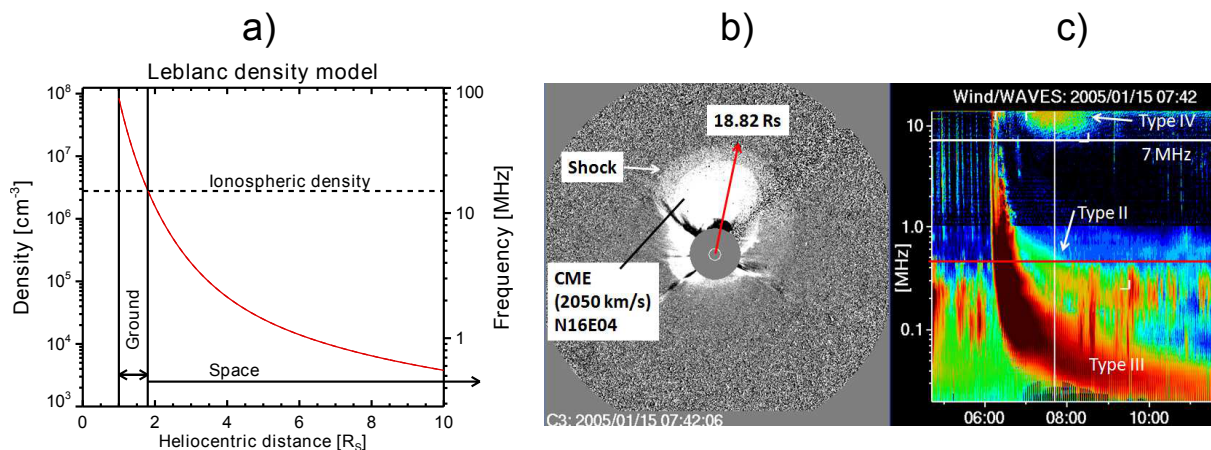


(b) Opadanje plazmene frekvencija udaljenošću.

Slika 3.18.: Shematski prikazi stvaranja radiovalnog zračenja međuplanetarnim izbačajem. Plazmena frekvencija ovisna je o gustoći okoline koja opada s udaljenošću od Sunca. Radiovalno zračenje nastaje pobudom elektrona udarnim valom međuplanetarnog izbačaja. Udarni val ubrzava elektrone ispred sebe i pobuđuje plazmu u elektrostatsko titranje koje pretvara energiju u radiovalno zračenje tipa II upravo na frekvenciji plazmene oscilacije, f_p , i njezinog harmonika, $2f_p$ (Gurnett, 1995; Gurnett i Kurth, 1996). (a) Zračenje tipa II posljedica je udarnog vala tjeranog međuplanetarnim izbačajem. (b) Opadanje plazmene frekvencija udaljenošću od Sunca i pobuđivanje plazmenih oscilacija elektrona udarnim valom.



Slika 3.19.: Ilustracija nastanka radiovalnog zračenja udarnim valom u međuplanetarnom prostoru. Snop elektrona ubrzan udarnim valom pobuđuje plazmenu frekvenciju, f_p i frekvenciju harmonika, $2f_p$, u okolnoj plazmi (Gurnett i Kurth, 1996).

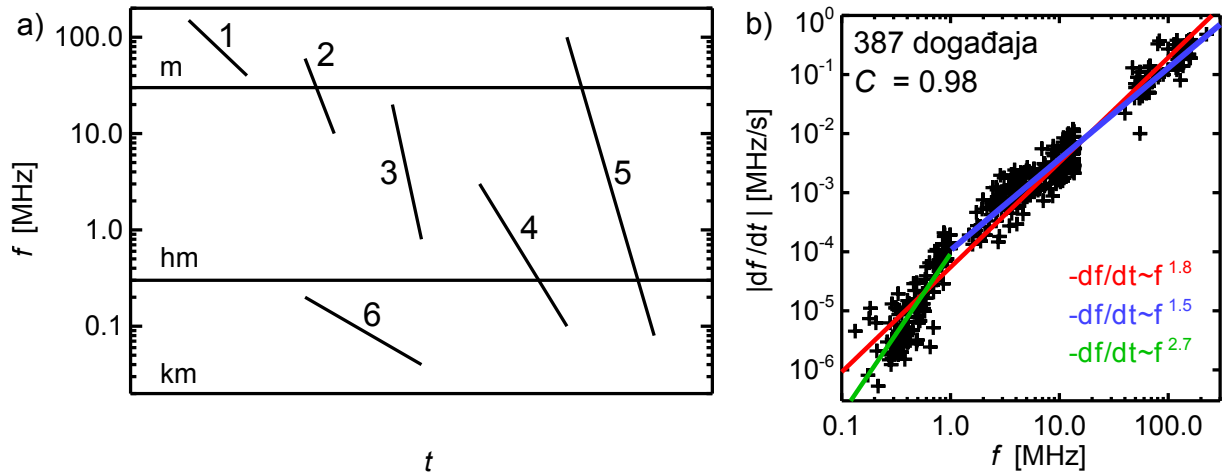


Slika 3.20.: (a) Leblanc et al. (1998) model heliosferske elektronske gustoće s naznačenom ionosferskom frekvencijom (engl. „cut-off frequency“) na ~ 15 MHz. Ispod te frekvencije nemoguće je opažati radiovalno zračenje tipa II sa Zemlje. (b) Brzi CME opažen SoHO/LASCO detektorom 15. siječnja 2005. g. (c) dinamički spektar navedenog CMEa dobiven pomoću Wind/WAVES detektora (Gopalswamy, 2011).

tarskim valnim duljinama u međuplanetarnom prostoru nedvojbeno nastaje djelovanjem CME-a. Izbačaj svojom propagacijom potiskuje plazmu na čeonom dijelu i stvara udarni val. Kako se udarni val se giba, tako se giba i izvor zračenja. Plazmena gustoća opada s heliocentričnom udaljenošću, pa tako i frekvencija zračenja tipa II, te u određenom trenutku poprima kilometarske valne duljine.

Opažanje radiovalnog zračenja tipa II, a time i gibanje koroninog izbačaja u međuplanetarnom prostoru na heliocentričnim udaljenostima od $\sim 30 - 65 r_\odot$ teško je promatrati sa Zemlje jer Zemljina ionosfera upija svo upadno zračenje s frekvencijama ispod ionosferske frekvencije odreza (engl. „cut-off frequency“), ispod ~ 15 MHz (slika 3.20a). Nepovoljan utjecaj ionosfere na opažanje gibanja izbačaja i pripadnih udarnih valova međuplanetarnim prostorom može se izbjeći satelitskim mjerenjima ili primjenom metode *međuplanetarne scintilacije* (engl. „Interplanetary Scintillation Technique“, skraćeno IPS). Postupak međuplanetarne scintilacije zasniva se na mjerenju treperenja (scintilacije) udaljenih astronomskih radio izvora, kao što su kvazari i sl. Scintilacija nastaje zbog fluktuacija u međuplanetarnom mediju. Efekt je sličan treperenju zvijezda zbog turbulencije u Zemljinoj atmosferi, samo s razlikom da se tada radi o optičkom spektru. Hapgood i Lucek (1998) navode da je scintilacijska amplituda ΔS je direktno proporcionalna amplitudi fluktuacije plazmene gustoće Δn , tj. $\Delta S \propto \Delta n$, dok drugi autori (npr. Erskine et al. (1978)) smatraju da je proporcionalna apsolutnoj gustoći n potpuno ionizirane vodikove plazme, $n \approx n_e \approx n_p$, odnosno $\Delta S \propto n$.

Drugi način je izravno satelitsko mjerenje radiovalnog zračenja tipa II. Zemaljskim opažanjima radiovalno zračenje tipa II opaža se samo do decimetarskih valnih duljina,



Slika 3.21.: (a) Shematski prikaz različitih vrsta dinamičkih spektara zračenja tipa II i podjela prema valnim duljinama. 1. potpuno metarsko, 2. dekametarsko-hektometarsko, 3. hektometarsko, 4. hektometarsoko-kilometarsko, 5. metarsko-hektometarsko-kilometarsko, 6. potpuno kilometarsko zračenje. (b) Ovisnost „frekvencijske brzine“ (df/dt) o frekvenciji zračenja f za metarsko, hektometarsko i kilometarsko zračenje. Prilagodba potencijske funkcije ($df/dt \propto f^\epsilon$) podacima metodom najmanjih kvadrata dala je eksponente: $\epsilon = 1.8$ za hektometarsko, $\epsilon = 1.5$ za metarsko i $\epsilon = 2.7$ za kilometarsko zračenje i korelacijski koeficijent $C = 0.98$ (Gopalswamy, 2011).

a zračenje većih valnih duljina potrebno mjeriti na mjestima izvan nepovoljnog utjecaja atmosfere, odnosno koristiti satelitska opažanja. Primjer je opažanje Radio and Plasma Wave experiment-om (skraćeno, WAVES) na satelitu Wind (Bougeret et al., 1995) i njegova usporedba s koronagrafskim snimkama u bijeloj svjetlosti SoHO satelita (poglavlje 3.5.1). Usporedbom radiovalnog i optičkog opažanja dobiva se potvrda o procesu nastajanja zračenja i mehanizmima međudjelovanja udarnog vala (tjeranog koroninim izbačajem) i okolne plazme na koju nailazi (slika 3.20b).

Bitno svojstvo zračenja tipa II je što frekvencija zračenja, f , ovisi o promjeni frekvencije tijekom vremena, df/dt na način:

$$\frac{df}{dt} \propto f^\epsilon. \quad (3.5)$$

Takva „frekvencijska brzina“ proporcionalna je potenciji frekvencije s eksponentom ϵ , koji je približno jednak 2. Na slici 3.21b prikazano je da ϵ iznosi 1.83 za frekvencije između 0.1 i 250 MHz (Gopalswamy, 2011). Oblik relacije ($f - df/dt$) upućuje na zaključak da zračenje tipa II u različitim frekvencijskim područjima ima neko univerzalno obilježje. Fizikalno, zajedničko im je upravo to što su nastali udarnim valovima tjeranim koroninim izbačajima. Eksponent ϵ se može procijeniti iz pretpostavke da zračenje titra lokalnom plazmenom frekvencijom koja ovisi o lokalnoj gustoći plazme, tj. $f_p(r) \propto \sqrt{n(r)}$, (Vršnak

et al., 2002). Mann i Klassen (2005) izvode izraz:

$$\frac{df}{dt} = V \cos \theta \frac{f}{2} \frac{1}{n} \frac{dn}{dr}, \quad (3.6)$$

gdje je V brzina udarnog vala (izvora), θ je kut otklona gibanja izvora zračenja od radijalnog usmjerenja. Nadalje, ako se pretpostavi da gustoća opada s udaljenošću: $n(r) \propto r^{-\alpha}$, znači da $f \propto r^{-\alpha/2}$ i uz pretpostavku da je brzina udarnog vala konstantna, $V = konst.$ i kut otklona, $\theta = konst.$, izraz postaje:

$$\left| \frac{df}{dt} \right| \propto \frac{f}{2} \frac{1}{n} \frac{dn}{dr} \propto r^{-(1+\alpha/2)} \propto f^{1+2/\alpha}. \quad (3.7)$$

U međuplanetarnom prostoru može se uzeti da gustoća opada s eksponentom koje približno iznosi $\alpha \sim 2$, pa tako umnožak s desne strane izraza postaje f^2 i usporedbom s jednadžbom (3.5) slijedi da eksponent ϵ mora iznositi 2. Time možemo objasniti ponašanje frekvencije u dinamičkom spektru (slika 3.21a).

Većina izbačaja naglo ubrzava u blizini Sunca, a poslije u međuplanetarnom prostoru brzina im opada, pa se u sljedećem približenju, može se pretpostaviti da brzina V nije konstantna već da ovisi o radijalnoj udaljenosti na način:

$$V \propto r^{-\beta} \propto f^{2\beta/\alpha} \quad (3.8)$$

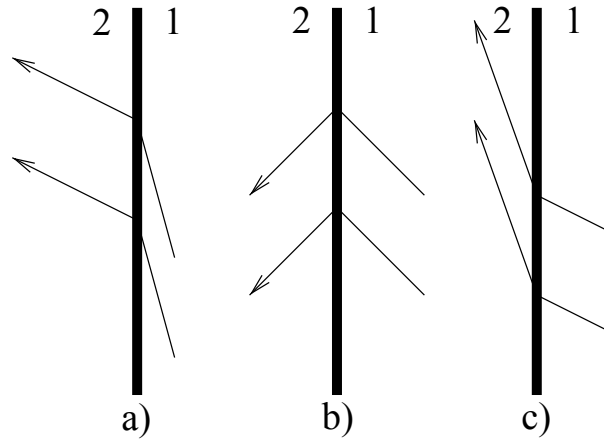
i time je:

$$\epsilon = 1 + \frac{2}{\alpha} (1 + \beta), \quad (3.9)$$

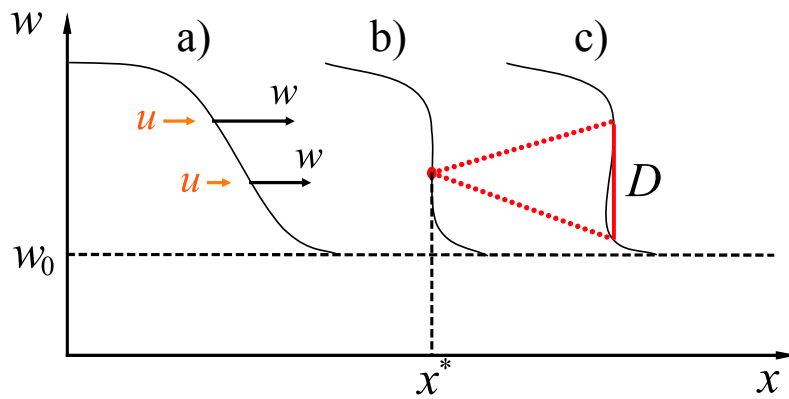
a kako je u međuplanetarnom prostoru $\alpha \sim 2$, dobiva se:

$$\epsilon = 2 + \beta. \quad (3.10)$$

Na slici 3.21b se vidi da je za zračenje kilometarskih valnih duljina $df/dt \propto f^{2.7}$, čime je eksponent $\epsilon = 2.7$, stoga mora biti $\beta = 0.7$. To znači da brzina izbačaja prema relaciji 3.8 opada s udaljenošću. Međutim za ostala valna područja (metarska i hektometarska) je $\beta < 0$, što znači da bi kontradiktorno brzina izbačaja trebala rasti s radijalnom udaljenošću od Sunca. Gopalswamy (2011) takva odstupanja objašnjava time što α i β ne moraju biti konstantni već mogu biti ovisni o radijalnoj udaljenosti, r . Također, gustoća međuplanetarnog prostora, $n(r)$, može imati i drugačiju radijalnu ovisnost od ovdje pretpostavljene.



Slika 3.22.: Promjena magnetskog polja pri naletu udarnog vala ($1 \rightarrow 2$) u sustavu u kojem granica diskontinuiteta miruje. Udarne valove se dijele na: (a) spore udarne valove, (b) Alfvénove ili intermedijarne udarne valove, (c) brze udarne valove, ovisno o tome kako mijenjaju magnetsko polje.



Slika 3.23.: Shematski prikaz stvaranja udarnog vala u jednodimenzionalnom slučaju. Fazna brzina vala $w(t)$ povezana je s brzinom toka plazme $u(t)$. (a) valna fronta u početnom trenutku se nelinearno ustrmljava; (b) pojavljuje se diskontinuitet D na položaju x^* ; (c) udarni val se nastavlja gibati (Žic et al., 2008).

3.5.2.1. Nastanak udarnog vala

Kao što je već ranije bilo rečeno u prijašnjem poglavlju, zračenje tipa II se prikazuje u grafovima *dinamičkog spektra* (slika 3.20c), odnosno u frekvencijsko-vremenskim dijagramima, kao frekvencijska pruga u metarskom području koja vremenom može prijeći čak i u kilometarsko područje valnih duljina s „brzinom“ od oko $df/dt \propto 0.1 - 1 \text{ MHz/s}$. Možemo razlučiti dvije vrste zračenja tipa II, i to na one *u koroni* i one *u međuplanetarnom prostoru*. Koronino zračenje je *metarskih*, dok ono u međuplanetarnom prostoru je *kilometarskih* valnih duljina.

Zračenje tipa II može biti uzrokovano tlačno-pulsnim (engl. „blast-wave“) ili klipnim mehanizmom. Pretpostavlja se da udarni valovi nastali klipnim mehanizmom su ponajviše

odgovorni za nastanak zračenja tipa II. U prilog tomu govori činjenica da tlačno-pulsni udarni val naglo slabi s udaljenošću i malo je vjerojatno da može prodrijeti izvan korone. Aktualna je rasprava o tome koji mehanizam je odgovoran za koronino (odnosno „metarsko“) zračenje tipa II (Vršnak i Cliver, 2008), jer prostorna podudarnost CME i zračenja tipa II nije uvijek konzistentna s klipnim mehanizmom nastanka. Emisija zračenja može se pojaviti iza vodećeg luka, odnosno unutar samog CME. No, to nije dovoljan dokaz da za potpuno odbacivanje mehanizma nastanka zračenja klipnim mehanizmom zbog nepouzdanosti mjerenja uzrokovanim projekcijskim efektima ili zračenju iz „krila“ udarnog vala (Cliver et al., 1999).

Općenito se udarni valovi mogu klasificirati prema:

- promjeni magnetskog polja nakon prolaska udarnog vala (slika 3.22). Tangencijalna komponenta magnetskog polja se mijenja pri naletu i prolasku udarnog vala. Kod *sporog moda* ona se smanjuje, *brzog povećava*, a *neodređenog* (Alfvénovog „udarnog vala“) se ne mijenja po iznosu.
- načinu i mehanizmu tjeranja udarnog vala: *tlačno-pulsni* (engl. „pressure-pulse“), *klipni* (engl. „piston wave“, slika 3.23) i čeonu udarni val (engl. „bow shock“).

4. Inicijacija i dinamika koroninih izbačaja

4.1. Pregled postojećih modela

Erupciji izbačaja prethode promjene magnetskog ustrojstva kroz niz kvazi-ravnotežnih stanja. Očituju se u sporom „bubrenju“, uzdizanju arkada i pridruženog filameta, postupnim promjenama unutrašnjeg ustrojstva (npr. povećanju heliciteta) i sl. Ove promjene najčešće su povezane s pojavama izranjanja novog magnetskog toka, poništavanja toka, pojačanjem posmaka polja, gubitkom mase filameta, itd. U određenoj fazi razvoja ustrojstvo ne nalazi susjedno ravnotežno stanje, kažemo da gubi ravnotežu, te eruptira. Važna činjenica u modeliranju inicijacije izbačaja je ta da plazma korone ima mali iznos plazmenog parametra $\beta \ll 1$ (omjera tlaka plina i magnetskog tlaka), pa je stanje plazme uvjetovano i regulirano magnetskim poljem. Rubne i početne uvjete u modelu potrebno je podesiti s obzirom na opaženu magnetsku konfiguraciju početnog kvazi-stabilnog stanja izbačaja i vidjeti kako će izbačaj vremenom evoluirati, te kasniju inicijaciju i propagaciju modela usporediti s naknadnim mjernim podacima. Međutim, ponekad se dobivaju dobri rezultati čak s fizikalno neutemeljenim „preslobodnim“ početnim uvjetima modela, podešenim samo da bi kasnija faza inicijacije i propagacije izbačaja bila usuglašena s opažanjima. Trenutno ne postoji jedinstveni model koji bi opisivao prve trenutke inicijacije svih opaženih izbačaja (Howard, 2011).

Općenito, magnetsko ustrojstvo postiže ravnotežno stanje kada se izjednače sila gravitacije, magnetske sila i gradijent tlaka plina. U nekom trenutku ujednačenost sila narušava određeni unutarnji ili vanjski poticaj i uzrokuje naglu erupciju. Poremećaj može nastati na više načina. Jedan je pojačanjem struje zbog magnetokonvekcije u fotosferskim i podfotosferskim slojevima. Kinetička energija sadržana u konvektivnim gibanjima pretvara se procesom MHD dinama u elektromagnetsku energiju. Poyntingov tok prenosi se u koronu npr. procesima „izranjanja magnetskog toka“, „posmicanja ili usukavanja polja“, „površinskog prespajanja“ itd. Može se reći da je zapravo lokalizirani preustroj magnetskog polja korone okidač za relaksaciju metastabilne magnetske strukture.

Kao što je bilo rečeno u poglavlju 2.2 izbačaji se dijele na: *nagle* (impulzivne) i *postupne*

(stupnjevite, „gradualne“). Impulzivni započinju naglo i eksplozivno, s velikim početnim akceleracijama i uz njih se često javljaju bljeskovi. Gradualni imaju jasno izraženu prederuptivnu fazu i malo početno ubrzanje, te su često popraćeni erupcijom prominencije. Kod obje vrste izbačaja konačna brzina može biti velikih, ali i malih iznosa. Kod brzih izbačaja moraju biti zadovoljena dva bitna preduvjeta. Prvi je da postoji mehanizam koji dovodi do nestabilnosti, a drugi da neki izvor kasnije snabdijeva sistem energijom, pospješuje erupciju i produljuje akceleracijsku fazu. Najčešće se dodatni dotok energije može se objasniti prisustvom magnetskog prespajanja u podnožju CME-a, što s jedne strane uzrokuje impulzivnu pojavu bljeska, a s druge strane doprinosi ubrzanju samog CME-a (Temmer et al., 2010).

Eksplozivno oslobođena energija erupcije prenosi se u dva suprotna smjera, prema kromosferi i međuplanetarnom prostoru. Prema kromosferi energiju odnose visokoenergetski snopovi čestica gdje se termaliziraju i stvaraju bljesak. S druge strane, energija uskladištena u magnetskom polju pretvara se u kinetičku energiju izbačaja, potrebnu za njegovo izbacivanje u međuplanetarni prostor.

Energija magnetskog polja je dana volumnim integralom gustoće energije magnetskog polja $B^2/2\mu_0$. Minimum je ostvaren u tzv. potencijalnom polju ($\mathbf{j} = \mathbf{0}$) ili u trivijalnom slučaju samim nedostatkom polja. Samo potencijalno magnetsko polje se može definirati i izraziti pomoću *skalarne magnetske potencijalne funkcije* $\phi(\mathbf{r})$ na način da vrijedi: $\mathbf{B} = \nabla\phi(\mathbf{r})$. Iz Maxwellovih jednažbi uvijek je $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, te stoga potencijalna funkcija $\phi(\mathbf{r})$ zadovoljava Laplace-ovu jednažbu: $\nabla \cdot \mathbf{B} = \nabla(\nabla\phi) = \nabla^2\phi = 0$. S druge strane, ako se potencijalno polje $\mathbf{B} = \nabla\phi$ uvrsti u Ampère-ov zakon, ispada da gustoća struje iščezava: $\mathbf{j} = \frac{1}{\mu_0}(\nabla \times \mathbf{B}) = \frac{1}{\mu_0}(\nabla \times \nabla\phi) = \mathbf{0}$. Znači, ako je magnetsko polje potencijalno u njegovom okruženju nema struje i obratno. Potencijalno polje ne sadrži slobodnu energiju, tj. ne može vršiti rad.

Fotosferska gibanja mogu promijeniti polje u nepotencijalno i uskladištena energija polja se povećava. Povećanje se obično naziva „slobodnom energijom“ jer se takva energija može pretvoriti u rad, kinetičku energiju ili u neke druge oblike. Pretvorbom se magnetska konfiguracija vraća u prvobitno potencijalno stanje. Znači, slobodna energija predstavlja gornju granicu ukupne energije koja se može osloboditi iz magnetskog polja (Rachmeler et al., 2009).

Ipak, postoje određene nesuglasice. Aly (1984) i Sturrock (1991) teoretski pokazuju da maksimalnu energiju u sebi sadrži *potpuno otvoreno samouravnoteženo* (engl. force-free) *magnetsko polje*. Samouravnoteženo magnetsko polje drži plazmu u stanju mirovanja¹. U tome slučaju Lorentzova sila iščezava i električna struja je kolinearna s magnetskim poljem: $\nabla \times \mathbf{B} = \alpha\mathbf{B}$ (α je koeficijent proporcionalnosti koji je u najjednostavnijem

¹njome se bavi magnetostatika.

slučaju konstantan, ali može imati i prostornu i vremensku ovisnost). Postavlja se pitanje kako je moguće da CME spontano eruptira, gura i otvara magnetsko polje i time prelazi u stanje više energije? Postoji više načina kako zaobići tu nesuglasicu Forbes et al. (2006):

- magnetsko polje ne mora biti jednostavno samouravnoteženo već puno složenije, načinjeno od petlji, arkada i sl.,
- polje ne mora biti vezano za površinu/fotosferu već može biti potpuno odvojeno (tzv. plazmoidi),
- idealna lokalizirana magnetohidrodinamička erupcija može nastati jer je polje potpuno otvoreno tek u beskonačnosti,
- idealna MHD erupcija lokalno otvara samo dio cjelokupnog magnetskog polja Sunca,
- svako malo odstupanje od potpune samouravnoteženosti polja narušava ili izbjegava Aly-Sturrockovu proturječnost,
- svaki neidealni proces (kao što je na primjer magnetsko prespajanje - rekonekcija) također se suprotstavlja navedenom ograničenju.

Na kraju, možemo podijeliti modele izbačaja prema načinu ostvarivanja MHD nestabilnosti i to na one koji (Howard, 2011):

- ne zahtijevaju magnetsko prespajanje, prilikom koji se ostvaruju *idealni MHD procesi*,
- se odvijaju samo uz prisustvo prespajanja ili *rezistivnih MHD procesa*.

4.1.1. Modeli nestabilnosti bez magnetskog prespajanja

Modeli nestabilnosti s idealnim MHD procesima, ili bez prisustva magnetskog prespajanja, dijele se na:

- modele s magnetski uzgonom, koji se mogu primijeniti samo na postupne izbačaje,
- modele u kojima magnetska cijev eruptira kao trenutni odgovor na stalni pritok dodatnog poloidalnog toka,
- modele zasnovane na usukavanju magnetske cijevi do kritične vrijednosti za nastup „kink nestabilnosti“ (engl. kink instability) ili torusne nestabilnosti,
- modele povezane s pritokom ili odljevom mase.

4.1.1.1. Modeli s magnetskim uzgonom

Model magnetskog uzgona temelji se na ravnoteži između uzgona plazme nastalog zagrijavanjem čemu se suprostavlja tenzija magnetskog polja i gravitacija. Primjenjuje se za spore (gradualne) izbačaje. Naknadno Lorentzova sila pospješuje ekspanziju plazme u koroni.

4.1.1.2. Modeli s pritokom magnetskog toka (torusna nestabilnost)

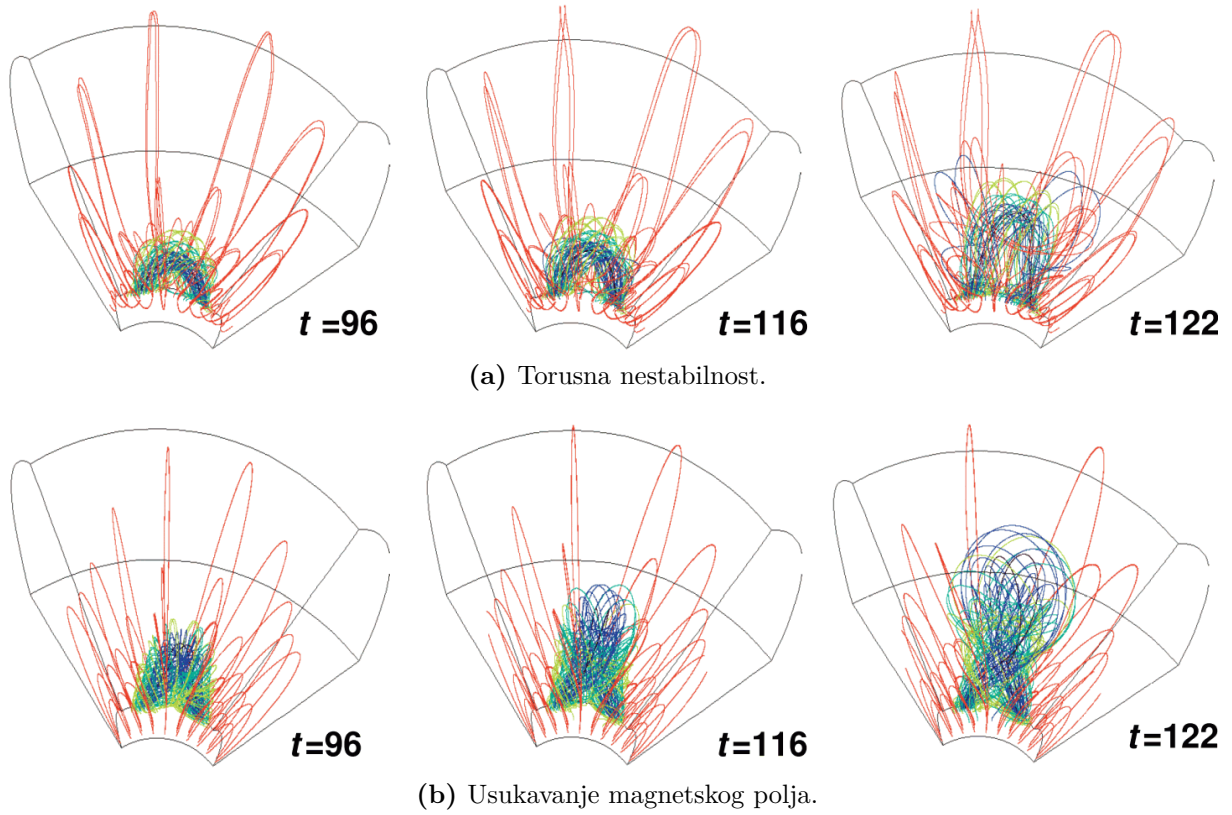
U modelu se prederuptivno ustrojstvo sastoji od zakrivljene magnetske cijevi s nožistima usidrenim u fotosferi. Struja $\mathbf{j}$ protječe cijevi i stvara toroidalnu i poloidalnu komponentu magnetskog polja. Vanjsko koronino magnetsko polje pridodano je modelu. Iz fotosfere priječe dodatni poloidalni magnetski tok koji destabilizira magnetsku cijev, potiče erupciju i cijev se nastavlja ubrzavati Lorentzovom silom $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ (slika 4.1a). Model dobro opisuje kinematiku izbačaja, ali malo govori o načinu i fizikalnosti dotoka dodatnog poloidalnog toka iz fotosfere. Jačina magnetskog toka iz fotosfere koja stvara početnu nestabilnost ponekad nije u suglasnosti s opažanjima. Ne opaža se dramatičan, nagli, fotosferski pritok magnetskog toka i u onolikom obimu koliko zahtijeva model. Međutim, model se može primijeniti u ponekim slučajevima, odnosno pri opisu kinematike određenih specifičnih izbačaja.

4.1.1.3. Modeli nestabilnosti nastali usukavanjem magnetske cijevi (engl. kink instability)

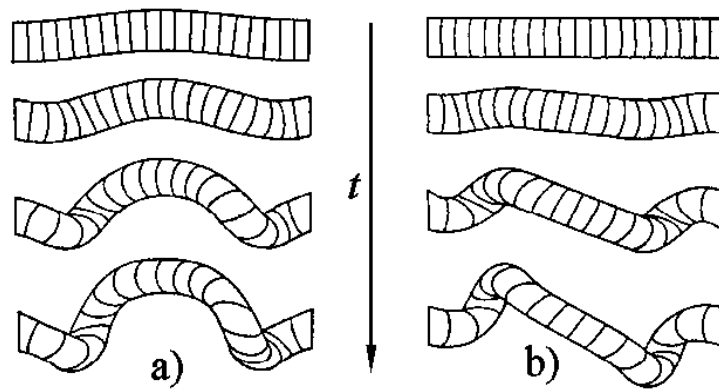
Magnetska cijev smještena u magnetskoj arkadi kontinuirano se usukava do kritične vrijednosti i u tom trenutku nastupa nestabilnost (slika 4.2). Modelom se opisuje početna kinematika izbačaja, načini pohrane i prijenosa energije, te u sebi može sadržavati i rekonekcijski proces. U početnoj postavi modela nožišta magnetske cijevi usidrena su u fotosferi, a (pod)fotosferska gibanja polagano ih uvijaju. Magnetska struktura se usukava što pogoduje nastanku strukturne nestabilnosti. Ekspanzijom i uzdizanjem magnetske cijevi, pomiču se okolne silnice vanjskog magnetskog polja i stvara se ravna strujna ploha ispod magnetske cijevi. U strujnoj plohi se može, ali i ne mora, odvijati magnetsko prespajanje (slika 4.1b). Model je usuglašen i sa opažaćkim pojavama, npr. sigmoidalnim oblicima u mekanom röntgenskom zračenju koji nastaju deformacijom magnetskog polja, usukanim strukturama eruptivnih prominencija, pojavama nakupljanja mase, i sl.

4.1.1.4. Modeli pritoka ili odljeva mase

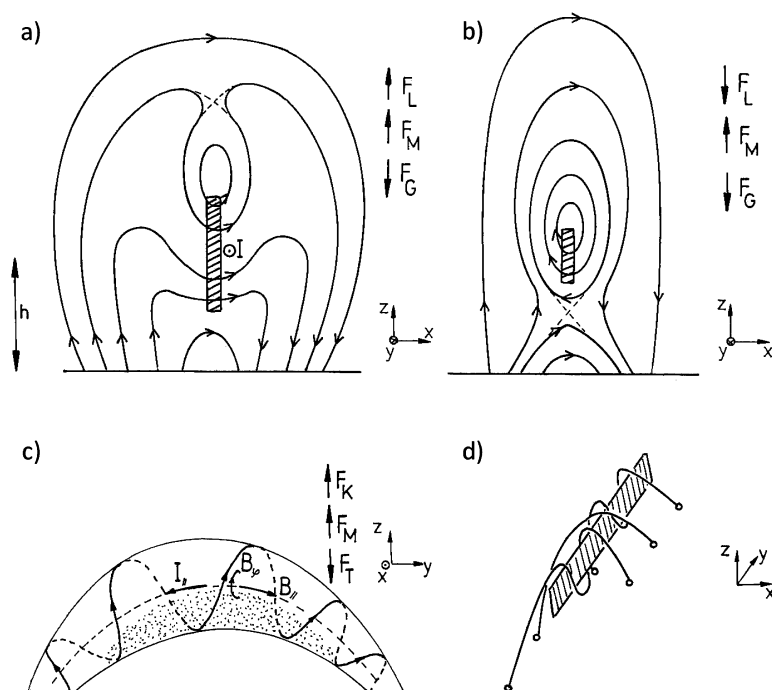
Plazma je zarobljena u magnetskom polju prominencije. Masa se polagano nakuplja tijekom duljeg vremenskog razdoblja, prominencija postaje sve masivnija i teža. Težina



Slika 4.1.: Usporedba MHD simulacija nestabilnosti magnetskog vlakna (Chen, 2011). (a) Torusna nestabilnost magnetskog vlakna - numerički izračun. (b) Numerički dobivena nestabilnost magnetskog vlakna zbog usukavanja magnetskog polja.



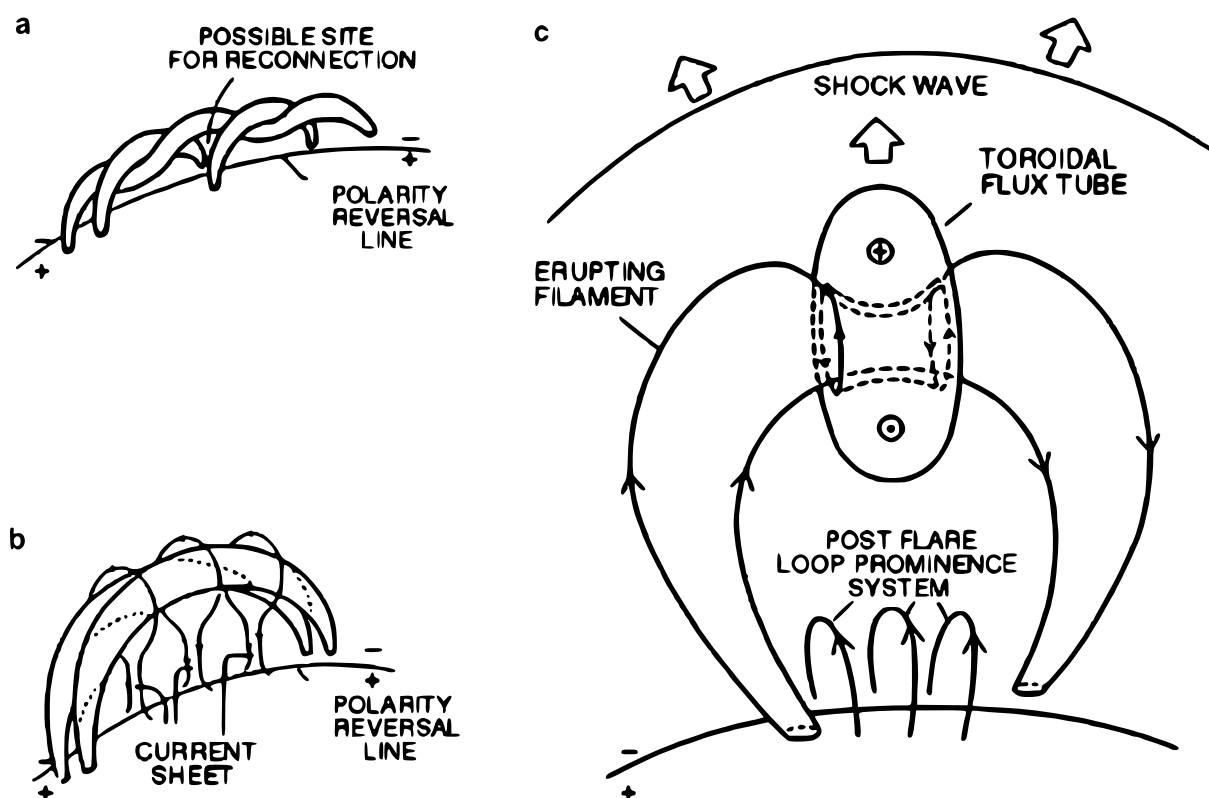
Slika 4.2.: Evolucija u vremenu, t , nestabilnosti magnetske cijevi zbog usukavanja. Analitički dobiven: (a) pogled sa strane, (b) pogled odozgo (Sakurai, 1976).



Slika 4.3.: Polariteti prominencija: (a) normalni polaritet (Kippenhahn-Schlüter model), (b) inverzni (Kuperus-Raadu model), (c) model prominencijske magnetske cijevi, (d) trodimenzionalni prikaz prominencije i magnetskog polja. Sila gravitacije je označena s F_G , Lorentzova sila s F_L , „sila zrcalne struje“ s F_M , sila zbog gradijenta magnetskog tlaka (tzv. sila „kinka“) F_K i sila zbog napetosti (tenzije) magnetskih silnica s F_T (Vršnak, 1992).

se suprotstavlja ekspanziji magnetskog polja prominencije, npr. Lorentzovoj sili ili silama magnetskog tlaka, „zrcalne struje“ i sl. Iznenadnim smanjenjem tenzije magnetskog polja magnetskim prespajanjem ili naglim gubitkom mase, struktura gubi ravnotežu i započinje erupcija. Prominencije mogu imati dvije različite topologije ili dva različita polariteta: *normalni* i *inverzni* (slika 4.3). Prominencija je *normalnog polariteta* kada joj je magnetsko polje u prominencijskoj plohi usmjereno paralelno sa smjerom polja donjeg fotosferskog polja ispod prominencije, dok kod *inverznog polariteta* prominencijsko polje je u suprotnom smjeru. U prominenciji normalnog polariteta Lorentzova sila vanjskog polja stabilizira prominencijski materijal, dok kod inverznog polariteta tu ulogu ima sila nastala fotosferskim strujanjem i koja se često pojednostavljuje tzv. silom „zrcalne struje“ (polariteti su prikazani na slikama 4.3a i b).

Lorentzova sila, F_L , uvijek uzdiže prominencije *normalnog* polariteta, dok naravno gravitacija, F_G , prominenciju vuče prema površini. Za razliku od normalnih, Lorentzova sila pritišće *inverzne* prominencije prema površini, dok ih sila „zrcalne struje“ uzdiže.



Slika 4.4.: Model kidanja spona. (a) konfiguracija magnetskog polja prije erupcije s označenim mogućim mjestom nastanka rekonekcije, (b) erupcijska struktura nakon rekonekcije, (c) magnetska struktura nakon erupcijske faze (Howard, 2011).

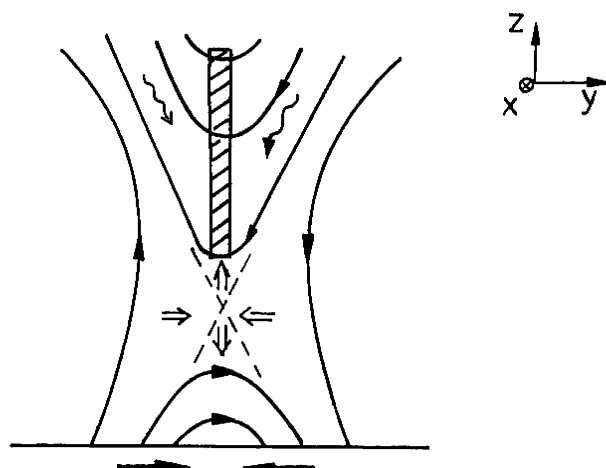
4.1.2. Rekonekcijski modeli nestabilnosti

U modele s rezistivnim MHD procesima, tj. procesima koji uključuju magnetsko prespajanje spadaju:

- modeli „kidanja spona“ (engl. tether cutting) - magnetsko prespajanje u nožistima ustrojstva uzrokuje nestabilnost, dolazi do naglog „kidanja“ magnetskih spona i nestanka magnetske tenzije koja se opire ekspanziji;
- modeli proboja (engl. breakout) - do erupcije dolazi magnetskim prespajanjem natkriljujućeg polja iznad ustrojstva i smanjivanjem tenzije;
- modeli koji uključuju poništavanje magnetskog toka (engl. flux cancellation) - u fotosferi ispod ustrojstva dolazi do prespajanja magnetskog polja, a to zbog povećanja magnetskog tlaka u donjem dijelu ustrojstva uzrokuje gubitak stabilnosti.

4.1.2.1. Modeli „kidanja spona“ (engl. tether cutting)

Jakim posmicanjem magnetskog polja dolazi do nestabilnosti na način da se kut između neutralne linije (koja razdvaja područja različitog magnetskog polariteta) i spojnice no-

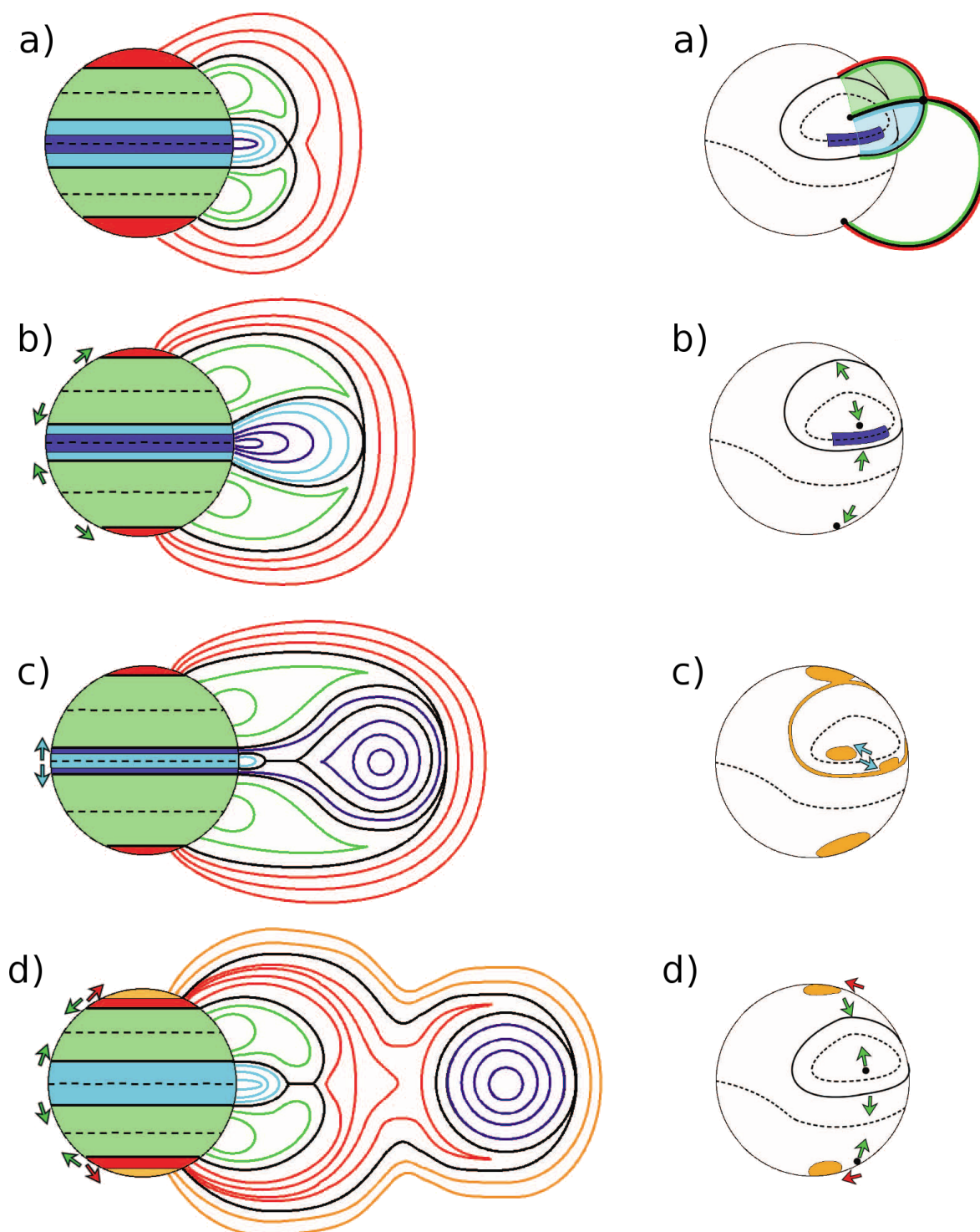


Slika 4.5.: Dvodimezionalni prikaz magnetskog prespajanja u strujnoj plohi ispod prominencije. Prikazan je prиток plazme u strujnu plohu i njen izlazni tok (Vršnak, 1992).

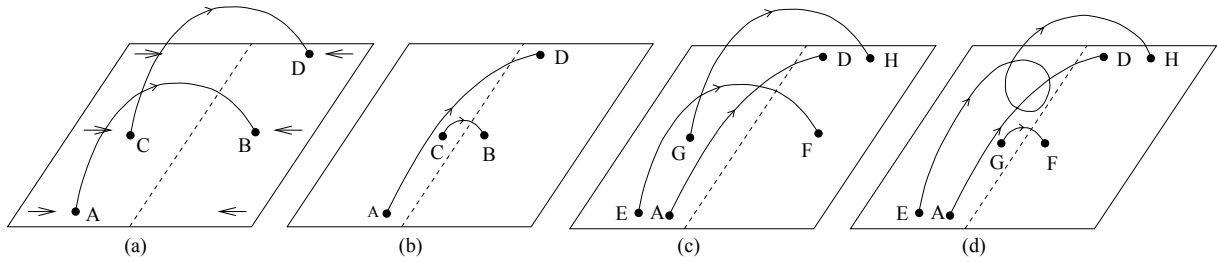
žišta smanjuje. Deformirana struktura se uzdiže zbog magnetskog tlaka nastalog posmakom. Magnetski tlak raste, suprostaavlja se magnetskoj tenziji iznad strukture koja sprječava erupciju, te u određenom trenutku nastupa nestabilnost kada tenzija se ne može više oduprijeti magnetskom tlaku i zadržati strukturu. Ispod prominencije polje se urušava, stvara se strujna ploha i započinje magnetska rekonekcija koja „kida“ magnetske spone potrebne za održavanje strukture u mirovanju. Silnice magnetskog polja se pespajaju, struktura se relaksira, a rekonekcija dodatno uvodi energiju u sistem koja podupire erupciju. Pogodnost modela je tome što se prederupcijska faza opaža i u velikoj mjeri dobro opisuje naknadno pojavljivanje dvovlaknastih bljeskova.

4.1.2.2. Modeli proboja (engl. breakout)

Model proboja opisuje rekonekciju između zakrivljenih silnica magnetske arkade i susjednog okolnog polja. Četiri glavne faze modela opisane su slikom 4.6 (Lynch et al., 2008). U početnom stanju (slika 4.6a) osno-simetrično potencijalno polje tvori četiri cijevi magnetska toka, označena različitim bojama (crvenom, zelenom, svijetlo i tamno plavom). Crnim linijama prikazane su „separatriše“ koje predstavljaju granične linije što odvajaju navedene magnetske tokove. Na površini Sunca su isprekidanim crnim linijama iscrtane su linije inverzije polariteta. U uskom tamno plavom ekvatorijalnom području dolazi do deformacije polja i unosa energije u sistem fotosferskim gibanjima ili izranjanjem podpovršinskog magnetskog toka. Fotosfersko gibanje remeti i napreže ekvatorijalno magnetsko polje (označeno tamno plavom bojom), otvara polje i povećava dotok magnetskog toka bez da povećava okolno polje. Na slici 4.6b je prikazan dodatni prиток energije dobiven rekonekcijom okolnog polja (crvena i zelena boja). Uzdizanjem cijevi magnetskog toka razmiče se okolno polje, dolazi do novih rekonekcijskih procesa i dodatnog prитока ener-



Slika 4.6.: Model proboja. Lijevo je shematski prikazan 2.5 dimenzionalni, a s desne strane trodimenzionalni sistem. (a) početna magnetska konfiguracija, (b) preraspodjela polja i početak nestabilnosti, (c) deformirano polje i početak erupcije, (d) rekonekcija relaksira magnetsko polje (Lynch et al., 2008).



Slika 4.7.: Linija inverzije polariteta označena je crtkanom linijom. (a) Nožišta početne konfiguracije magnetskog polja gibaju se zajedno s tromom fotosferom; (b) dolazi do magnetskog prespajanja silnica $\overline{AB}$ i $\overline{CD}$ pri čemu nastaju nove $\overline{AD}$ i $\overline{CB}$, a $\overline{CB}$ kasnije nestaje ispod fotosfere; (c) natkriljujuće silnice $\overline{EF}$ i $\overline{GH}$ silnice obavijaju liniju inverzije; (d) magnetskim prespajanjem nastaje helikoidalna silnica $\overline{EH}$ i kratka $\overline{GF}$, dok $\overline{AD}$ postaje potka prominencijske strukture (Van Ballegoijen, 2001).

gije. Sljedeća slika 4.6c opisuje novonastali rekonekcijski proces u strujnoj plohi ispod uzdižuće (plave) cijevi magnetskog toka. Rekonekcijski proces bi se opazao kao bljesak nakon erupcije. Konačno, na slici 4.6d polje se relaksira i plazmoid (odvojena nezavisna cijev magnetskog toka) odlazi u međuplanetarni prostor. Model je pogodan za opis pojave bljeska i za nastanak klasične trodjelne strukture izbačaja.

4.1.2.3. Modeli s poništavanjem magnetskog toka (engl. flux cancellation)

Modeli s poništavanjem magnetskog toka zasnivaju se na opažaćkim činjenicama (Livi et al., 1985; Martin et al., 1985). Prije erupcije se, zajedno s opaženim prominencijama, bljeskova i koroninih izbačaja, u magnetogramima okolnog fotosferskog magnetskog polja uočava istovremeni nestanak suprotnih polariteta polja, sa obje strane neutralne linije. Općenito se takav nestanak suprotnih polariteta polja zamjećuje na različitim heliografskim širinama i duljinama. Uglavnom je magnetski polaritet prominencijskog polja suprotan od polariteta okolne fotosfere što pogoduje uzdizanju prominencijskog materijala omotanog takvim magnetskim poljem (slika 4.7). Uzdizanjem prominencije započinje rekonekcija ispod njenog magnetskog ustrojstva i poništava se magnetski tok. Silnice magnetskog polja na dnu prominencije postaju gušće povećavajući magnetski tlak. Struktura gubi stabilnost i započinje akceleracijska faza izbačaja. Model je usuglašen sa pojavom pridruženih prominencija uz izbačaj, Sunčevih strujnica (engl. helmet streamers) i njime je moguće objasniti pohranu velike količine energije. Zamjera mu se da je pojednostavljen, stoga tako neki autori smatraju da nije prikladan u složenijim slučajevima pri kojima se pojavljuju kompleksnije magnetske konfiguracije.

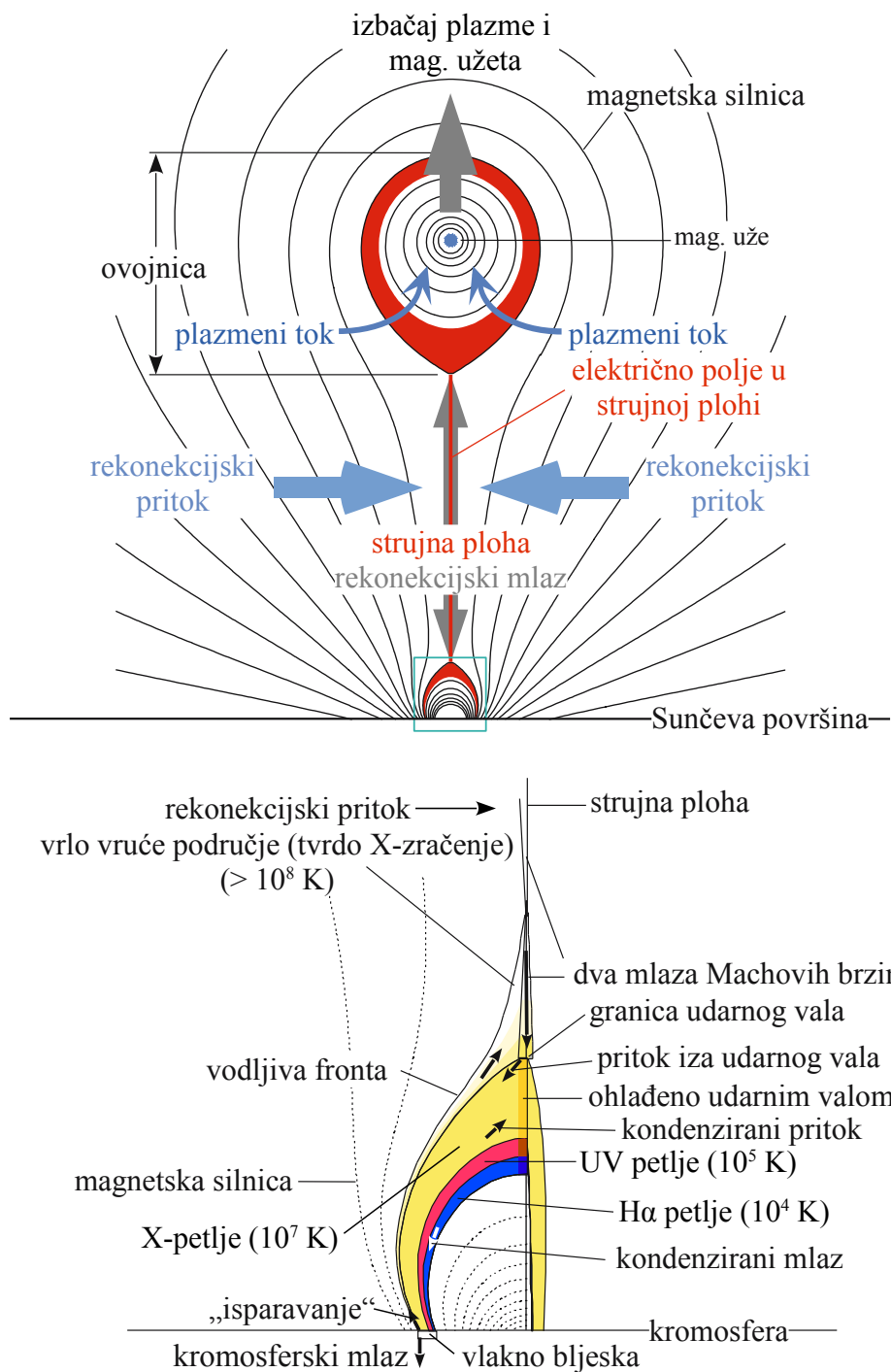
4.2. Geometrijski oblici izbačaja

Koronini izbačaji, kako je prije bilo spomenuto (npr. u poglavlju 2), često imaju trodijelnu strukturu: vodeći luk, tamnu šuplinu i svijetlu jezgru. Na temelju izgleda trodijelne strukture, često se koronine erupcije objašnjavaju pomoću nestabilnosti cijevi magnetskog toka. Tome ide u prilog izgled i oblik „magnetskog oblaka“ koji nakon erupcije stiže do Zemlje. U međuplanetarnom prostoru toroidalna struktura izbačaja širi se „samousuglašeno“ (ili „proporcionalno“), što znači da omjer malog i velikog polumjera takve strukture ostaje približno konstantan. Trajanje akceleracijske faze obrnuto je proporcionalno srednjoj ili maksimalnoj vrijednosti početne vrijednosti akceleracije (Vršnak et al., 2007; Vršnak, 2008). Na nižim heliocentričnim udaljenostima izbačaji imaju veća ubrzanja. Kompaktniji i manji izbačaji, te oni nastali u okolini aktivnih područja, također jače ubrzavaju od onih izvan (Vršnak, 2001a, 2008).

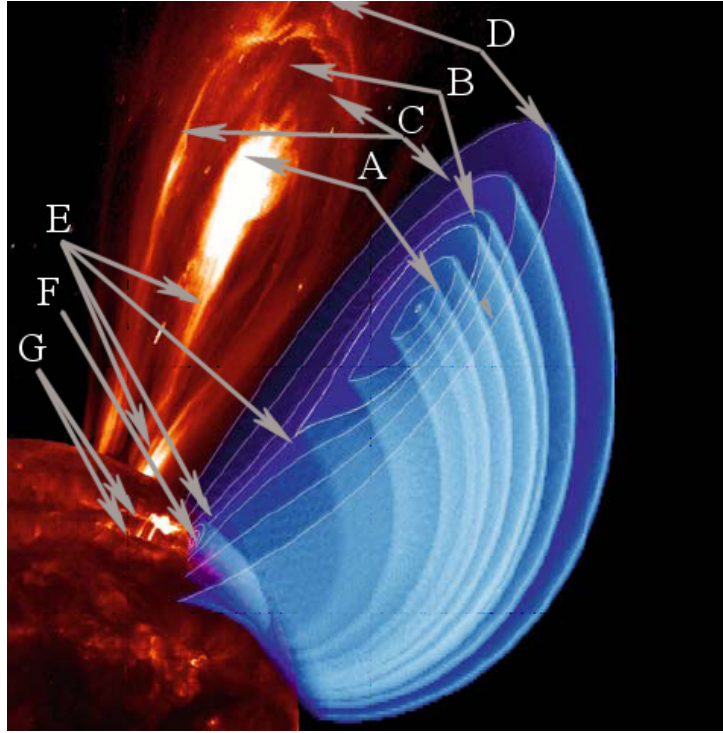
Na osnovu opažачkih karakteristika prvotno su načinjeni jednostavniji modeli, koji su se vremenom nadograđivali i poboljšavali. Trenutno, najzastupljeniji dvodimenzionalni model magnetske konfiguracije koroninog izbačaja prikazan je na slikama 4.8 i 4.9. Slika 4.8 shamatski opisuje početnu magnetsku konfiguraciju izbačaja i nastanak dvovlaknastog bljeska (Forbes i Acton, 1996; Lin i Forbes, 2000). Slika 4.9 uspoređuje Lin i Forbes (2000) model izbačaja i dvovlaknastog bljeska s opažачkim karakteristikama. Na slici se uspoređuju i interpretiraju: A) svijetla jezgra, B) tamna šupljina, C) vanjski luk, D) udarni val, E) strujna ploha, F) magnetske arkade u niskoj koroni; G) nožišta s dvovlaknastim bljeskom.

4.2.1. Magnetski toroid u gravitacijskom polju

Počeci modeliranja izbačaja primjenom magnetske cijevi pripisuju se Mouschovias i Poland (1978) i (Anzer, 1978). Mouschovias i Poland (1978) proučavaju učinke sila na zakrivljenu magnetsku cijev i uspoređuju njenu kinematiku s opažanjima. Pretpostavljaju da je gustoća unutar cijevi za oko jedan ili dva reda veličine veća od okoline, a kako je polje jače unutar cijevi zanemaruju utjecaj otpora okolne plazme na cijev. Cijev je definirana s dvije komponente magnetskog polja: longitudinalnom (uzdužnom), $B_{||}$, i poloidalnom (azimutalnom), B_{φ} , iz čega se dobiva helikoidalno polje. Slika 4.10 prikazuje cijev debljine $2r_T$ i polumjerom zakrivljenosti R_T . Udaljenost vrha od Sunčevog središta označena je s H , te longitudinalna (toroidalna ili uzdužna) komponenta magnetskog polja s $B_{||}$ i poloidalna komponenta s B_{φ} . Nožišta cijevi su usidrena na površini



Slika 4.8.: Shematski prikaz eruptivnog procesa i magnetska konfiguracija pridruženog Sunčevog bljeska (Lin et al., 2004).

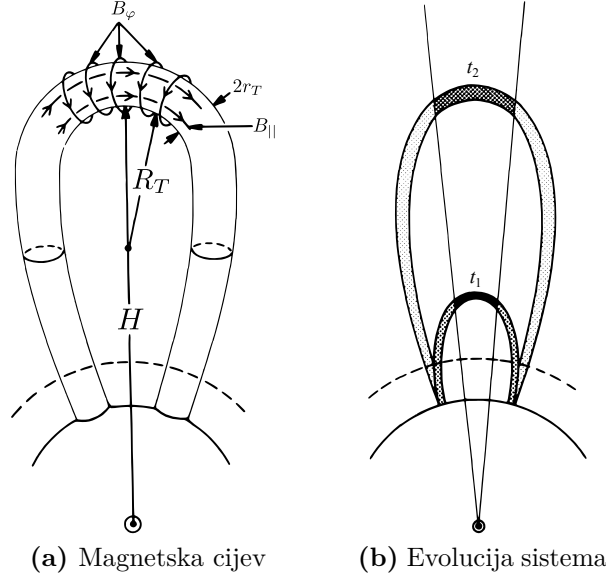


Slika 4.9.: Kompozitna ilustracija izbačaja i dvovlaknastog bljeska.

Sunca. Promatra se gibanje vrha segmenta cijevi omeđenog konstantnim kutom iz Sunčevog središta (slika 4.10b). Zanemareni su termalni procesi, jer magnetske sile dominiraju i plazma se nalazi u stanju „magnetske zamrznutosti“. Korona je električki vrlo vodljiva, pa tako pri beskonačnoj električnoj vodljivosti $\sigma \rightarrow \infty$, slijedi da je magnetska difuzivnost $\eta = 1/(\mu_0\sigma) = 0$. Za plazmu u mirovanju, s brzinom toka $\mathbf{u} = 0$, raspisom Ampèreovog zakona ($\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0\mathbf{j}$) i uvrštavanjem Ohmovog zakona ($\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B} = \mathbf{j}/\sigma$), slijedi da je $\partial\mathbf{B}/\partial t = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \eta\nabla^2\mathbf{B} = 0$. To znači da magnetsko polje ne difundira, odnosno magnetsko polje uvijek povlači plazmu sa sobom i obrnuto.

Mouschovias i Poland (1978) razmatraju dinamiku i kinematiku vrha segmenta cijevi magnetskog toka unutar uskog kuta od $\sim 10^\circ$. Pretpostavljaju da se masa takvog segmenta vremenski ne mijenja, ostaje konstantna tijekom cijelog svog evolucijskog procesa. Postuliraju da je gibanje segmenta *konstantno*, te uzrokovano izjednačavanjem gravitacije i magnetskih sila. U magnetske sile spada gradijent tlaka poloidalne komponente magnetskog polja i sila magnetske tenzije uzdužne komponente magnetskog polja $B_{\parallel}$. Gradijent tlaka poloidalnog polja nastoji udaljiti segment, dok ga gravitacija i magnetska tenzija pritišću prema površini. Izjednačavanjem sila se dobiva:

$$\frac{1}{2r_T}\Delta\left(\frac{B_\varphi^2}{2\mu_0}\right) - \frac{\bar{B}_\parallel^2}{\mu_0\bar{R}_T} = \bar{\rho}g. \quad (4.1)$$



Slika 4.10.: Mouschovias i Poland (1978) model cijevi magnetskog toka. (a) Shematski prikaz zakrivljene cijevi magnetskog toka. (b) Prikaz zakrivljenje magnetske cijevi u dva različita trenutka, t_1 i t_2 .

Prvi član predstavlja gradijent poloidalnog tlaka, a u grubom približenju on je jednak razlici između tlaka na donjem (unutarnjem) i gornjem vanjskom rubu (vrhu) toroidalnog segmenta, u daljnjem izvodu označenih indeksima u i v :

$$\begin{aligned}
 \Delta(B_\varphi^2) &= B_\varphi^2(\text{unutarnji rub}) - B_\varphi^2(\text{vanjski rub}) = \left[\bar{B}_\varphi \frac{\bar{R}_T}{R_u} \right]^2 - \left[\bar{B}_\varphi \frac{\bar{R}_T}{R_v} \right]^2 = \\
 &= \bar{B}_\varphi^2 \bar{R}_T^2 \left[\frac{1}{R_u^2} - \frac{1}{R_v^2} \right] = \bar{B}_\varphi^2 \bar{R}_T^2 \left[\frac{R_v^2 - R_u^2}{R_u^2 R_v^2} \right] = \\
 &= \bar{B}_\varphi^2 \bar{R}_T^2 \left[\frac{(R_v - R_u)(R_v + R_u)}{R_u^2 R_v^2} \right] = 4\bar{B}_\varphi^2 \frac{r_T}{\bar{R}_T}.
 \end{aligned} \tag{4.2}$$

Upotrebljavaju se skraćenice: $\bar{R}_T = [R_u + R_v]/2$ i $2r_T = R_v - R_u$, te $R_u^2 R_v^2 \approx \bar{R}_T^4$. Iz jednačbe (4.1) slijedi:

$$\frac{\bar{B}_\varphi^2}{\mu_0 \bar{R}_T} - \frac{\bar{B}_\parallel^2}{\mu_0 \bar{R}_T} = \bar{\rho} g. \tag{4.3}$$

Lijeva strana je uvijek pozitivna, stoga mora biti $\bar{B}_\varphi > \bar{B}_\parallel$. Može se pisati:

$$B_\varphi = k B_\parallel, \quad 1 < k < \sqrt{2} \tag{4.4}$$

s konstantnom proporcionalnosti k između vrijednosti $1 < k < \sqrt{2}$. Za $\bar{B}_\varphi^2 > 2\bar{B}_\parallel^2$ dolazi do „kobasičaste“ nestabilnosti (engl. „sausage instability“) i raspada duž toroidalne

(longitudinalne) osi (Lang, 1980, jed. (3-501)). Na osnovu usporedbe s opažanjima Mouschovias i Poland (1978) zanemaruju ostale nestabilnosti.

Uvrštavanjem izraza za gravitaciju $g = GM_{\odot}/H^2$ i izražavanje masene gustoće $\bar{\rho}$ s gustoćom broja čestica $\bar{n}$ slijedi iz (4.3):

$$\begin{aligned}\bar{B}_{\varphi}^2 - \bar{B}_{\parallel}^2 &\propto \frac{\bar{n}\bar{R}_T}{H^2}, \\ (k^2 - 1)\bar{B}_{\parallel}^2 &\propto \frac{\bar{n}\bar{R}_T}{H^2}.\end{aligned}\tag{4.5}$$

Iz pretpostavki da su longitudinalni i poloidalni (azimutalni) magnetski tokovi sačuvani dobiva se tzv. „proporcionalno širenje“ magnetske cijevi, što zapravo znači da je uvijek omjer $r_T/\bar{R}_T$ očuvan. Konkretno, očuvanje longitudinalnog magnetskog toka daje izraz:

$$B_{\parallel}r_T^2 = konst.,\tag{4.6}$$

a poloidalnog daje:

$$B_{\varphi}r_TH = konst.\tag{4.7}$$

Uvažavajući vezu između komponenti polja (4.4) i uz dijeljenje gornjih relacija dobiva se da omjer:

$$\frac{r_T}{H} = konst.\tag{4.8}$$

Ako se masa segmenta ne mijenja s vremenom, tada gustoća iznosi:

$$\bar{n} \propto \frac{1}{r_T^2 H}.\tag{4.9}$$

Eliminira se $B_{\parallel}$ i $\bar{n}$ iz (4.5) upotrebom (4.6), (4.9) i (4.8) slijedi:

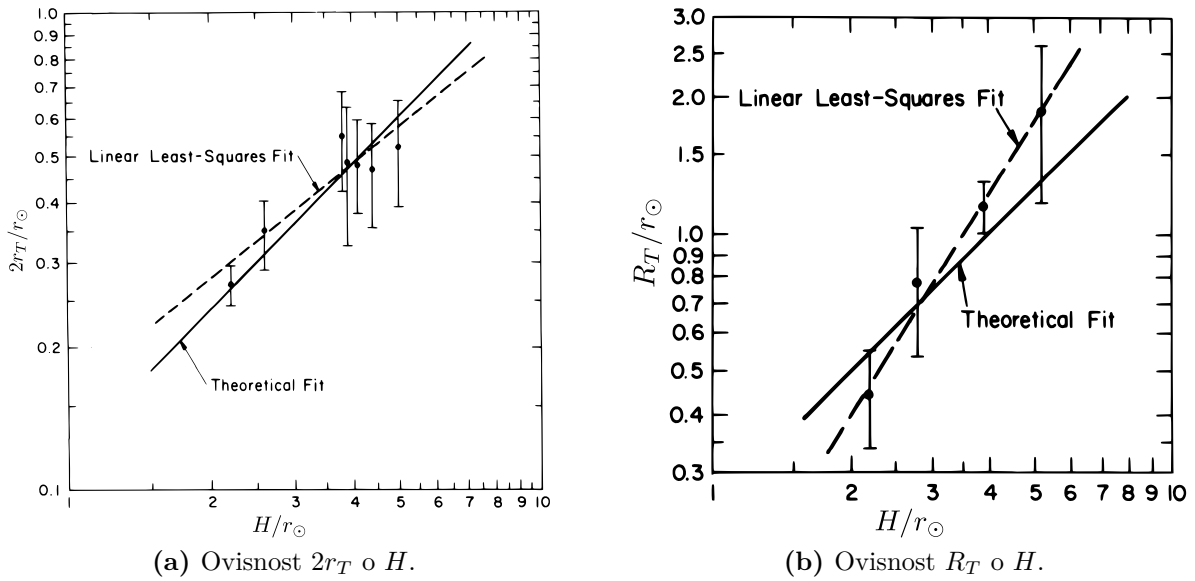
$$\begin{aligned}\bar{R}_T &\propto \frac{H^3}{r_T^2} \propto H \\ \frac{\bar{R}_T}{H} &= konst.\end{aligned}\tag{4.10}$$

Ako se H zamijeni pomoću (4.8) dobiva se i

$$\frac{r_T}{\bar{R}_T} = konst.\tag{4.11}$$

što govori da se mali polumjer strukture širi proporcionalno s velikim polumjerom.

Mouschovias i Poland (1978) dobivene izraze (4.8) i (4.10) uspoređuju s opažanjima izbačaja na 10. kolovoza 1973. godine. Mjere promjer $2r_T$ vidljivog svijetlog ruba izbačaja



Slika 4.11.: Usporedba Mouschovias i Poland (1978) modela s opažanjima erupcije 10. kolovoza 1973. (a) Prikazana je usporedba teoretske (4.8) i opažačke (određene metodom najmanjih kvadrata) ovisnosti debljine vrha toroidalne strukture, $2r_T$, na različitim vrijednostima heliocentrične udaljenosti H u log-log skali. (b) Dana je usporedba teoretske 4.10 i opažačke (određene metodom najmanjih kvadrata) ovisnosti polumjera zakrivljenosti R_T toroidalne strukture na različitim vrijednostima heliocentrične udaljenosti H u log-log skali.

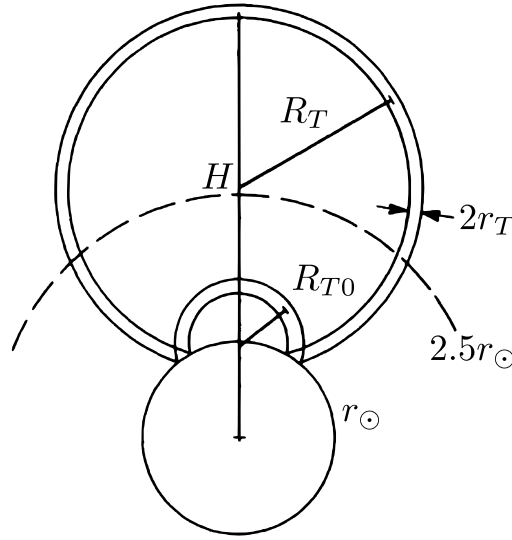
na različitim mjestima i uzimaju mu srednju vrijednost. U log-log skali na slici 4.11a prikazuju kako se opaženi promjer toroida $2r_T$ mijenja visinom H i ponašanje uspoređuju s teoretskim modelom. Primjenom metode najmanjih kvadrata na eksperimentalne podatke (isprekidana linija) dobivaju da koeficijent smjera iznosi 0.8, dok teoretski model (puna linija) zahtijeva da koeficijent bude 1.

Na slici 4.11b ponavljaju postupak pri određivanju i usporedbi ovisnosti polumjera zakrivljenja svijetlog vodećeg luka izbačaja R_T o promjeni visine H . Metoda najmanjih kvadrata daje koeficijent smjera iznosa 1.6 (isprekidana linija), dok teoretskim modelom (puna linija) dobiva se 1. Neslaganja modela s opažanjima pravdaju zanemarenim i u modelu izostavljenim otporom pozadinskog magnetskog polja korone koje opada s H .

4.2.2. Model toroidalne strujne petlje

Anzer (1978) izbačaj reprezentira zakrivljenom strujnom petljom kojom teče konstantna struja. Struja stvara magnetsko polje i promjenama magnetskog toka nastaju sile.

Toroidalnom petljom velikog R_T i malog r_T polumjera ($0 < r_T \ll R_T$) teče struja konstantne gustoće $\mathbf{j}$. Ukupna radijalna sila po duljini petlje, F_R se računa na osnovu virtualnog radijalnog pomaka δR_T . Ukupna energija sistema je očuvana, pa za mali



Slika 4.12.: Skica modela koji je predložio Anzer (1978). Početni veliki polumjer torusa je R_{T0} i evoluirao u kasniji s većim polumjerom R_T . Nožišta torusa su usidrena. Usporedba s mjerenjima počinje nakon 2.5 Sunčevih polumjera ($r_{\odot}$) (Anzer, 1978).

pomak vrijedi:

$$2\pi R_T F_R \delta R_T + \delta W + UI \delta t = 0 \quad (4.12)$$

gdje je δt vrijeme u kojem se ostvaruje pomak δR_T . Za petlju samoinduktiviteta L kojom teče ukupna struja I , magnetska energija glasi:

$$W = \frac{1}{2} L I^2, \quad (4.13)$$

a pridruženi magnetski tok iznosi:

$$\Phi = IL, \quad (4.14)$$

te je zakon indukcije dan s:

$$U = -\frac{d\Phi}{dt}. \quad (4.15)$$

Samoinduktivitet L u jednadžbama vrijedi za tanke vodiče i oblika je (Batygin i Toptygin, 1962):

$$L = \mu_0 R_T \left[\ln \left(\frac{8R_T}{r_T} \right) - \frac{7}{4} \right], \quad (4.16)$$

s magnetskom permeabilnošću $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ NA}^{-2}$.

Uz uvjet očuvanja toka, $\Phi = \text{konst.}$ dobiva se:

$$F_R = \frac{\Phi^2}{4\pi R_T} \frac{\partial}{\partial R_T} \left(\frac{1}{L} \right), \quad (4.17)$$

što predstavlja silu koja nastoji radijalno raširiti toroidalnu strujnu petlju i izražena je

kao funkcija magnetskog toka kroz uzdužni presjek omeđen opsegom petlje. Anzer (1978) u modelu koristi samo navedenu F_R silu i gravitaciju, suprotnih usmjerenja, a zanemaruje unutarnju strukturu petlje, gradijent tlaka plina i magnetskog tlaka. Strujna petlja ima uvijek konstantan svoj mali polumjer, r_T . Uzima, kao što je bio slučaj i u Mouschovias i Poland (1978) modelu, da masa nekog segmenta petlje ostaje očuvana tijekom evolucije petlje u vremenu. U početnom trenutku petlja ima veliki polumjer R_{T0} i tada visina gornjeg ruba od središta Sunca iznosi $H = r_\odot + R_{T0}$ (slika 4.12). Nožišta uvijek ostaju usidrena u fotosferi, pa je funkcija visine gornjeg ruba približno dana s:

$$H = r_\odot + R_T + \sqrt{R_T^2 - R_{T0}^2}, \quad (4.18)$$

$$R_T = \frac{H^2 + r_\odot^2 + R_{T0}^2 - 2Hr_\odot}{2(H - r_\odot)}. \quad (4.19)$$

U modelu struja hipotetski teče i podfotosferski što zapravo nema pravo fizikalno opravdanje i služi samo za simulaciju ili oponašanje efekta indukcije zbog površinskih fotosferskih struja, odnosno efekta „zrcalne struje“. Postulira se očuvanje početnog magnetskog toka samo iznad fotosfere, Φ , tako da on u početnom trenutku iznosi polovinu cijelog, $\Phi_0 = \frac{1}{2}\Phi$ (jer se torusna petlja postavlja da napola viri iz fotosfere). Vremenska promjena toka je skalirana funkcijom $f_\Phi(R_T)$ na način:

$$\Phi(R_T) = \frac{\Phi_0}{f_\Phi(R_T)} \quad (4.20)$$

gdje je $\Phi_0 := \Phi(R_{T0})$ odnosno početni magnetski tok, a funkcija f_Φ ima vrijednosti u rasponu $f_\Phi(R_T) \in \langle \frac{1}{2}, 1 \rangle$ za $R_T \in \langle R_{T0}, \infty \rangle$.

Ukupna masa je uniformno distribuirana po petlji i uzima se da mora biti očuvana, pa je masa po jedinici duljine luka:

$$M = M_0 \frac{R_{T0}}{R_T} \frac{f_M(R_{T0})}{f_M(R_T)}. \quad (4.21)$$

Jednadžba gibanja vrha segmenta petlje izgleda:

$$M \frac{d^2 H}{dt^2} = F_R - \frac{M M_\odot G}{H^2} \quad (4.22)$$

$$\frac{d^2 H}{dt^2} = \frac{C}{f(R_T) R_T^2} - \frac{M_\odot G}{H^2} \quad (4.23)$$

s pokratama:

$$C := \frac{\Phi_0^2}{2\pi M_0 R_{T0}} \frac{\partial}{\partial R_T} \left(\frac{1}{L} \right), \quad (4.24)$$

$$f(R_T) := \frac{f_\Phi^2(R_T)}{f_M(R_T)}. \quad (4.25)$$

Definirana je brzina oslobađanja Sunčeve gravitacije $v_\odot := \sqrt{2M_\odot G/r_\odot}$ i $k := 4C/M_\odot G$. Općenito se k mijenja u vremenu, međutim ako se torusna strujna petlja proporcionalno širi, tj. ako vrijedi $r_T \propto R_T$, tada k mora biti vremenska konstanta. Uz te definicije, brzina vršnog segmenta postaje:

$$v = \frac{dH}{dt} = v_\odot \sqrt{\int_{1+R_{T0}}^H \left[\frac{k(\tilde{H} - 1)^2}{(\tilde{H}^2 + 1 + R_{T0} - 2\tilde{H})^2 f(\tilde{H})} - \frac{1}{\tilde{H}^2} \right] d\tilde{H}} \quad (4.26)$$

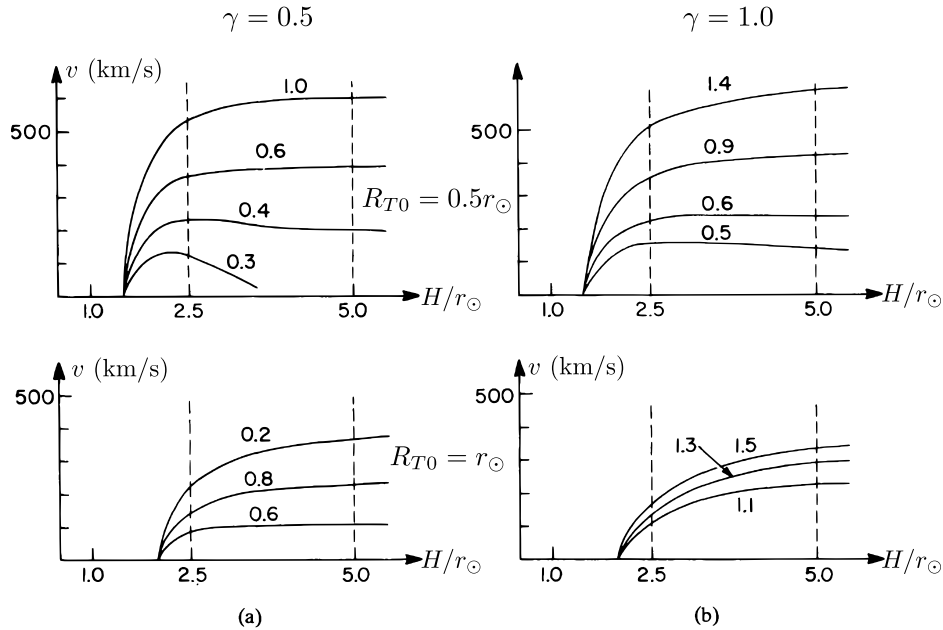
gdje je $\tilde{H} = H/r_\odot$ visina izražena u Sunčevim polumjerima $r_\odot$. Anzer (1978) numerički rješava prethodnu jednadžbu za različite vrijednosti naknadno definiranog parametra γ . Parametar γ je uveden samo da bi se nova funkcija $f(H)$ regulirala na način da za početni polumjer torusa, R_{T0} , kada strujna petlja napola izviruje iz fotosfere u koronu, iznosi $f(R_{T0}) = \frac{1}{2}$, a da za petlju koja je potpuno u koroni bude $f(R_T \rightarrow \infty) = 1$. Naravno, nožišta ostaju fiksirana, stoga tek za beskonačno veliki polumjer $R_T \rightarrow \infty$, strujna petlja zatvara kružnicu i nalazi se u cijelosti u koroni. Definicija nove funkcije glasi:

$$f(H) = 1 - (1 - \gamma) \left(\frac{1 + R_{T0}}{H} \right)^2 \quad (4.27)$$

i rezultati su prikazani na slici 4.13.

Takva geometrijska reprezentacija izbačaja je vrlo pojednostavljena predodžba i vrlo je grubo približenje. Model dobro opisuje samo gibanje vršnog elementa. Općenito se opažaju brzine vodećeg luka izbačaja puno veće od izračunatih Anzer (1978) modelom. Ipak boljim odabirom parametra γ dobivaju se bolja podudaranja s opažanjima. Prema modelu ispada da magnetski tok prodire u podfotosferske slojeve (najviše do $\frac{1}{3}\Phi(r_\odot\sqrt{2})$) što je nije fizikalno točno. Realističniji modeli moraju kompenzirati taj efekt induciranjem površinskih fotosferskih struja.

Na kraju, bitan nedostatak modela je što koristi samoinduktivitet L vrlo tanke strujne petlje, što nikako ne odgovara stvarnosti. Izbačaji u opažanjima pokazuju masivnu i debelu strukturu. Znači, treba odrediti i koristiti izraz za samoinduktivitet koji vrijedi za vrlo debele toruse. Upravo u poglavlju 4.3 tome problemu pristupa se numerički. Izvodi se numerički izraz za samoinduktivitet torusa bilo koje debljine koji popravljaju nedostatno i grubo približenje svih modela tanke torusne strujne petlje.



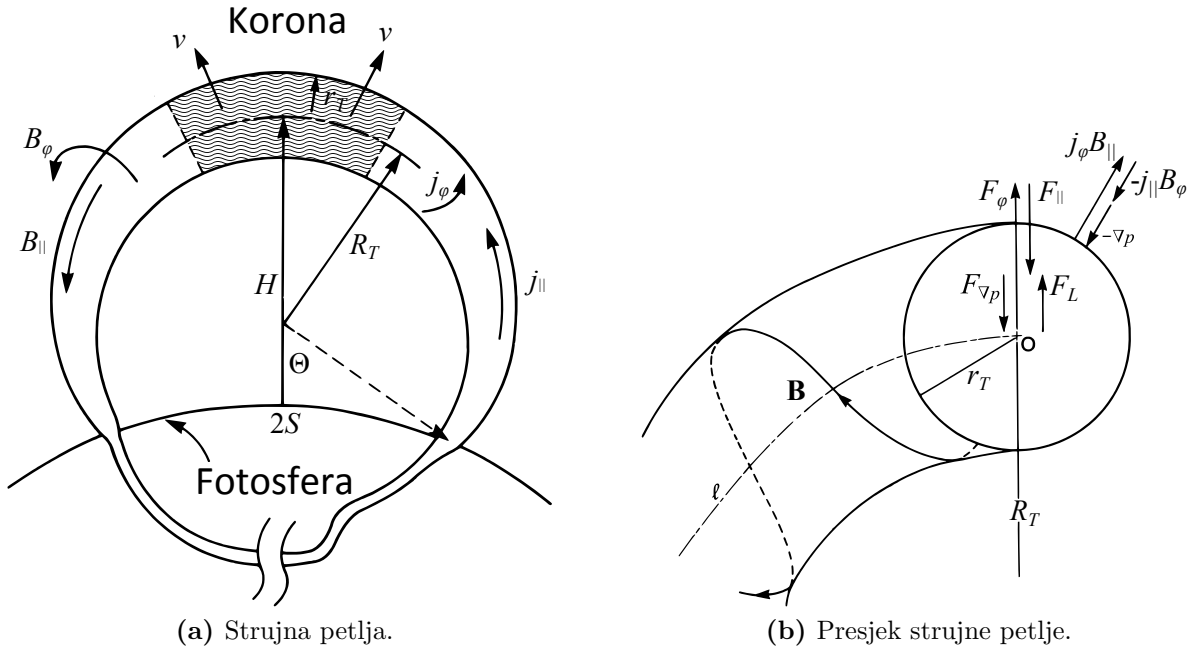
Slika 4.13.: Izračunate ovisnosti brzine vršnog segmenta strujne petlje o visini prema Anzer (1978) modelu: (a) za vrijednost parametra $\gamma = 0.5$ i dvije različite početne vrijednosti $R_{T0} = 0.5r_{\odot}$ i $R_{T0} = r_{\odot}$ gdje iznad svake krivulje nalazi vrijednost konstante k . (b) slično kao i u prethodnoj slici samo je $\gamma = 1.0$.

4.2.3. Tanka magnetska cijev i toroidalne sile

Više autora (Chen, 1989; Juan i Ballester, 1992) razmatralo je ravnotežne uvjete pod djelovanjem Lorentzove sile ($\propto \mathbf{j} \times \mathbf{B}$) i tlaka plina (∇p) na toroidalnu strujnu petlju. Sile djeluju lokalno mijenjajući veliki polumjer toroidalne strukture. Zanimaju se termički i radijativni procesi. Općenito je djelovanje toroidalnih sila dosta dobro poznato iz laboratorijskih eksperimenata pronalaženja uvjeta ravnoteže, u kojima se toroidalni oblici magnetskih polja i plazma održavaju unutar metalnih komora. Međutim, magnetske strukture i strujne petlje u astrofizičkom ili solarnom okruženju međusobno su isprepletene u plazmi bez ikakvih rubnih uvjeta i njihovo međudjelovanje nije upotpunosti istraženo.

Anzer (1978) model se sastoji samo od toroidalne strujne petlje i takvoj strujnoj petlji nije moguće uspostaviti ravnotežno stanje, a da se pri tome ne mijenjaju veliki i mali polumjeri toroidalne strukture. Općenito je prisutna poloidalna komponenta struje koja stvara unutarnji gradijent tlaka.

Model toroidalne strujne petlje koju predlaže Chen (1989) prikazana je na slikama 4.14a i 4.14b. Slika 4.14a prikazuje komponente ukupne gustoće struje $\mathbf{j}$ i magnetskog polja $\mathbf{B}$. Indeksi „||“ i „ φ “ odnose se na toroidalnu (uzdužnu) i poloidalnu komponentu struje ili polja. Polumjer zakrivljenosti je označen s R_T , a visina vršnog segmenta iznad fotosfere označena je s H . Nožišta konstantnog razmaka $2S$ miruju u tromoj fotosferi. Model opisuje gibanje vršnog toroidalnog segmenta.



Slika 4.14.: Toroidalna strujna petlja prema Chen (1989). (a) Shematski prikaz modela strujne petlje u koroni. (b) Presjek torusa i opis sile koje djeluju na toroidalnu strujnu petlju.

U slici 4.14b iscrtane su sile $f_{||} = j_{\varphi} B_{||}$, $f_{\varphi} = j_{||} B_{\varphi}$ i ∇p koje djeluju lokalno, i to redom, u smjeru malog polumjera r_T zbog toroidalnog ($B_{||}$) i poloidalnog polja (B_{φ}), te gradijenta tlaka plazme. Globalno djelovanje imaju sile u smjeru rastezanja velikog polumjera R_T , označene s: $F_{||}$, F_{φ} i $F_{\nabla p}$. Zakrivljenost magnetskih silnica stvara silu napetosti ili tenzije ($\mathbf{B} \cdot \nabla \mathbf{B}$) koja se odupire zakrivljenju toroida i usmjerena je tako da nastoji „izravnati“ silnice.

Na slici 4.14b prikazana je magnetska silnica omotana oko toroidalne strukture. Središte zakrivljenosti nalazi joj se u ishodištu kružnog poprečnog presjeka opisanog malim polumjerom r_T . Komponente gustoće struje, $j_{||}$ i j_{φ} , magnetskog polja, $B_{||}$ i B_{φ} , pa time i sile, $f_{||}$ i f_{φ} , nisu jednake zbog različitih vrijednosti polumjera R_T na unutarnjem i vanjskom obodu. Preciznije, ako se definira uređena trojka jediničnih vektora ($\hat{\varphi}$, $\hat{\vartheta}$, $\hat{\mathbf{r}}$) u kružnom poprečnom presjeku, gdje je $\hat{\varphi}$ usmjeren u poloidalnom smjeru, $\hat{\vartheta}$ u toroidalnom (osnom ili uzdužnom), a $\hat{\mathbf{r}} = \hat{\varphi} \times \hat{\vartheta}$ u radijalnom s ishodištem u središtu poprečnog presjeka, dobiva se iznos Lorentzove sile malog elementa plazme:

$$\mathbf{f}_L = \mathbf{j} \times \mathbf{B} = \mathbf{f}_{||} + \mathbf{f}_{\varphi} = (j_{\varphi} B_{||} - j_{||} B_{\varphi}) \hat{\mathbf{r}}. \quad (4.28)$$

Ukupna poloidalna sila F_{φ} dana je volumnom integracijom komponente sile $\mathbf{f}_{\varphi} = -j_{||} B_{\varphi} \hat{\mathbf{r}}$ po čitavom torusu, a toroidalna $F_{||}$ integracijom $\mathbf{f}_{||} = j_{\varphi} B_{||} \hat{\mathbf{r}}$.

Ukupna Lorentzova sila razlika je sila: $F_L = F_{\varphi} - |F_{||}|$. U ovoj definiciji Lorentzova

4. Inicijacija i dinamika koroninih izbačaja

sila je pozitivna i ovisi o obliku i konfiguraciji sistema. U ravnoteži su izjednačene sila gradijenta tlaka plazme i Lorentzova sila, tj. vrijedi $F_L - |F_{\nabla p}| = 0$. Općenito na svaki element plazme djeluje sila razlike Lorentzove sile i sile gradijenta tlaka plazme:

$$\mathbf{f} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla p \quad (4.29)$$

u kojoj je gustoća struje izražena pomoću magnetskog polja $\mathbf{B}$: $\mathbf{j} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B}$. Iz svega navedenoga izračunava se kinematika centra mase vršnog elementa torusa.

Chen (1989); Juan i Ballester (1992) uzimaju da je omjer malog i velikog polumjera torusa vrlo mali, $r_T/R_T \approx 0.2 - 0.1 \ll 1$. Pretpostavljaju da vanjski tlak korone iznosi p_e , a magnetsko polje iščezavaju na velikim udaljenostima (što ne vrijedi u laboratorijskim uvjetima). Jednadžbu gibanja centra mase segmenta dobivaju integracijom po čitavom volumenu torusa. Detaljan izvod stabilnosti tankog torusa ($r_T \ll R_T$) u laboratorijskim uvjetima pomoću varijacijskog principa nalazi se u Shafranov (1966). (Shafranov, 1966) i Chen (1989); Juan i Ballester (1992) koriste samoinduktivitet za tanki torus:

$$L = \mu_0 R \left(\ln \frac{8R_T}{r_T} - 2 + \frac{l_i}{2} \right), \quad r_T \ll R_T \quad (4.30)$$

$$l_i := \frac{2 \int_0^{r_T} B_\varphi^2(r) r^2 dr}{r_T^2 B_\varphi^2(r_T)} \quad (4.31)$$

u kojem je l_i unutarnji induktivitet po jedinici duljine i kreće se u rasponu od 0 (za distribuciju gustoće struje po vanjskoj ovojnici torusa) do $\frac{1}{2}$ (za uniformu raspodjelu gustoće struje po poprečnom presjeku).

Slijedi da su sile rastezanja torusa po malom, F_r , i velikom polumjeru, F_R , po jedinici duljine dane izrazima:

$$F_r = \frac{2V}{r_T} \left(-\frac{B_\varphi^2}{2\mu_0} + \frac{\bar{B}_\parallel^2 - B_{\parallel e}^2}{2\mu_0} + \bar{p} \right) \quad (4.32)$$

$$F_R = \frac{V}{R} \left[\frac{B_\varphi^2}{\mu_0} \left(\ln \frac{8R_T}{r_T} - 1 + \frac{l_i}{2} \right) + \bar{p} + \frac{B_{\parallel e}^2 - \bar{B}_\parallel^2}{2\mu_0} + \frac{B_z B_\varphi R_T}{2\pi r_T} \right] \quad (4.33)$$

gdje je volumen torusa $V = 2\pi^2 r_T^2 R_T$, a $B_\varphi = \mu_0 I_\parallel / 2\pi r_T$ je poloidalna komponenta magnetskog polja na rubu poprečnog presjeka torusa (na $r = r_T$). Komponenta B_φ je dobivena Ampère-ovim zakonom u kojem se koristila ukupna toroidalna struja $I_\parallel$. U izrazu se nalaze i srednja unutarnja uzdužna komponenta $\bar{B}_\parallel$ i uzdužna komponenta vanjskog koroninog polja $B_{\parallel e}$. B_z predstavlja vanjsko polje koje je okomito na ravninu torusa. Unutarnji tlak plazme $\bar{p}$ je usrednjen po poprečnom presjeku polumjera r_T .

Dinamika vršnog elementa proizlazi iz dvije sile, jedna rasteže veliki polumjer R_T ,

tj. $F_R = M d^2H/dt^2$, a druga mijenja mali polumjer r_T , tj. $F_r = M d^2r_T/dt^2$. Masa po jedinici duljine elementa, $M = \pi r_T^2 \bar{n} m_i$, izračunava se iz mase iona m_i i prosječne volumne čestične gustoće iona $\bar{n}$ (npr. protona) unutar torusa.

Veza između visine H , velikog polumjera R_T i međusobnog razmaka nožišta glasi (vidi se iz slike 4.14a):

$$R_T = \frac{H^2 + S^2}{2H}. \quad (4.34)$$

U model se može uključiti i sila gravitacije (po jedinici duljine) tako da se izrazu (4.33) pridoda:

$$F_g = -\pi r_T^2 m_i \bar{n} g \quad (4.35)$$

gdje je $g = g_\odot r_\odot^2 / (r_\odot + H)^2$ gravitacijsko ubrzanje, $g_\odot = 274 \text{ ms}^{-2}$ je konstantno gravitacijsko ubrzanje na površini Sunca i $r_\odot$ je Sunčev polumjer.

Uvjet $F_r = 0$ (da se torus ne „zadebljava“) daje iznos tlaka u ravnoteži:

$$\bar{p} = \frac{B_\varphi^2}{2\mu_0} + \frac{B_{||e}^2 - \bar{B}_{||}^2}{2\mu_0} \quad (4.36)$$

dok $F_R = 0$ (uz uvršteni prethodni izraz $\bar{p}$) određuje iznos vanjskog polja B_z :

$$B_z = -\frac{2\pi}{\mu_0} \frac{r_T}{R_T} B_\varphi \left[\ln \frac{8R_T}{r_T} - \frac{3}{2} + \frac{l_i}{2} + \frac{2\mu_0 \bar{p}}{B_\varphi^2} \right]. \quad (4.37)$$

Ako postoji tlak i izvan torusa p_e , tada je u svim gornjim izrazima potrebno $\bar{p}$ zamijeniti sa $\bar{p} \mapsto \Delta p = \bar{p} - p_e$.

Poloidalna struja I_φ i toroidalna komponenta magnetskog polja $B_{||}$, u slučaju kada plošna gustoća struje j_φ teče samo torusnom ovojnicom (kada je unutar torusa $B_\varphi = 0$ i unutarnji tlak $p = \bar{p}$), su:

$$I_\varphi := 2\pi R_T \int_0^{r_T} j_\varphi dr, \quad (4.38)$$

$$B_{||} = \frac{\mu_0 I_\varphi}{2\pi R_T}. \quad (4.39)$$

Izvan torusa vrijedi da je $B_{||} = 0$ i $p = p_e$. Unutarnja toroidalna struja $I_{||}$ i vanjsko poloidalno polje B_φ se izračunavaju pomoću:

$$I_{||} := 2\pi \int_0^{r_T} r j_{||} dr \quad (4.40)$$

$$B_\varphi = \frac{\mu_0 I_{||}}{2\pi r} \quad (4.41)$$

u kojima je r udaljenost od uzdužne unutarnje toroidalne osi.

Dinamika i kinematika ovako opisane magnetske cijevi može se promatrati u atmosferi korone. Mogu se razmatrati uvjeti nestabilnosti ovisno o različitim konfiguracijama toroidalnih i poloidalnih komponenata magnetskog polja, njihovih usukanosti, struja i slično. Glavni nedostatak navedenog modela je to što koronine izbačaje predstavlja *tankom* toroidalnom konfiguracijom struje i polja. Uzima relaciju samoinduktiviteta tankog torusa i njome opisuje toroidalne sile i nestabilnosti (Shafranov, 1966). U narednom poglavlju numerički će se odrediti relacija za samoinduktivitet *debele* toroidalne strukture i razmotrit će se njezin utjecaj na magnetski tok.

4.3. Tok i induktivitet debele toroidalne strukture

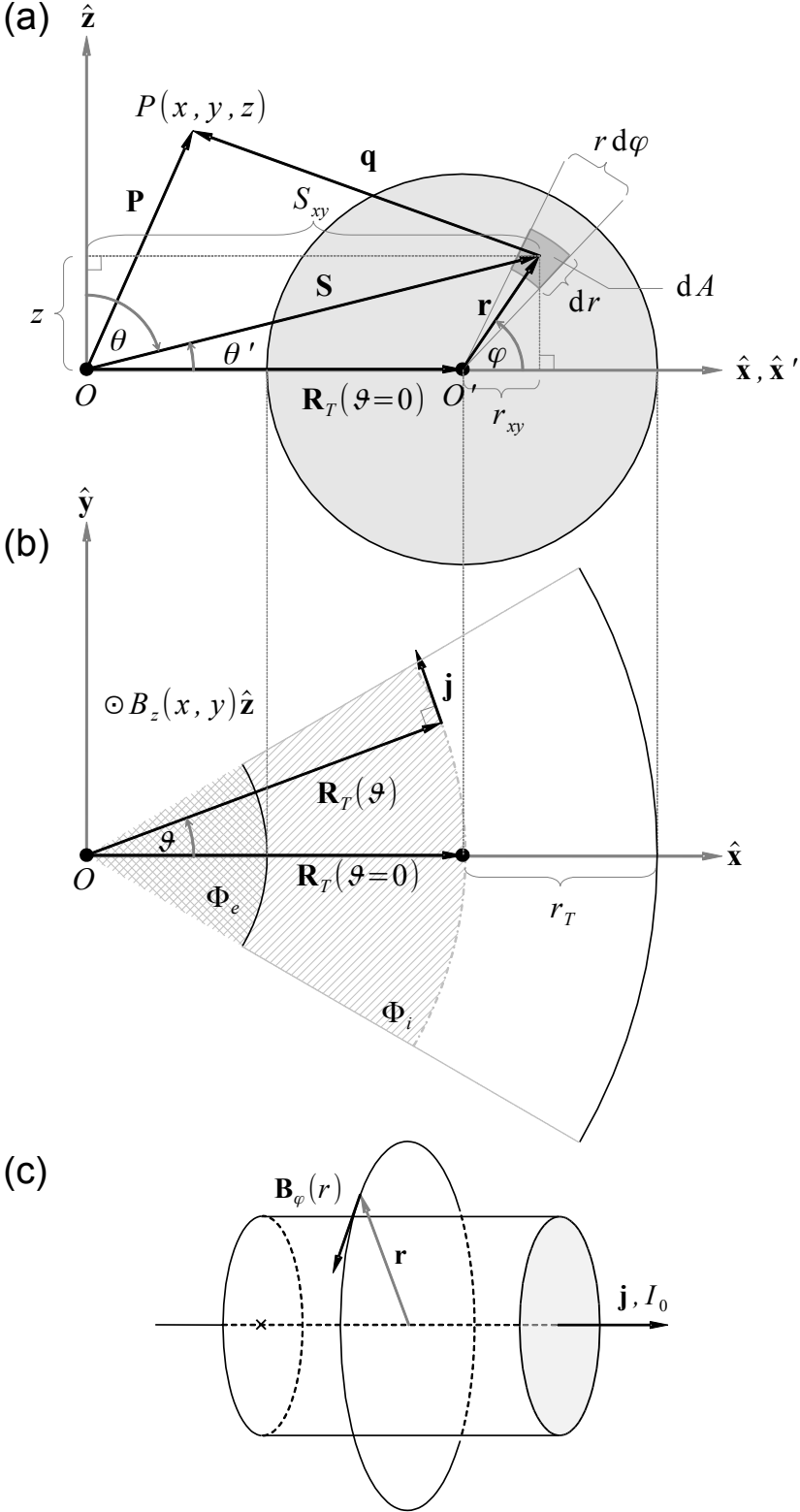
Stabilnost toroidalnih magnetskih struktura bitna je, kako je i u prethodnom poglavlju bilo rečeno, u raznim laboratorijskim (Bellan et al., 2001), astrofizičkim istraživanjima (Lovelace et al., 1998; Braithwaite, 2006), kao i u fizici Sunca (Chen, 1989; Vršnak, 1990; Vršnak et al., 1991; Titov i Démoulin, 1999; Chen i Krall, 2003; Williams et al., 2005). U fizici Sunca problematici nestabilnosti izbačaja pristupa se analitički i numerički (Shafranov, 1966; Garren i Chen, 1994; Hansen i Bellan, 2001; Birn et al., 2006; Kliem i Török, 2006).

Najbitinije veličine toroidalnih magnetskih struktura su magnetski tok i samoinduktivitet ustrojstva. Često se pri izučavanju stabilnosti toroidalnih sistema u astrofizičkim, i ostalim slučajevima, u osnovnom približenju koristi samoinduktivitet i magnetski tok tanke toroidalne strukture. U stvarnosti, toroidalna struktura nije tanka, što znači da je potrebno ustanoviti ovisnost toka i samoinduktiviteta debele strujne petlje o omjeru malog i velikog polumjera torusne strukture. Cilj je dobiti svrsishodan izraz, prilagodbom odgovarajuće analitičke krivulje numeričkim podacima, koji će se jednostavno upotrebljavati u stvarnim slučajevima kada tanko torusno približenje samoinduktiviteta nije odgovarajuće.

4.3.1. Geometrija i oznake

Gustoća struje $\mathbf{j}$ definira torus, usmjerena je duž toroidalne osi i tvori ukupnu struju I . Torus leži u xy -ravnini osnovnog koordinatnog sustava čije ishodište je označeno s O . Pomoćni sustav je definiran tako da se njegovo ishodište O' nalazi u središtu kružnog poprečnog presjeka torusa (Titov i Démoulin, 1999). Osnovni i pomoćni koordinatni sustavi jasnije su prikazani na slici 4.15 u kojoj se nalaze sljedeće oznake:

- R_T — veliki polumjer torusa;



Slika 4.15.: Prikazan je poprečni presjek torusa u: (a) xz -ravnini; (b) xy -ravnini. $\hat{x}$, $\hat{y}$, i $\hat{z}$ su jedinični vektori i definiraju osi osnovnog koordinatnog sustava. (c) Torusni segment i prikaz poloidalnog magnetskog polja B_φ i gustoće struje $\mathbf{j}$, te ukupne struje I_0 koja teče torusom.

4. Inicijacija i dinamika koroninih izbačaja

- r_T — mali polumjer torusa;
- $\eta = \frac{r_T}{R_T}$ — omjer malog i velikog polumjera;
- $\mathbf{R}_T$ — radijalni vektor povučen iz ishodišta osnovnog sustava O prema ishodištu pomoćnog O' ;
- $\mathbf{r}$ — radijalni vektor povučen iz ishodišta O' do volumnog elementa $d^3\mathbf{r}$;
- $\mathbf{S} = \mathbf{r} + \mathbf{R}_T$ — vektor položaja volumnog elementa u osnovnom O -sistemu;
- S_{xy} — projekcija vektora $\mathbf{S}$ na xy -ravninu u O -sustavu;
- $\mathbf{P}$ — vektor do „promatračke“ točke P u O -sustavu;
- $\mathbf{q} = \mathbf{P} - \mathbf{S}$ — vektor povučen iz volumnog elementa $d^3\mathbf{r}$ do „promatračke“ točke P ;
- ϑ — toroidalni (ili azimutalni) kut u xy -ravnini O -sustava što označava kutni pomak ishodišta pomoćnog O' -sustava;
- φ — poloidalni kut u poprečnom presjeku s obzirom na pomoćni sustav O' i predstavlja kut između radijalnog vektora $\mathbf{r}$ i $\hat{\mathbf{x}}'$ -osi O' -sustava;
- θ — kut otklona radijalnog vektora $\mathbf{S}$ od $\hat{\mathbf{z}}$ -osi u O -sustavu;

Na osnovu postavljenih koordinatnih sustava dobivaju se vektori $\mathbf{r}$, $\mathbf{S}$, i $\mathbf{q}$:

$$\mathbf{r} = (r_{xy} \cos \vartheta, r_{xy} \sin \vartheta, r \sin \alpha), \quad (4.42)$$

gdje je projekcija vektora $\mathbf{r}$ s obzirom na xy -ravninu označena s $r_{xy} = r \cos \varphi$;

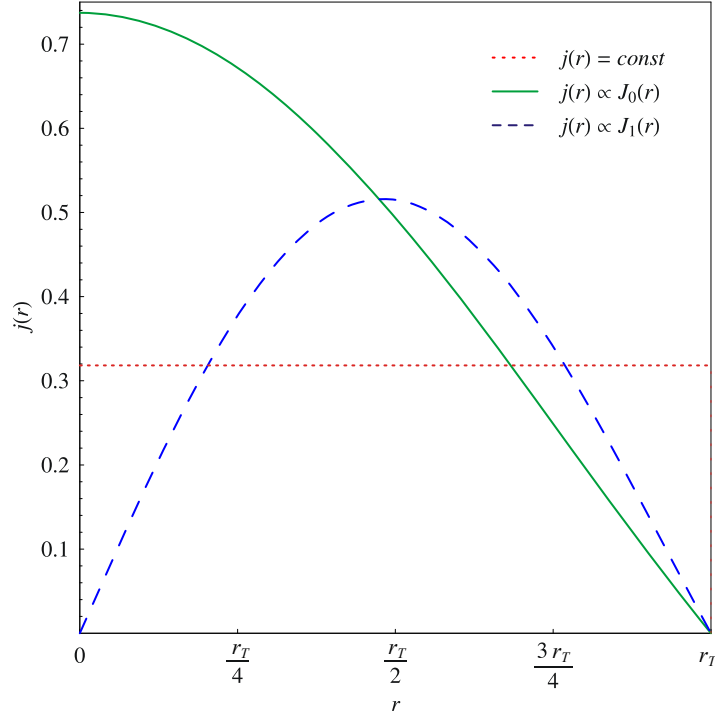
$$\mathbf{S} = \mathbf{R}_T + \mathbf{r} = [(R_T + r_{xy}) \cos \vartheta, (R_T + r_{xy}) \sin \vartheta, r \sin \alpha], \quad (4.43)$$

u kojem $\mathbf{R}_T$ ima komponente: $\mathbf{R}_T = R_T (\cos \vartheta, \sin \vartheta, 0)$; te

$$\mathbf{q} = \mathbf{P} - \mathbf{S} = (x, y, z) - (S_x, S_y, S_z). \quad (4.44)$$

4.3.2. Gustoća struje i magnetsko polje

U računu se pretpostavlja da gustoća struje ovisi samo o radijalnoj udaljenosti od toroidalne osi, a vektor $\mathbf{j}$ uvijek je okomit na poprečni presjek torusa. Odabrana su tri različita profila gustoće struje $j(r)$ kao što je prikazano na slici 4.16. Vektor gustoće struje je oblika:



Slika 4.16.: Tri odabrana radijalna profila gustoće struje $j(r)$.

$$\mathbf{j} = j(r) (\hat{\mathbf{z}} \times \hat{\mathbf{S}}) = \frac{j(r)}{|\mathbf{S}|} (-S_y, S_x, 0). \quad (4.45)$$

Magnetsko polje u točki „promatranja“ P , na položaju označenom vektorom $\mathbf{P}$, računa se pomoću Biot-Savart-ovog zakona:

$$\mathbf{B}(\mathbf{P}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{\text{volumen}} \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}) \times \mathbf{q}(\mathbf{P}, \mathbf{r})}{|\mathbf{q}(\mathbf{P}, \mathbf{r})|^3} d^3\mathbf{r}, \quad (4.46)$$

gdje magnetska permeabilnost iznosi $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H m}^{-1}$. Volumni integral lakše se izračunava upotrebom kutova ϑ , φ i radijalnom udaljenošću r , izraženom u pomoćnom O' -sustavu. Iz slike 4.15 slijedi:

$$d^3\mathbf{r} = dA dl = r S_{xy} d\varphi dr d\phi = r S \sin \theta d\varphi dr d\vartheta, \quad (4.47)$$

$$\sin \theta' = \frac{z}{S}, \quad \sin \varphi = \frac{z}{r}, \quad \theta' = \frac{\pi}{2} - \theta,$$

$$\sin \theta = \sqrt{1 - \left(\frac{r}{S}\right)^2 \sin^2 \varphi}. \quad (4.48)$$

Volumni element poprima oblik:

$$d^3\mathbf{r} = S(r, \varphi, \vartheta) \sqrt{1 - \left(\frac{r}{S(r, \varphi, \vartheta)}\right)^2 \sin^2 \varphi} r dr d\varphi d\vartheta, \quad (4.49)$$

pa time magnetsko polje iz Biot-Savart-ovog zakona postaje:

$$\begin{aligned} \mathbf{B}(\mathbf{P}) &= \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{r=0}^{r_T} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\vartheta=0}^{2\pi} \frac{\mathbf{j}(r, \varphi, \vartheta) \times \mathbf{q}(\mathbf{P}, r, \varphi, \vartheta)}{|\mathbf{q}(\mathbf{P}, r, \varphi, \vartheta)|^3} \cdot \\ &\quad \cdot S(r, \varphi, \vartheta) \sqrt{1 - \left(\frac{r}{S(r, \varphi, \vartheta)}\right)^2 \sin^2 \varphi} \cdot \\ &\quad \cdot r dr d\varphi d\vartheta \end{aligned} \quad (4.50)$$

Konačno, uvrštavanjem vektora $\mathbf{q}$ i $\mathbf{j}$ (iz jednadžbi (4.44) i (4.45)) u jednadžbu (4.50), dobivaju se komponente magnetskog polja (B_x, B_y, B_z):

$$B_i(x, y, z) = \int_{r=0}^{r_T} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\vartheta=0}^{2\pi} dB_i(r, \varphi, \vartheta), \quad (4.51)$$

$i \in \{x, y, z\}$, gdje su:

$$dB_x(r, \varphi, \vartheta) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{j(r)r\kappa^2\lambda\nu \cos \vartheta}{[(x - \kappa \cos \vartheta)^2 + (y - \kappa \sin \vartheta)^2 + \lambda^2]^{3/2}} dr d\varphi d\vartheta, \quad (4.52)$$

$$dB_y(r, \varphi, \vartheta) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{j(r)r\kappa^2\lambda\nu \sin \vartheta}{[(x - \kappa \cos \vartheta)^2 + (y - \kappa \sin \vartheta)^2 + \lambda^2]^{3/2}} dr d\varphi d\vartheta, \quad (4.53)$$

$$dB_z(r, \varphi, \vartheta) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{j(r)r\kappa^2\nu(\kappa - x \cos \vartheta - y \sin \vartheta)}{[(x - \kappa \cos \vartheta)^2 + (y - \kappa \sin \vartheta)^2 + \lambda^2]^{3/2}} dr d\varphi d\vartheta. \quad (4.54)$$

U gornjem izrazu upotrijebljene su skraćenice: $\kappa = R_T + r \cos \varphi$, $\lambda = z - r \sin \alpha$ i $\nu = (r^2 + R_T^2 + 2rR_T \cos \varphi)^{-1/2}$. Jednadžba (4.51) je pogodna za numeričku integraciju uz unaprijed zadanu struju $j(r)$.

Usporedio se i ispitao utjecaj tri različita radijalna oblika gustoće struje $j(r)$ na konačan rezultat. Oblici za gustoću struje bili su: *i*) $j_c(r) = konst.$, *ii*) $j_0(r) \propto J_0$, *iii*) $j_1(r) \propto J_1$, gdje su J_0 i J_1 Bessel-ove funkcije prve vrste, J_n , nultog ($n = 0$) i prvog reda ($n = 1$). Funkcija J_0 je odabrana zato jer se često koristi pri opisu samouravnoteženog magnetskog polja, bitnog u proučavanju eruptivne aktivnosti Sunca (Priest, 1982; Burlaga, 1998). U sva tri slučaja definirano je da gustoća struje iščezava na rubovima torusa, tj. $j = 0$ za $r \geq r_T$. Gustoća struje $j(r)$ je normalizirana tako da integracijom po površini poprečnog presjeka,

$$I = 2\pi \int_0^{r_T} j(r)r dr, \quad (4.55)$$

ukupna struja uvijek bude $I = 1$.

Iz navedenog $j_c(r)$, $j_0(r)$ i $j_1(r)$ konkretno glase:

$$j_c(r) = \frac{I}{r_T^2 \pi}, \quad (4.56)$$

$$j_0(r) = \frac{I}{2\pi r_T^2} r_0 \frac{J_0\left(\frac{r_0}{r_T} r\right)}{J_1(r_0)}, \quad (4.57)$$

$$j_1(r) = \frac{I}{2\pi} \frac{J_1\left(\frac{r_1}{r_T} r\right)}{\int_0^{r_T} r J_1\left(\frac{r_1}{r_T} r\right) dr}, \quad (4.58)$$

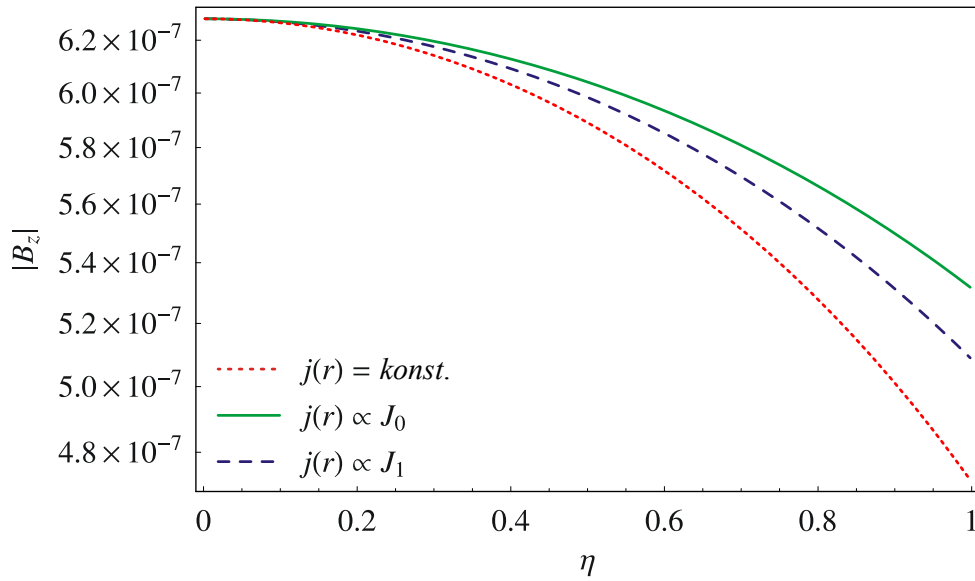
gdje su r_0 prva nul-točka Bessel-ove funkcije J_0 , a r_1 od funkcije J_1 . Oblici gustoća struja zornije su prikazani na slici 4.16.

4.3.3. Numerički izračun i rezultati

Magnetski tok torusa kojim teče struja I može se razdijeliti u dva dijela: vanjski (eksterni) tok izvan torusa, Φ_e , i unutarnji (interni) tok u torusu, Φ_i . Ukupni tok je zbroj vanjskog i unutarnjeg, $\Phi = \Phi_e + \Phi_i$. Vanjski tok prolazi plohom koju omeđuje unutarnji rub torusa u xy -ravnini (slika 4.15). Unutarnji tok se definira kao tok kroz prstenastu plohu unutar torusa, omeđenu unutarnjim rubom torusa i unutarnjom toroidalnom osi. Slično kao i tok, tako se i induktivitet dijeli na unutarnji L_i i vanjski L_e . Ukupni induktivitet zbroj je vanjskog i unutarnjeg, $L = L_e + L_i$. Pošto su tok, induktivitet i struja u torusu povezani pomoću relacije $\Phi_e = L_e I$ (Batygin i Topygin, 1962), induktivitet L_e trivijalno se dobiva iz toka Φ_e ako se stavi iznos struje $I = 1$. S druge strane, unutarnji induktivitet mora se odrediti iz energije poloidalnog magnetskog polja B_φ unutar torusa. Izračunati induktivitet normiran je s obzirom na struju $I = 1$ i veliki polumjer $R_T = 1$, stoga da bi se dobile prave vrijednosti induktiviteta L , potrebno ga je pomnožiti s odgovarajućom vrijednošću R_T . Za magnetski tok Φ množitelj iznosi IR_T , dok za magnetsko polje B jednak je IR_T^{-1} .

4.3.3.1. Izračun B_z u ishodištu O

Prije nego se numerički izračuna magnetsko polje proizvoljno debele strujne petlje okomito na xy -ravninu, označeno s $B_z(S_{xy})$, iz kojeg se dobiva vanjski tok Φ_e , pokazat ćemo i provjeriti da numerički račun daje dobre rezultate i za polje B_z u središtu O tanke strujne petlje. Polje u središtu tanke struje petlje ($r_T \ll R_T$), za koju vrijedi $R_T = 1$ m i $I = 1$ A, analitički se jednostavno izračunava i iznosi: $B_z(O) = \mu_0 I / 2R_T = \mu_0 / 2 = 2\pi \times 10^{-7}$ T $\approx 6.28 \times 10^{-7}$ T. Slika 4.17 prikazuje numerički dobivene vrijednosti $B_z(O)$ polja u ovisnosti



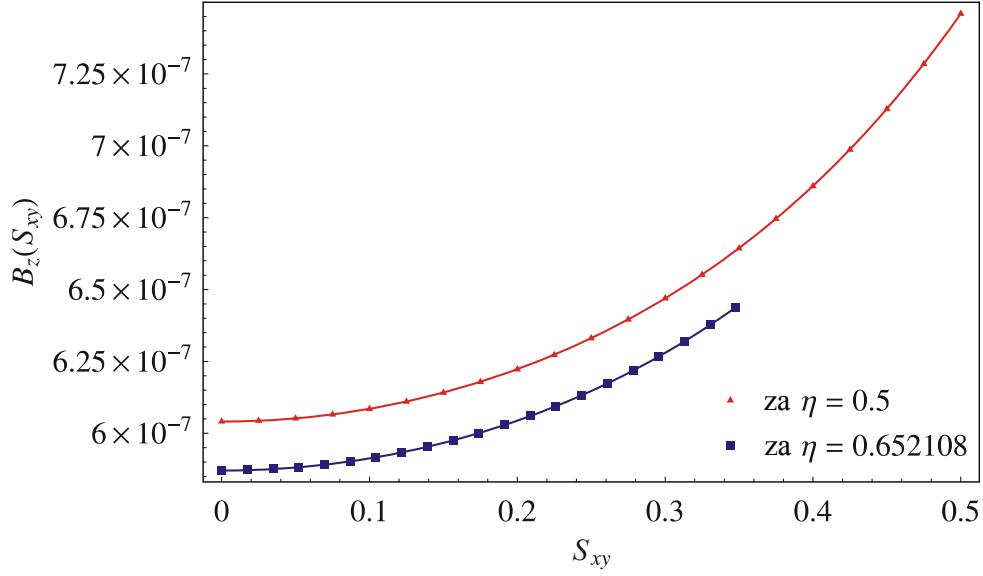
Slika 4.17.: Magnetsko polje u središtu O torusa: jakost komponente $|B_z|$ je prikazana kao funkcija omjera polumjera $\eta = r_T/R_T$ i to za tri prije definirane gustoće struje $j(r)$.

o omjeru $\eta = r_T/R_T$. Za $\eta \ll 1$ numerička vrijednost potpuno se podudara s analitičkom, i neovisna je o profilu gustoće struje $j(r)$ koja teče torusom.

4.3.3.2. Vanjski tok i vanjski induktivitet

Izračun vanjskog toka Φ_e zahtijeva izvrijednjavanje funkcije magnetskog polja $B_z(S_{xy})$ okomitog na xy -ravninu. Polje $B_z(S_{xy})$ u xy -ravnini i kružnoj plohi omeđenoj unutarnjim rubom torusa, odnosno unutar radijalnih vrijednosti $0 < S_{xy} < R_T - r_T$ dobiva se numeričkom integracijom. Simetričnost torusa pojednostavljuje i olakšava račun, te se za dani omjer $\eta = r_T/R_T$, funkcionalna ovisnost polja $B_z(S_{xy})$ o udaljenosti S_{xy} jednostavnije se može dobiti, prvo, izračunavanjem B_z za niz diskretnih vrijednosti S_{xy} , te prilagođavanjem odgovarajuće analitičke krivulje $B_z(S_{xy})$ izračunatim numeričkim podacima.

Udaljenost od središta torusa O do unutarnjeg ruba, $S_u = R_T - r_T$, podijelila se na N_d ekvidistantnih intervala. Za vrlo tanki torus, B_z naglo raste što smo bliže unutarnjem rubu torusa, pa se radi preciznijeg određivanja B_z pri rubu zadnji interval dijeli se na još manje dijelove. Podpodjela se ponavlja do d -tog stupnja i postupak se može sažeti u par koraka. Neka je ϵ_d duljina intervala d -te ($d \geq 1$) (pod)podjele, te se diskretna radijalna udaljenost $S_{xy}(d, i)$ određuju na sljedeći način:



Slika 4.18.: Dva primjera numeričkog izračunavanja $B_z(S_{xy})$ i prilagodbe krivulja na dobivene podatke pomoću jednadžbe (4.62).

$$\epsilon_0 := S_u, \quad (4.59)$$

$$\epsilon_d = \frac{\epsilon_{d-1}}{N_d}, \quad (4.60)$$

$$S_{xy}(d, i) = [S_u - \epsilon_{d-1}] + i\epsilon_d. \quad (4.61)$$

Indeksi u gornjim izrazima glase: $d = 1, 2, \dots$, a $i = 0, 1, \dots, N_d$. U prvom (glavnom) stupnju podjele uzima se da je $N_1 = 20$, dok za veće stupnjeve podpodjele broj ekvidistantnih intervala iznosi $N_{d>1} = 5$. Početna vrijednost radialne udaljenosti od središta torusa je $S_{xy}(1, 0) = 0$, a zadnja dodiruje unutarjni rub torusa, tj. $S_{xy}(d, N_d) = S_u$. Numeričkom integracijom iz jednadžbe (4.51) na diskretnim udaljenostima $S_{xy}(d, i)$ izračunava se vrijednost polja $B_z(S_{xy}(d, i))$.

Samo u slučaju vrlo tankih torusa ($\eta = 0.001985$ i 0.002113) potrebno je bilo izvršiti dodatne podpodjele zadnjeg intervala udaljenosti. Skup diskretnih udaljenosti za torus s omjerom $\eta = 0.0019846$ sastojao se od unije manjih podintervala $\{S_{xy}(i)\} = \bigcup_{d=1}^3 \{S_{xy}(d, i)\}$, dok za torus s $\eta = 0.00211302$ skup je sadržavao uniju $\{S_{xy}(i)\} = \bigcup_{d=1}^2 \{S_{xy}(d, i)\}$. Za ostale deblje toruse u razmatranju, dovoljna je bila samo glavna podjela ($d = 1$) ukupne udaljenosti do unutarnjeg ruba, tj. ekvidistantne vrijednosti iznosile su $S_{xy}(1, i) = S_u - i\epsilon_d$, $i = 0, 1, \dots, N_1$.

Numerički izračunatim i diskretnim vrijednostima magnetskog polja $B_z(S_{xy}(d, i))$ prilagođava se kontinuirana funkcija $B_z(S_{xy})$, pogodna za daljnju plošnu integraciju i određivanje magnetskog toka pomoću jednadžbe (4.64). Izbor kontinuirane krivulje za pril-

godbu je proizvoljan, međutim može se pretpostaviti da je krivulja slična obliku poznate analitičke funkcije za vrlo tanku struju petlju (Batygin i Topygin, 1962). U analitičkoj funkciji za vrlo tanku strujnu petlju pojavljuju se eliptički integrali prve $K(S_{xy})$ i druge vrste $E(S_{xy})$. Proizvoljna pretpostavka je da krivulja prilagodbe (debelog torusa) ponaša se kao linearna kombinacija ta dva eliptička integrala:

$$B_z(S_{xy}) = \alpha_0 + \sum_{k=1}^5 \left(\beta_k E^k(S_{xy}) + \gamma_k K^k(S_{xy}) \right). \quad (4.62)$$

Na slici 4.18 prikazane su ekvidistantne numeričke vrijednosti polja B_z i prilagođene krivulje $B_z(S_{xy})$ pomoću pretpostavke (4.62) za dva torusa različitih omjera polumjera: $\eta = 0.5$ i 0.652108 .

Za vrlo debele toruse ($\eta \geq 0.9$) pretpostavka (4.62) više nije dobra i bolje je koristiti jednostavnu kvadratičnu formu:

$$B_z(S_{xy}) = \sum_{k=0}^2 \alpha'_k S_{xy}^k. \quad (4.63)$$

Poznavanjem prilagođene kontinuirane krivulje $B_z(S_{xy})$, vanjski tok torusa različitih omjera $\eta = r_T/R_T$ određuje se plošnom integracijom:

$$\Phi_e = 2\pi \int_0^{R_T - r_T} B_z(S_{xy}) S_{xy} dS_{xy}. \quad (4.64)$$

Znači, dobiva se kako vanjski magnetski tok Φ_e , kroz plohu koju omeđuje unutarnji rub torusa, ovisi o omjeru torusnih polumjera $\eta = r_T/R_T$.

Izračunata je diskretna ovisnost $\Phi_e(\eta)$, na osnovu gustoću struje j_0 , i iscrtana u linearno-logaritamskoj skali za 200 različitih debljina torusa (označenih točkicama) na slici 4.19a. Ostali profili gustoća struje (j_c i j_1) su izostavljeni, jer njihove vrijednosti zanemarivo odstupaju od prikazanih.

Diskretnom uređenom paru vrijednosti omjera torusnih polumjera i pripadnog vanjskog toka, (η, Φ_e) , prilagodile su se dvije funkcije toka. Torusima manjih debljina, točnije za $\eta \lesssim 0.5$, prilagođava se funkcija toka oblika $\tilde{\Phi}_e^{(1)}(\eta) = -A \log(\eta) - B$. U gornjem desnom kutu slike 4.19a u linearnoj skali jasnije su prikazani podaci za $\eta \gtrsim 0.5$. Vidi se da kako $\eta \rightarrow 1$, tok teži k $\Phi_e \rightarrow 0$. U slučaju debljih torusa, kojima je $\eta \gtrsim 0.5$, bolje je odgovarala krivulju toka u obliku $\tilde{\Phi}_e^{(2)}(\eta) = c_1(1 - \eta)^{c_2}$. Metodom najmanjih kvadrata određuju se koeficijenti u izrazima $\tilde{\Phi}_e^{(1)}$ i $\tilde{\Phi}_e^{(2)}$.

Ukupni interval η -vrijednosti (i toka Φ_e) dijeli se na dva dijela: prvi dio obuhvaća $0.02 < \eta \lesssim 0.5$, dok drugi $\eta \gtrsim 0.5$. Kako bi se izbjegao diskontinuitet određuje se granična vrijednost η^* koja razdvaja ta dva područja i ovisi o strujnom profilu, tj. o j_c ,

Tablica 4.1.: Koeficijenti iz relacije (4.66) za izračun toka i/ili induktiviteta. $A^\circ = \mu_0$ i $B^\circ = 2$ su koeficijenti za vrlo tanki torus (strujnu petlju). Zadnja četiri retka prikazuju vrijednosti unutarnjeg toka i induktiviteta. Omjeri polumjera $\eta = r_T/R_T$ kada unutarnji tok ili induktivitet su izjednačeni i postaju veći od vanjskog, označeni su redom s $\eta(\Phi_e \leq \Phi_i)$ i $\eta(L_e \leq L_i)$.

	j_c	j_0	j_1
$A' [10^{-7} \text{Hm}^{-1}]$	(13.98 ± 0.02)	(13.93 ± 0.02)	(13.95 ± 0.02)
B'	(2.416 ± 0.004)	(2.404 ± 0.004)	(2.409 ± 0.004)
A'/A°	(1.113 ± 0.002)	(1.109 ± 0.002)	(1.110 ± 0.002)
B'/B°	(1.208 ± 0.002)	(1.202 ± 0.002)	(1.204 ± 0.002)
$c_1 [10^{-7} \text{Hm}^{-1}]$	(23.7 ± 0.01)	(23.5 ± 0.01)	(23.6 ± 0.01)
c_2	(2.227 ± 0.005)	(2.178 ± 0.005)	(2.197 ± 0.005)
η^*	0.485624	0.487365	0.486743
$\Phi_i/IR_T [10^{-7} \text{WbA}^{-1} \text{m}^{-1}]$	6.339206	10.019046	7.833740
$\eta(\Phi_e \leq \Phi_i)$	0.453015	0.347892	0.406853
$L_i/R_T [10^{-7} \text{Hm}^{-1}]$	3.172148 ($=\mu_0/4$)	6.485828 ($=\mu_0/2$)	4.826240
$\eta(L_e \leq L_i)$	0.593147	0.453015	0.515703

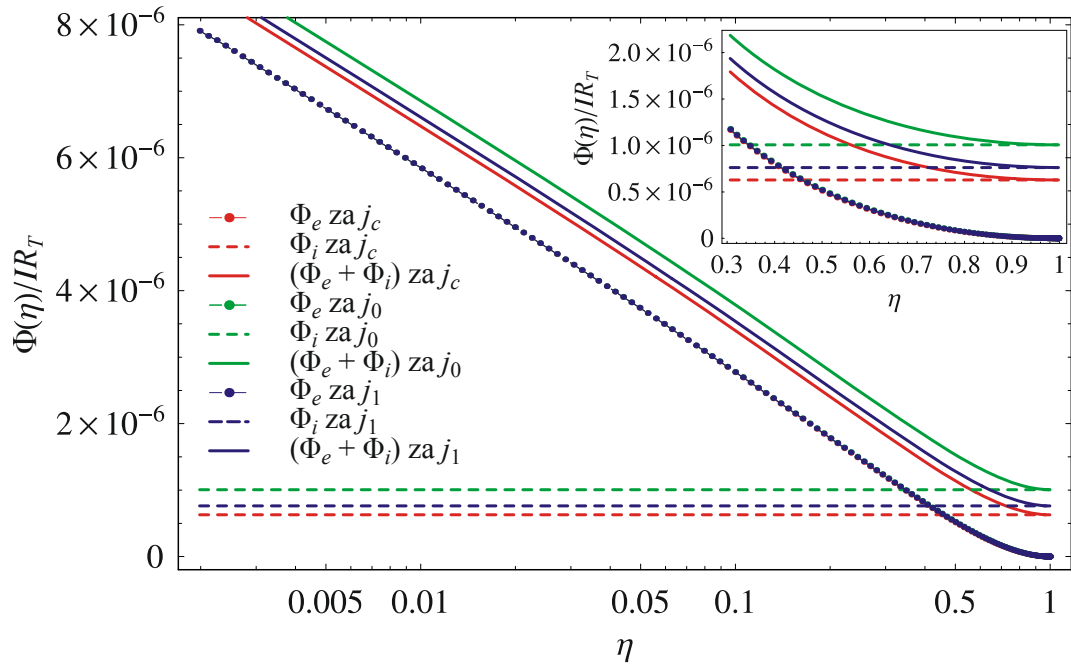
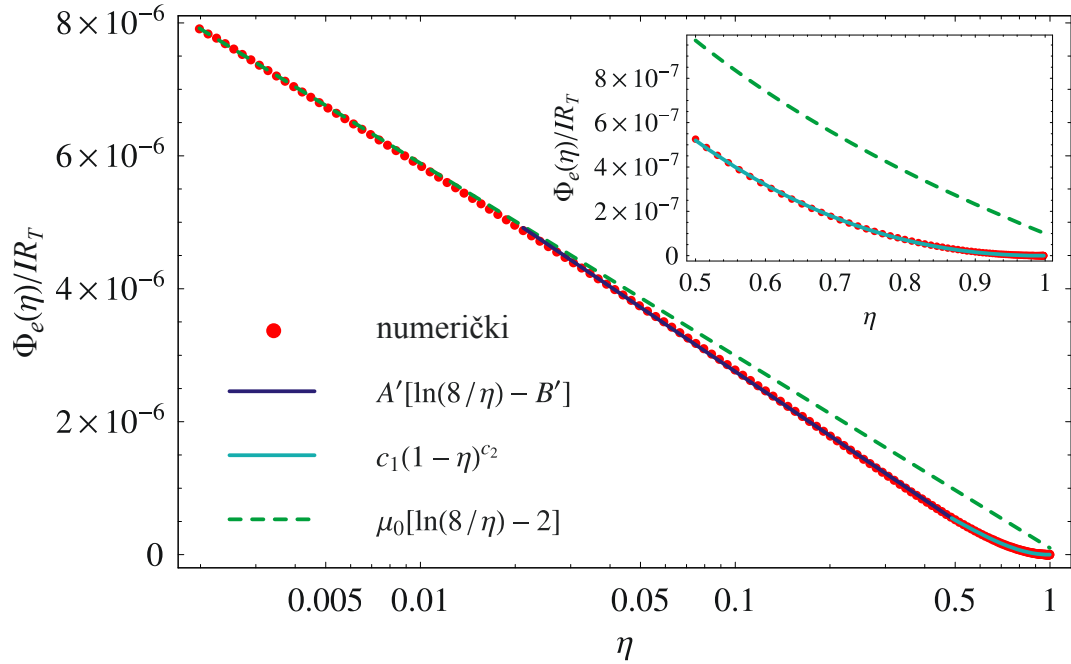
j_0 i j_1 . Sažetije se funkcija vanjskog toka za $\eta \in \langle 0.02, 1 \rangle$ može napisati (istovremeno i vanjskog induktiviteta $L_e(\eta)$, jer je $\Phi = IL$ (Batygin i Toptygin, 1962)):

$$\frac{\Phi_e(\eta)}{IR_T} = \frac{L_e(\eta)}{R_T} = \begin{cases} -A \log(\eta) - B, & \eta \leq \eta^* \\ c_1(1 - \eta)^{c_2}, & \eta > \eta^* \end{cases} \quad (4.65)$$

gdje su granične vrijednosti $\eta^* = 0.48562$, 0.48737 i 0.48674 za gustoće struje j_c , j_0 i j_1 . Gornji izraz bolje je napisati na način koji je sličan i usporediv analitičkom izrazu za vrlo tanku strujnu petlju $L_e^\circ(\eta)/R_T = \mu_0 [\ln(8/\eta) - 2]$ (Shafranov, 1966). Jednadžba (4.65) se preoblikuje u:

$$\frac{\Phi_e(\eta)}{IR_T} = \frac{L_e(\eta)}{R_T} = \begin{cases} A' \left[\ln\left(\frac{8}{\eta}\right) - B' \right], & \eta \leq \eta^* \\ c_1(1 - \eta)^{c_2}, & \eta > \eta^* \end{cases} \quad (4.66)$$

gdje su $A' = A/\ln 10$, $B' = \ln 8 + (B/A) \ln 10$. Koeficijenti A' , B' , c_1 i c_2 dani su u tablici 4.1 za svaki profil gustoće struje. U tablici 4.1 ispisane su i granične vrijednosti η^* , kao i omjeri koeficijenata A'/A° i B'/B° s obzirom na koeficijente tanke strujne petlje $A^\circ = \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{H m}^{-1}$ i $B^\circ = 2$ (gdje je $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{Vs}/(\text{A m})$ ili H/m ili N/A^2 magnetska permeabilnost vakuumu).



Slika 4.19.: Magnetski tok debelog torusa. U manjim sličicama uvećane su ovisnosti (u linearnoj skali) za vrlo debele toruse. (a) Vanjski tok Φ_e (odgovara i vanjskom induktivitetu L_e jer je $I = 1$) je prikazan kao funkcija torusnog omjera η u linearno-logaritamskoj skali, uz upotrebu gustoće struje $j(r) = j_0 \propto J_0(r)$. Točkice predstavljaju diskretne numerički izračunate vrijednosti za 200 torusnih vrijednosti η ; (b) Vanjski (Φ_e), unutarnji (Φ_i) i ukupni ($\Phi_e + \Phi_i$) tok za različite profile gustoća struja j_c , j_0 i j_1 .

4.3.3.3. Unutarnji i ukupni tok

Unutarnji tok se jednostavnije izračunava tako da se torus „izravna“ u cilindar polumjera r_T i duljine jednake opsegu torusa $2\pi R_T$. Poliodalno magnetsko polje ravnog cilindra, $B_\varphi(r)$, na udaljenosti r od njegove osi je:

$$B_\varphi(r) = \frac{\mu_0}{r} \int_0^r r' j(r') dr', \quad (4.67)$$

te tako unutarnji tok cilindra postaje:

$$\Phi_i = 2R_T\pi \int_0^{r_T} B_\varphi(r) dr. \quad (4.68)$$

Tok je određen profilom gustoće struje $j(r)$, a rezultati su prikazani na slici 4.19b zajedno s prethodno izračunatim vanjskim tokom. Ukupni tok, $\Phi = \Phi_e + \Phi_i$, je također prikazan za sva tri profila gustoće struje $j(r)$. Zanimljivo je primijetiti da unutarnji tok Φ_i ne ovisi o η .

Za konstantnu gustoću struje unutar torusa, $j(r) = j_c = \text{konst.}$, unutarnji tok može se analitički izračunati jer vrijedi $\Phi_{ic} = \mu_0 I R_T / 2$, te ako se uvrsti $I = 1 \text{ A}$ i $R_T = 1 \text{ m}$ dobiva se $\Phi_{ic} = 2\pi \times 10^{-7} \text{ Wb}$. U manjoj podslici 4.19b vidi se da Φ_i postaje veći od vanjskog toka Φ_e kada je vrijednost omjera torusnih polumjera približno $\eta(\Phi_e \leq \Phi_i) \gtrapprox 0.4$ i to za sve profile $j(r)$ strujnih gustoća (preciznije, $\eta(\Phi_e \leq \Phi_i) \geq 0.35, 0.41$ i 0.45 za j_0, j_1 i j_c). Konstantne vrijednosti unutarnjeg toka Φ_i ispisane su i u tablici 4.1 zajedno s vrijednostima $\eta(\Phi_e \leq \Phi_i)$ nakon kojih unutarnji tok Φ_i postaje veći od vanjskog Φ_e .

U slici 4.19b iscertan je ukupan tok, kao zbroj vanjskog i unutarnjeg, $\Phi = \Phi_e + \Phi_i$. Vidi se da za srednje debljine torusa ($0.3 \lesssim \eta \lesssim 0.5$), unutarnji i vanjski tok su približno istog reda veličine, dok za vrlo debele toruse unutarnji tok veći je od vanjskog.

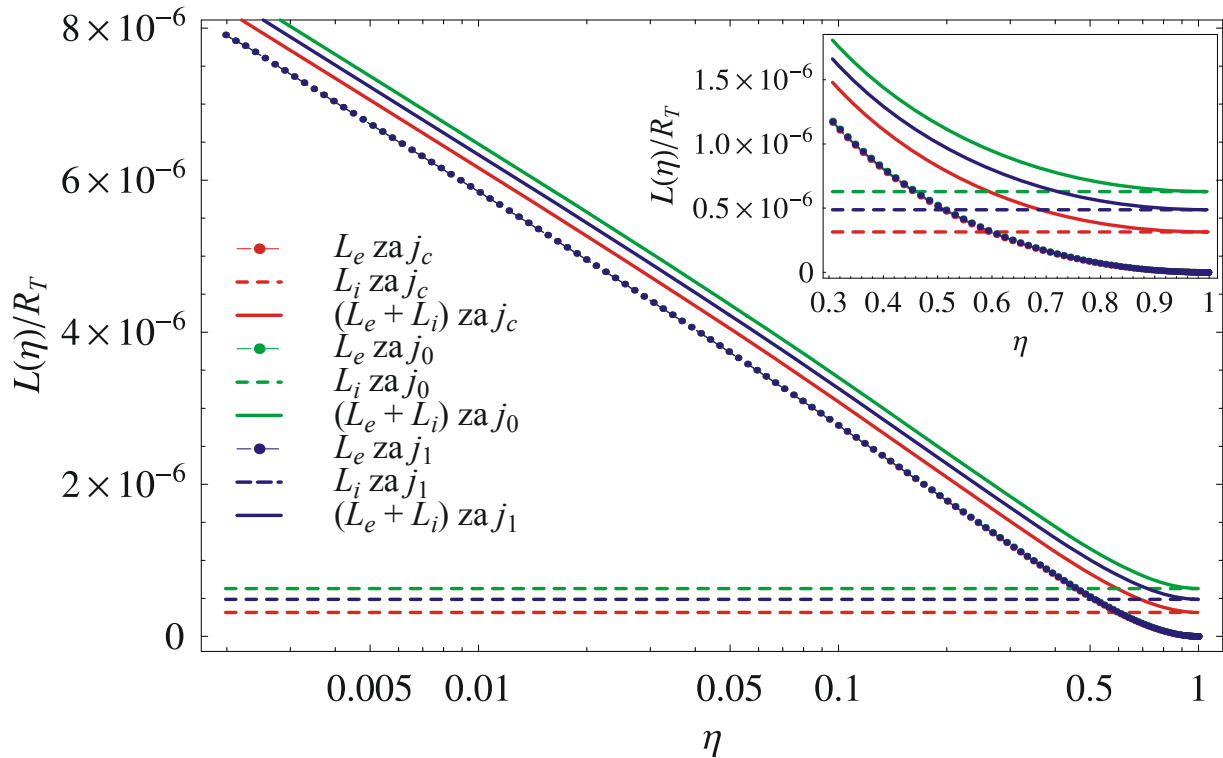
4.3.3.4. Unutarnji induktivitet

Unutarnji induktivitet L_i mora se izračunati na osnovu energije poloidalnog polja koja je sadržana u torusu:

$$W = \int_V \frac{B_\varphi^2}{2\mu_0} dV, \quad (4.69)$$

pri čemu se integracija vrši po volumenu torusa (Batygin i Toptygin, 1962). Induktivitet L_i izračunao se približno, uz pretpostavku da ne odstupa puno od induktiviteta ravnog cilindra. Vrijedi:

$$L_i = \frac{2W}{I^2} = \frac{1}{I^2} \frac{4\pi^2}{\mu_0} R_T \int_0^{r_T} r B_\varphi^2(r) dr \quad (4.70)$$



Slika 4.20.: Vanjski (L_e), unutarnji (L_i) i ukupni ($L_i + L_e$) induktivitet za tri profila gustoće struje j_c , j_0 i j_1 . Manja slika je u linearnoj skali i bolje prikazuje ovisnosti za velike vrijednosti η .

gdje je poloidalno polje B_φ dano jednadžbom (4.67). U torusnoj konfiguraciji magnetsko polje jače je na unutarnjem rubu torusa nego na vanjskom. Ovo *ad hoc* približenje možemo opravdati činjenicom da pri unutarnjem rubu torusa (gdje je polje B_φ jače i integracija se vrši po manjem volumenu) manje pridonosi ukupnoj volumnoj integraciji prilikom izvrijednjavanja induktiviteta L_i . S druge strane tamo gdje je polje slabije, integracija obuhvaća veći volumen, te se zapravo oboje svodi na integraciju po ravnom cilindru s radijalno simetričnim poloidalnim poljem B_φ .

Integrali u jednadžbama (4.67) i (4.70) izračunati su numerički za sve tri opcije gustoće struje $j(r)$. Na slici 4.20 prikazani su rezultati, a u tablici 4.1 pripadajući koeficijenti prilagođenih krivulja dobivenim podacima. Za slučajeve gustoća struja j_c i j_0 , unutarnji tok može se izračunati analitički. Analitički izrazi redom su: $L_{ic} = \mu_0 R_T / 4$ (Titov i Démoulin, 1999) i $L_{i0} = \mu_0 R_T / 2$ (Lin et al., 1998), te u tablici 4.1 ispisani su u zagradama ispod numerički izračunatih vrijednosti. Za razliku od vanjskog induktiviteta (L_e), unutarnji (L_i) ne ovisi o η . Ovisan je samo o obliku $j(r)$ gustoće struje koja teče torusom. U tablici 4.1 ispisane su vrijednosti $\eta(L_e \leq L_i)$ za tri profila struja, j_c , j_0 i j_1 , nakon kojih induktivitet L_i postaje veći od L_e .

4.3.4. Analiza rezultata

Na slici 4.21a prikazana je relativna razlika $[L_e^\circ - L_e^{(N)}]/L_e^{(N)}$ između analitički izračunatih L_e° vrijednosti za vrlo tanki torus i razlika $[\tilde{L}_e - L_e^{(N)}]/L_e^{(N)}$ između diskretnih $\tilde{L}_e$ vrijednosti, dobivenih prilagođenom krivuljom (4.66), s obzirom na numerički $L_e^{(N)}$ izračunate vanjske induktivitete za različite η . U slici 4.21b se nalaze omjeri ukupnih induktiviteta $\tilde{L}/L^{(N)}$ s obzirom na prilagođenu krivulju i podatke, te tankog torusa i podatke, $L^\circ/L^{(N)}$. Vidi se da za vrlo tanki torus (npr. za $\eta \lesssim 0.01$) analitički izraz bolje prati numeričke podatke od krivulje prilagodbe (4.66). Međutim, samo malim zadebljanjem torusa (već od $\eta \approx 0.02$) krivulja prilagodbe bolje slijedi podatke. Iznad vrijednosti $\eta \approx 0.1$ relativni omjer postaje $[L_e^\circ - L_e^{(N)}]/L_e^{(N)} > 10\%$, a pri $\eta \approx 0.55$ doseže čak $\approx 100\%$ i povećava se kako torus se zadebljava.

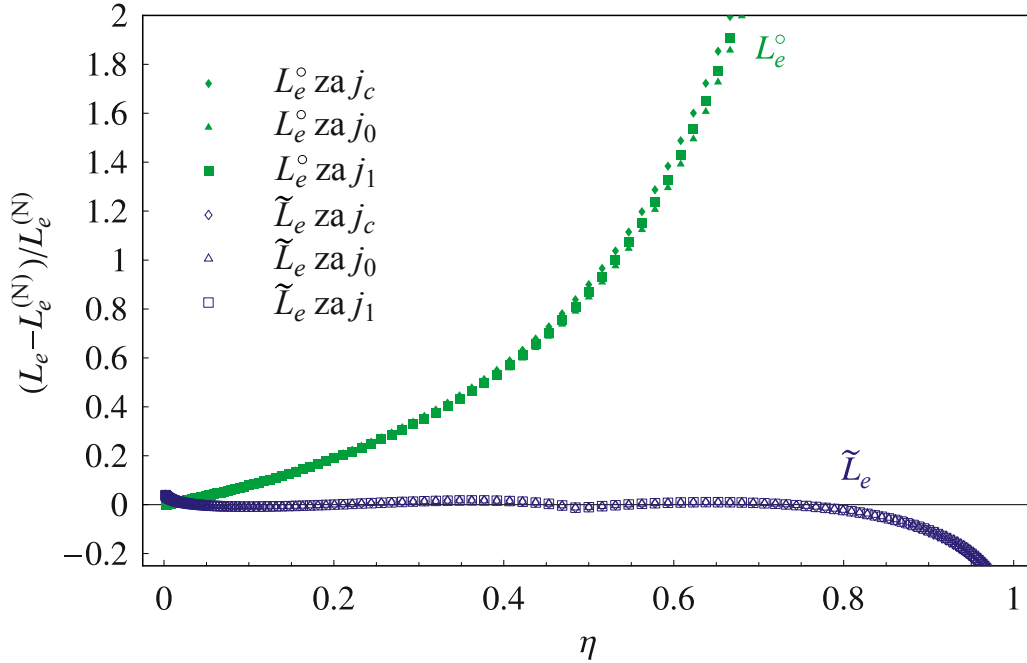
Nasuprot tomu, vrijednosti za $\tilde{L}_e$, izračunate izrazom (4.66), odstupaju unutar $\approx \pm 2\%$ od numerički izvrijednjenih podataka sve dok je $\eta \lesssim 0.8$. Relativna razlika smanjuje se na $[\tilde{L}_e - L_e^{(N)}]/L_e^{(N)} \approx -20\%$ pri $\eta \approx 0.95$. Međutim, unutarnji induktivitet L_i postaje puno veći od vanjskog L_e , već i za male vrijednosti od η , tako da nepouzdanost od L_e ne donosi veliku pogrešku u ukupnom induktivitetu L , što je i prikazano na slici 4.21b. Slika pokazuje da za $\eta \gtrsim 0.02$, ukupni induktivitet $L = L_e + L_i$, određen izrazom (4.66), odstupa manje od 1% od numerički dobivenih podataka, dok s druge strane izraz za ukupni induktivitet tankog torusa odstupa čak 80%.

Rezultati pokazuju da izraz za induktivitet tankog torusa značajno odstupa od numerički određenog već za $\eta \gtrsim 0.1$ (očito je sa slika 4.19b i 4.21b). Upotreba izraza za induktivitet tankog torusa u proučavanju torusnih nestabilnosti (Shafranov, 1966; Chen, 1996; Hansen i Bellan, 2001; Chen i Krall, 2003; Kliem i Török, 2006) očigledno nije odgovarajuća. U takvim situacijama bolje je koristiti numerički dobiven izraz (4.66) s koeficijentima A' i B' danim u tablici 4.1. U tablici 4.1 dana je usporedba, u obliku omjera A'/A° i B'/B° , koeficijenata dobivenih metodom najmanjih kvadrata (A' i B') i onih koji se nalaze u izrazu za tanki torus ($A^\circ = \mu_0$ i $B^\circ = 2$).

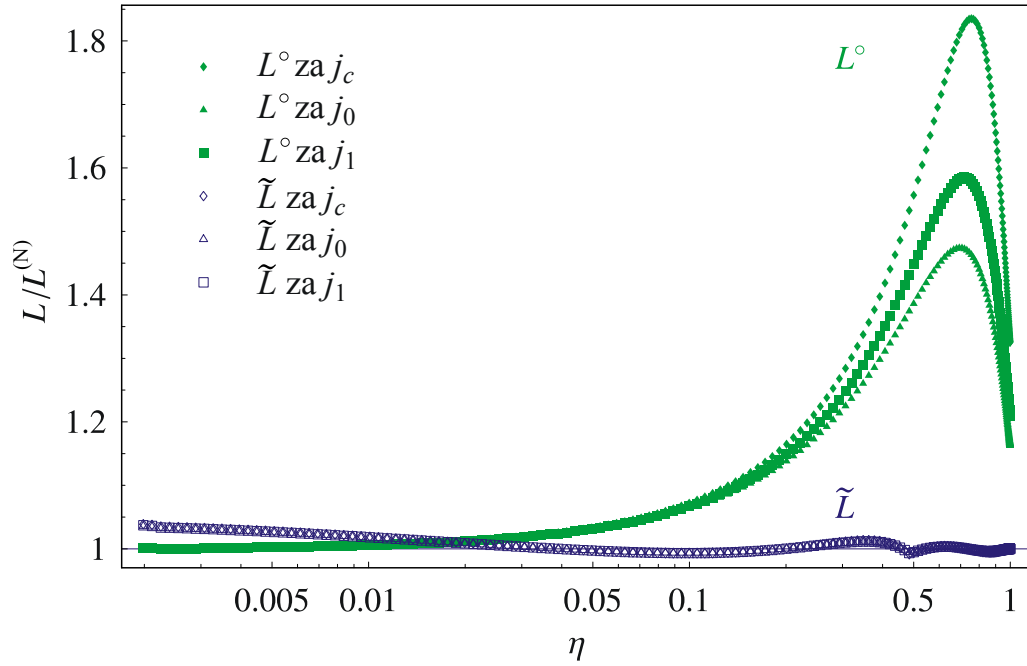
Ostali parametri, pogotovo vanjski tok, vrlo slabo ovise o radijalnom $j(r)$ profilu gustoće struje u torusu, izuzevši unutarnji tok Φ_i i vrijednost magnetskog polja u središtu (ishodištu O) torusa.

4.3.5. Proporcionalno rastezanje torusa u samouravnoteženom magnetskom polju

U većini situacija u Sunčevoj atmosferi tlak plazme i vanjske sile, kao što je npr. sila gravitacije, su zanemarive. U takvim uvjetima, u *stabilnom* stanju Lorentzova sila iščezava ($\mathbf{j} \times \mathbf{B} = \mathbf{0}$), što znači da je vektor gustoće struje usporedan s vektorom magnetskog polja.



(a) Relativna razlika induktiviteta.



(b) Omjeri ukupnih induktiviteta.

Slika 4.21.: Induktiviteti L_e^o i L^o za tanki torus su označeni i za tri profila gustoća struja j_c , j_0 i j_1 su redom označeni s $\blacklozenge$, $\blacktriangle$, $\blacksquare$. Slično, oznake $\diamond$, $\triangle$, $\square$ predstavljaju vrijednosti $\tilde{L}_e$ dobivene upotrebom jednadžbe (4.66). U ukupnom induktivitetu, $\tilde{L} = \tilde{L}_e + L_i$, vanjskom $\tilde{L}_e$ pridodan je unutarnji L_i iz jednadžbe (4.70). (a) Relativna razlika $[L_e^o - L_e^{(N)}]/L_e^{(N)}$ između analitički izračunatih L_e^o vrijednosti za vrlo tanki torus i razlika $[\tilde{L}_e - L_e^{(N)}]/L_e^{(N)}$ između diskretnih $\tilde{L}_e$ vrijednosti, dobivenih prilagođenom krivuljom (4.66), s obzirom na numerički $L_e^{(N)}$ izračunate vanjske induktivitete za različite η ; (b) Omjeri ukupnih induktiviteta $\tilde{L}/L^{(N)}$ s obzirom na prilagođenu krivulju i podatke, te tankog torusa i podatke, $L^o/L^{(N)}$.

Iz Ampèreovog zakona ($\mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B}/\mu$), slijedi da je polje $\mathbf{B}$ također kolinearno s vlastitom rotacijom ($\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$, pri čemu je α koeficijent proporcionalnosti i općenito je prostorno ovisan), te se govori o *samouravnoteženom magnetskom polju*.

Korona je visoko vodljiva ($\sigma \rightarrow \infty$, te koeficijent magnetske difuzivnosti $\eta = 1/(\sigma\mu) \rightarrow 0$), magnetsko polje je zamrznuto u plazmi, te je vanjski, unutarnji i ukupni magnetski tok sačuvan: $\Phi_e = konst.$, $\Phi_i = konst.$, $\Phi = \Phi_i + \Phi_e = konst.$ Iz jednadžbi (4.67) i (4.68) vidi se da je $\Phi_i \propto IR_T$. Ako je unutarnji tok sačuvan, tada:

$$I \propto \frac{1}{R_T}. \quad (4.71)$$

U odsutnosti rezistivnih procesa (tj. za slučajeve beskonačne vodljivosti) je $\Phi_e = konst.$, a kako općenito vrijedi $\Phi_e = L_e I$, znači da je vanjski induktivitet L_e obrnuto proporcionalan struji ($L_e \propto 1/I$), te uvrštavanjem izraza (4.71) ispada da je proporcionalan s R_T , tj.

$$L_e \propto R_T. \quad (4.72)$$

U jednadžbi (4.66) za vanjski induktivitet L_e nalazi se član $R_T \ln(R_T/r_T)$, a kako vrijedi proporcionalnost (4.72), član $\ln(R_T/r_T)$ mora biti konstantan. Ako je $\ln(R_T/r_T) = konst.$, tada je i $\eta = r_T/R_T = konst.$ To znači da se povećanjem velikog polumjera torusa R_T , istovremeno povećava i mali polumjer r_T . Bitno je naglasiti da opažanja međuplanetarnih koroninih izbačaja mase pokazuju da se oni doista šire na takav način (Bothmer i Schwenn, 1998, slika 14.).

4.4. Magnetsko uže

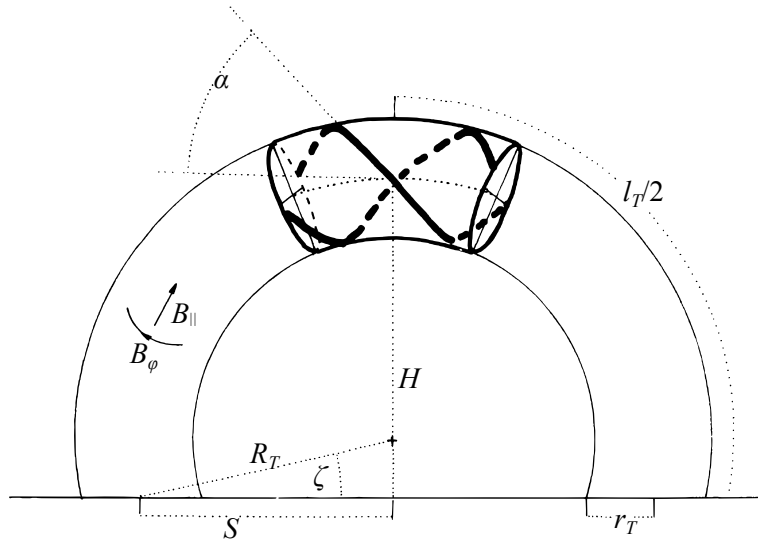
4.4.1. Geometrija

Koronin izbačaj modelira se debelom zakrivljenom cijevi magnetskog toka, kao što je prikazano na slici 4.22. Geometrija cijevi magnetskog toka, koju zovemo i magnetskim užetom zbog isprepletenosti magnetskih silnica, opisana je jednadžbama:

$$R_T(\zeta) := \frac{S}{\cos \zeta} \quad (4.73)$$

$$H(\zeta) := R_T(\zeta) (1 + \sin \zeta) = S \frac{1 + \sin \zeta}{\cos \zeta} \quad (4.74)$$

$$l_T(\zeta) := R_T(\zeta) (\pi + 2\zeta) = S \frac{\pi + 2\zeta}{\cos \zeta} \quad (4.75)$$



Slika 4.22.: Skica debele torusne magnetske cijevi (Vršnak, 1990).

Veliki polumjer torusa R_T normalizira se s obzirom na polurazmak S fiksiranih nožišta u tromoj fotosferi i označio se s $\tilde{R}_T(\zeta) = R_T(\zeta)/S$. Sve normalizirane veličine označene su s valovitom crticom iznad oznake, dok početne vrijednosti pri početnom kutu $\zeta = \zeta_0$ indeksirane nulom. Na primjer, normalizirana visina vrha toroidalnog užeta označena je s $\tilde{H}(\zeta) = H(\zeta)/S$, dok toroidalni luk koji izranja iz fotosfere označen s $\tilde{l}_T(\zeta) = l_T(\zeta)/S$, i sl. Sve geometrijske veličine jednostavno se izražavaju pomoću jedne veličine, tj. kuta otklona središta torusa od fotosfere, $\zeta \in \langle -\pi/2, \pi/2 \rangle$. Ponekad će se taj kut nazivati deklinacijskim kutem.

4.4.2. Magnetska konfiguracija

U ovoj konfiguraciji magnetskog užeta koriste se jednadžbe za samouravnoteženo magnetsko polje koje se dobiva usukavanjem i zakrivljavanjem ravnog cilindarskog magnetskog ustrojstva polumjera r_c i duljine l_c . Radi jednostavnosti pretpostavimo da je početno ustrojstvo opisano uzdužnim magnetskim poljem i raspisano u sustavu s radijalnom ($\hat{\mathbf{r}}$), poloidalnom ($\hat{\varphi}$) i azimutalnom ($\hat{\vartheta}$) koordinatom: $\mathbf{B} = B_{||}\hat{\vartheta} = [0, 0, B_{||}]$. Uniformnim usukavanjem (engl. „unifom twisting“) takve magnetske konfiguracije dobiva se helikoidalno magnetsko polje s N namotaja magnetskih silnica na duljini l_c . Omjer poloidalne i uzdužne (azimutalne) komponente u helikoidalnom polju iznosi:

$$\frac{B_{\varphi}}{B_{||}} = \frac{r \partial \varphi}{\partial l} = \frac{N 2\pi r}{l_c} = br. \quad (4.76)$$

Komponente magnetskog polja ovise samo o radijalnoj udaljenosti r . Polje nema radijalnu komponentu ($B_r = 0$), te je oblika $\mathbf{B} = [0, B_{\varphi}, B_{||}]$.

Struktura je uravnotežena ako Lorentzova sila iščezava, $\mathbf{F}_L = \mathbf{0}$:

$$\mathbf{F}_L = \mathbf{j} \times \mathbf{B} = [B_{||}j_\varphi - B_\varphi j_{||}, 0, 0] = \mathbf{0}. \quad (4.77)$$

Gustoća struje može se izraziti samo preko polja upotrebom Ampère-ovog zakona:

$$\mathbf{j} = [j_r, j_\varphi, j_{||}] = \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \mathbf{B}) = \frac{1}{\mu_0} \left[0, -\frac{\partial B_{||}}{\partial r}, \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\varphi) \right] \quad (4.78)$$

pri čemu koristio općeniti izraz za rotaciju magnetskog polja u cilindričnim koordinatama:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \left[\frac{1}{r} \frac{\partial B_{||}}{\partial \varphi} - \frac{\partial B_\varphi}{\partial l}, \frac{\partial B_r}{\partial l} - \frac{\partial B_{||}}{\partial r}, \frac{1}{r} \left(\frac{\partial}{\partial r} (r B_\varphi) - \frac{\partial B_r}{\partial \varphi} \right) \right]. \quad (4.79)$$

Tako iz (4.77) i (4.78) dobivamo:

$$B_{||} \frac{\partial B_{||}}{\partial r} + B_\varphi \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r B_\varphi) = 0. \quad (4.80)$$

Ako se uzme u obzir jednađžba (4.76) i $B_\varphi = br B_{||}$, gornja jednađžba pojednostavljuje se u:

$$\frac{d}{dr} [(b^2 r^2 + 1) B_{||}] = 0. \quad (4.81)$$

Iz jednađžbe slijedi da je $(b^2 r^2 + 1) B_{||} = konst. = B_0$ i helikoidalno polje je oblika:

$$B_{||}(r) = \frac{B_0}{b^2 r^2 + 1}, \quad (4.82)$$

$$B_\varphi(r) = \frac{B_0 b r}{b^2 r^2 + 1}. \quad (4.83)$$

Helikoidalno magnetsko polje može se izraziti uvrštavanjem normalizirane bezdimenzi-
onalne radijalne udaljenosti od uzdužne toroidalne osi, $\tilde{r} := r/r_T$:

$$B_{||}(\tilde{r}) = \frac{B_0}{X^2 \tilde{r}^2 + 1}, \quad (4.84)$$

$$B_\varphi(\tilde{r}) = B_{||}(\tilde{r}) X \tilde{r} = \frac{B_0 X \tilde{r}}{X^2 \tilde{r}^2 + 1}. \quad (4.85)$$

Uvedena je nova normalizirana konstanta $X = br_T$ i za koju vrijedi:

$$\frac{B_\varphi(\tilde{r})}{B_{||}(\tilde{r})} = X \tilde{r}. \quad (4.86)$$

Omjer poloidalne i azimutalne komponente magnetskog polja definira kut uspona helikoide

4. Inicijacija i dinamika koroninih izbačaja

(engl. „pitch angle“) α :

$$\tan \alpha(\tilde{r}) = \frac{B_\varphi(\tilde{r})}{B_\parallel(\tilde{r})} = \frac{\tilde{r} \partial \varphi}{\partial l} \quad (4.87)$$

gdje ∂l označava infinitezimalnu uzdužnu (ili azimutalnu) duljinu koja se mijenja infinitezimalnom promjenom kuta „namota“ poloidalne silnice $\partial \varphi$. Kut $\alpha(\tilde{r}) = \arctan(X\tilde{r})$ se smanjuje kako se približavamo uzdužnoj osi torusa. Konstanta X najlakše se određuje iz vrijednosti komponenta polja na rubu torusa, kada je $r = r_T$ (ili u normiranim jedinicama je $\tilde{r} = 1$):

$$X := \frac{B_\varphi(\tilde{r} = 1)}{B_\parallel(\tilde{r} = 1)} = \text{konst.} \quad (4.88)$$

Konstantu B_0 određujemo pomoću ukupne struje I koja teče uzdužnom osi torusa i Ampère-ovog zakona:

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{B} &= \mu_0 \mathbf{j}, \\ \oint_C \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} &= \mu_0 \int_{S(C)} \mathbf{j} \cdot d\mathbf{a} = \mu_0 I. \end{aligned} \quad (4.89)$$

Linijskim integriranjem poloidalnog polja po rubu torusa, odnosno po kružnici polumjera r_T , nalazimo:

$$I = \frac{1}{\mu_0} \oint_C B_\varphi(r_T) ds = \frac{2\pi r_T}{\mu_0} B_\varphi(\tilde{r} = 1) = \frac{2\pi r_T}{\mu_0} \frac{B_0 X}{X^2 + 1}, \quad (4.90)$$

$$B_0 = \frac{\mu_0}{2\pi} \left(b + \frac{1}{br_T^2} \right) I = \frac{\mu_0}{2\pi r_T} \left(X + \frac{1}{X} \right) I, \quad (4.91)$$

uz upotrebu izraza (4.85) za $B_\varphi(\tilde{r})$ na rubu torusa pri kojem je $\tilde{r} = 1$. Iz jednadžbi (4.84) i (4.85) se vidi da apsolutna vrijednost (jakost) ukupnog vektora magnetskog polja opada s udaljenošću r (ili $\tilde{r}$) od uzdužne osi torusa: $B = |\mathbf{B}| = \sqrt{B_\varphi^2 + B_\parallel^2} = B_0 / \sqrt{X^2 \tilde{r}^2 + 1} = B_0 / \sqrt{b^2 r^2 + 1}$.

Uvrštavanjem izraza (4.91) u izraz za uzdužnu komponentu magnetskog polja (4.84), uzdužno polje postaje ovisno o struji I :

$$B_\parallel(r) = \frac{\mu_0}{2\pi} \left(b + \frac{1}{br_T^2} \right) \frac{I}{b^2 r^2 + 1}, \quad (4.92)$$

$$B_\parallel(\tilde{r}) = \frac{\mu_0}{2\pi r_T} \left(X + \frac{1}{X} \right) \frac{I}{X^2 \tilde{r}^2 + 1}. \quad (4.93)$$

Uvrštavanjem istog izraza (4.91) u (4.85) dobivamo poloidalnu komponentu (4.85) ovisnu

o struji I :

$$B_\varphi(r) = \frac{\mu_0}{2\pi} \left(b + \frac{1}{br_T^2} \right) \frac{I}{br + \frac{1}{br}}, \quad (4.94)$$

$$B_\varphi(\tilde{r}) = \frac{\mu_0}{2\pi r_T} \left(X + \frac{1}{X} \right) \frac{I}{X\tilde{r} + \frac{1}{X\tilde{r}}}. \quad (4.95)$$

4.4.3. Unutarnji uzdužni tok, $\Phi_{||}$

Uzdužni ili toroidalni unutarnji tok glasi:

$$\begin{aligned} \Phi_{||} &= \int_0^{r_T} \int_0^{2\pi} B_{||}(r) r d\varphi dr = 2\pi \int_0^1 B_{||}(\tilde{r}) r_T \tilde{r} d(r_T \tilde{r}) = \\ &= 2\pi r_T^2 \int_0^1 \frac{B_0}{X^2 \tilde{r}^2 + 1} \tilde{r} d\tilde{r} = 2\pi r_T^2 B_0 \int_0^1 \frac{\tilde{r} d\tilde{r}}{X^2 \tilde{r}^2 + 1}. \end{aligned}$$

Uvodimo sljedeću supstituciju: $k = X^2 \tilde{r}^2 + 1$, iz čega slijedi $dk = 2X^2 \tilde{r} d\tilde{r}$ i $\tilde{r} d\tilde{r} = \frac{dk}{2X^2}$, tada granice integracije postaju: $k_1 = 1$ i $k_2 = X^2 + 1$, te uvrštavanjem supstitucija i novih granica integracije u jednadžbu za tok, slijedi:

$$\begin{aligned} \Phi_{||} &= 2\pi r_T^2 B_0 \int_1^{X^2+1} \frac{dk}{2X^2 k} = \frac{\pi r_T^2 B_0}{X^2} \ln k \Big|_1^{X^2+1} = \\ &= \pi r_T^2 B_0 \frac{\ln(X^2 + 1)}{X^2}. \end{aligned}$$

Vidi se da je unutarnji toroidalni (azimutalni ili uzdužni) tok dan umnoškom površine poprečnog presjeka torusa, πr_T^2 , i konstantnog magnetskog polja B_0 skaliranog s obzirom na njegovu „helikoidalnost“ $\ln(X^2 + 1)/X^2$. Upotrebom konstante B_0 uzdužni tok postaje:

$$\Phi_{||} = \pi r_T^2 \frac{\mu_0 I}{2\pi r_T} \left(X + \frac{1}{X} \right) \frac{\ln(X^2 + 1)}{X^2} = \frac{1}{2} \frac{\mu_0 r_T I}{X} \left(1 + \frac{1}{X^2} \right) \ln(1 + X^2) \quad (4.96)$$

ili u sažetom obliku:

$$\Phi_{||} = \frac{\mu_0}{2} \frac{f(X)}{X} I r_T, \quad (4.97)$$

$$f(X) := \left(1 + \frac{1}{X^2} \right) \ln(1 + X^2). \quad (4.98)$$

Naravno, ako modeliramo koronin izbačaj u obliku cijevi magnetskog toka, izbačaj je opisan uvjetom (što proizlazi iz same definicije cijevi magnetskog toka) da azimutalni tok mora biti sačuvan: $\Phi_{||} = konst.$

4.4.4. Unutarnji poloidalni tok, Φ_φ

Unutarnji poloidalni tok računa se pomoću:

$$\Phi_\varphi = \int_0^{l_T} \int_0^{r_T} B_\varphi(r) dl dr = \int_0^{l_T} \int_0^{r_T} B_\varphi(r) dl dr. \quad (4.99)$$

Nadalje, upotrebom jednadžbe (4.85) slijedi:

$$\begin{aligned} \Phi_\varphi &= l_T \int_0^1 \frac{B_0 X \tilde{r}}{X^2 \tilde{r}^2 + 1} d(r_T \tilde{r}) = \\ &= B_0 X r_T l_T \int_0^1 \frac{\tilde{r} d\tilde{r}}{X^2 \tilde{r}^2 + 1}, \end{aligned} \quad (4.100)$$

uvodi se supstitucija: $k = X^2 \tilde{r}^2 + 1$, čime je $\tilde{r} d\tilde{r} = \frac{dk}{2X^2}$, a granice integracije su: $k_1 = 1$, $k_2 = X^2 + 1$. Znači:

$$\begin{aligned} \Phi_\varphi &= B_0 X r_T l_T \int_1^{X^2+1} \frac{dk}{2X^2 k} = \frac{1}{2} r_T l_T B_0 \frac{\ln(1 + X^2)}{X}, \\ \Phi_\varphi &= \frac{\mu_0}{4\pi} f(X) I l_T, \end{aligned} \quad (4.101)$$

gdje je upotrijebljena prethodno definirana funkcija $f(X)$ iz izraza (4.98).

U početnoj fazi dinamika koroninog izbačaja ovisi o unutarnjem Φ_φ i vanjskom Φ_e magnetskom toku kroz uzdužni torusni presjek. Sačuvanje tokova stvara povratnu silu prema ravnotežnom položaju, dok svaka vanjska promjena toka doprinosi nestabilnosti strukture. Iz toga proizlazi da prilikom proučavanja uvjeta nastanka nestabilnosti i početka erupcije bitno je usredotočiti se na uzroke promjena magnetskih tokova, a održavanje stabilnosti nalaže očuvanje poloidalnog i vanjskog toka: $\Phi_\varphi = konst.$, $\Phi_e = konst.$

4.4.5. Vanjski induktivitet i tok

Vanjski tok Φ_e može se izraziti primjenom numerički određenog vanjskog induktiviteta (4.66) za bilo koju debljinu torusa (Žic et al., 2007). Prema numerički određenoj jednadžbi (4.66) vidi se da je vanjski samoinduktivitet, L_e , jednak umnošku velikog polumjera torusa, R_T , i funkcije koja samo ovisi o torusnim omjerima polumjera, $\eta = r_T/R_T$, odnosno $L_e \propto R_T f(\eta)$. Opažanja pokazuju da se koronini izbačaji samosuglasno ili „proporcionalno šire“, što znači da im se mali i veliki polumjeri njihove toroidalne strukture proporcionalno povećavaju ili jednostavno rečeno da im je $\eta = konst.$, pa i $f(\eta) = konst.$ Istovremeno se zapaža da je izbačajima sačuvan vanjski tok Φ_e . Iz toga slijedi $\Phi_e = I L_e = I R_T f(\eta) = konst.$, te je $I \propto 1/R_T$.

Nedostatak narednog izvoda sastoji se od toga što će se upotrijebiti samoinduktivitet

za *cijeli* torus (određen kao omjer vanjskog toka Φ_e i struje I koja prolazi cijelim opsegom torusa), a ne za njegov isječak kako nalaže model. U početnom trenutku torusni model se postavlja tako da mu samo polovica izranja iznad fotosfere, što je u suglasnosti s opažaćkim činjenicama. U tom početnom trenutku model je najviše „narušen“ upotrebom induktiviteta (i ostalih izraza) za cijeli torus. Evolucijom i uzdizanjem toroidalnog sistema iznad fotosfere, toroidalnoj strukturi se povećava luk, a time i modelu točnost. Navedeni nedostatak ili nepreciznost je „poboljšana“, a izraz za induktivitet cijelog torusa sve bolje opisuje sistem. Kada torus potpuno izroni iz fotosfere, odnosno kada duboko zadire u međuplanetarni prostor, luk toroidalne strukture počinje zatvarati cijeli opseg i izvedeni izrazi najbolje opisuju modeliran koronin izbačaj. Nadalje, Garren i Chen (1994) pokazali su da sila na vrhu strujne petlje (koja općenito nastoji razvući petlju konstantnog malog polumjera kako bi minimizirala magnetsku energiju) je približno neovisna o tome da li je petlja potpuno zatvorena ili tvori samo segment iznad fotosfere. S druge strane, procjena induktiviteta za općenitu petlju opsega C i malog poprečnog polumjera r_T glasi (Jackson, 1999, jed. (5.158)):

$$L_e \approx \frac{\mu_0}{4\pi} C \left[\ln \left(\frac{\xi A}{r_T^2} \right) + \frac{l_i}{2} \right]. \quad (4.102)$$

Površina koju ta petlja obuhvaća označena je s A , a konstantni parametri ξ , l_i ovise o obliku petlje, unutarnjoj raspodjeli struje i unutarnjem induktivitetu. U našem konkretnom slučaju omjer r_T/R_T je konstantan, što znači da samoinduktivitet ovisi samo o opsegu C , tj. $L_e \propto C$, ili konkretno luku l_T koji izviruje iznad fotosfere. Utjecaj razmaka nožišta $2S$ u vanjskom induktivitetu može se zanemariti s obzirom da je luk postaje puno veći u kasnijoj evoluciji sistema. Znači,

$$L_e \propto l_T. \quad (4.103)$$

Vanjski tok je konstantan, $\Phi_e = I L_e \propto I l_T$, pa slijedi:

$$I \propto \frac{1}{l_T}. \quad (4.104)$$

U modelu je moguće pridodati rekonekcijski proces koji u nekom trenutku (čak i u početnom) „upumpava“ dodatni magnetski tok, $\Delta\Phi_e = \Delta I L_e$, u sistem, te pospješuje njegovu nestabilnost i/ili ubrzava evoluciju. Konstantu proporcionalnosti, $\lambda = L_e/l_T = konst.$, između samoinduktiviteta i luka torusne magnetske cijevi (jer je $\eta = konst.$), bolje je zamijeniti pomoću inducirane struje ΔI nastale dodatnim magnetskim tokom.

Jednadžba za ukupnu struju dobiva se sljedećim postupkom:

$$\begin{aligned}\Phi_e &= konst. + \Delta\Phi_e \\ I \lambda l_T &= konst. + \Delta\Phi_e \\ I(\zeta, t) &= \frac{1}{l_T} \left(konst. + \frac{\Delta\Phi_e}{\lambda} \right) = \frac{konst.}{l_T(\zeta)} + \Delta I(t).\end{aligned}\tag{4.105}$$

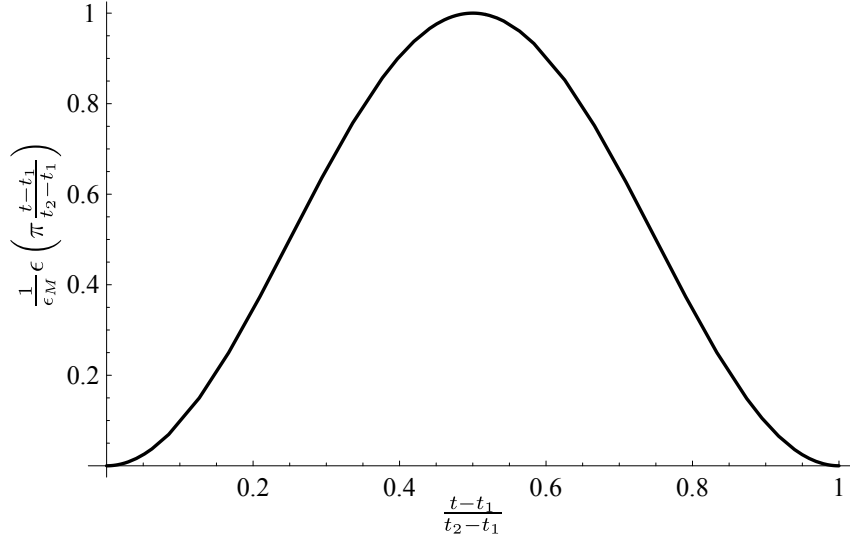
Proizvoljna pretpostavka je da dodatni magnetski tok postupno pritječe u sistem od trenutka t_1 do t_2 . Tok inducira struju ΔI u torusu, koja polako raste do određene vrijednosti, te nakon toga polagano počinje opadati i nestaje u trenutku t_2 . Oblik vremenske funkcionalne ovisnosti inducirane struje $\Delta I(t)$ je proizvoljan, pa se može uzeti oblik $\Delta I(t) = \epsilon(t)I_0$ u kojem je definirana $\epsilon(t)$ „funkcija pojačanja“ struje I_0 (slika 4.23):

$$\epsilon(t) := \begin{cases} \epsilon_M \sin^2 \left(\pi \frac{t-t_1}{t_2-t_1} \right), & t_1 < t < t_2 \\ 0, & \text{za ostale vrijednosti } t \end{cases}\tag{4.106}$$

U trenutku kada funkcija pojačanja poprimi maksimalnu vrijednost ϵ_M u sistem ulazi maksimalni tok $\max(\Delta\Phi_e)$ i inducira se maksimalna dodatna struja $\max(\Delta I)$. U modelu je ϵ_M proizvoljan parametar i određen je jedino opažajkim ograničenjima Jing et al. (2005); Maričić et al. (2007); Miklenic et al. (2009); Temmer et al. (2010). Npr. u opravdanje pritjecanja rekonekcijskog toka $\Delta\Phi_e$ svjedoči pojava bljeska koja traje od $t_2 - t_1 \approx 10$ min do nekoliko sati. Temmer et al. (2010) su pokazali da maksimum akceleracijske $a(t)$ krivulje izbačaja u početnoj inicijacijskoj fazi poklapa se s maksimumom krivulje intenziteta bljeska. Kako se magnetska struktura uzdiže, prelazeći iz nižeg u više kvazi-stacionarno stanje, stvara se strujna ploha ispod ustrojstva u kojoj, ako je dovoljno „tanka“ (tj. omjera debljine i duljine, $d/l \lesssim 1/10$), započinje rekonekcijski proces (Ugai, 1987; Vršnak et al., 2003). Rekonekcijskim procesom slabi se tenzija magnetskog polja (koja se opire uzdizanju) i pritječe dodatni poloidalni magnetski tok u sistem, inducira se dodatna toroidalna struja i pospješuje se erupcija.

Kod izbačaja bez zapaženog pratećeg bljeska stvaraju se post-eruptivne magnetske arkade isto kao posljedica magnetskog prespajanja. Očigledno je prespajanje odgovorno za nastanak i intenzitet akceleracijske faze izbačaja. Mjerenjem širenja dvovlaknastog bljeska i fotosferskog magnetskog polja može se odrediti brzina rekonekcijskog magnetskog pritoka ($d\Phi_e/dt$) i pokazuje se da je ona usko povezana s intenzivnošću akceleracijske faze izbačaja (Vršnak et al., 2003; Vršnak, 2008).

S druge strane, Chen i Kunkel (2010) mišljenja su da dodatni magnetski pritok stvara fotosfersko plazmeno gibanje uvijajući usidrena nožišta magnetskog užeta. Međutim, gubitak ravnoteže na taj način može se ostvariti jedino jakim uvijanjem nožišta, ako je



Slika 4.23.: Na slici je prikazana modelirana funkcija pojačanja $\epsilon(\zeta)$ struje I_0 . Zbog dodatnog magnetskog toka $\Delta\Phi_e$ inducira se struja $\Delta I(\zeta) = \epsilon(\zeta)I_0$.

magnetsko polje jako i inducirana struja velika. Tako velike vrijednosti polja i struje se ne opažaju u fotosferi, a niti se zapaža jako vrtloženje fotosferske plazme u nožištima (van Driel-Gesztelyi et al., 2003).

Modelom magnetskog užeta potvrditi i pokazat će se da bez prisustva rekonekcije moguće je ostvariti gubitak ravnoteže samo za ekstremno velike vrijednosti struje I_0 koja teče duž toroidalne osi (poglavlje 4.4.9, slika 4.28).

4.4.6. Konstantnost namotaja poloidalne magnetske silnice

Zbog usidrenosti nožišta torusa početni broj namotaja poloidalne magnetske silnice omotane oko torusa je očuvan tijekom njegove evolucije, odnosno mora biti $N = konst.$ Iz definicije (4.76) i normiranja $X = br_T$ slijedi:

$$\frac{Xl_T}{r_T} = 2\pi N = konst. \quad (4.107)$$

Nadalje, ako se promotri omjer tokova:

$$\frac{\Phi_\varphi}{\Phi_{||}} = \frac{\frac{\mu_0}{4\pi} f(X) Il_T}{\frac{\mu_0}{2} \frac{f(X)}{X} I r_T} = \frac{Xl_T}{2\pi r_T} = konst. \quad (4.108)$$

dobiva se upravo traženo očuvanje broja namota, odnosno broj namota će biti sačuvan ako i samo ako je omjer poloidalnog i uzdužnog unutarnjeg magnetskog toka konstantan.

4.4.7. Svojstva magnetskog užeta

Magnetsko uže određeno je svojom geometrijom, strujom koja njime teče i magnetskim ustrojem. Potrebno je odrediti kako se struja i magnetska konfiguracija mijenja s geometrijom magnetskog užeta, odnosno kuta ζ . Početno ustrojstvo užeta zadano je kutem ζ_0 , uvijek konstantnim omjerom toroidalnih polumjera $\eta = r_T(\zeta)/R_T(\zeta) = konst.$, strujom $I_0 = I(\zeta_0)$ i omjerom poloidalne i uzdužne (toroidalne) komponente magnetskog polja na rubu torusa, $X_0 = X(\zeta_0)$. Struja I (ako proces magnetskog prespajanja nije prisutan) i magnetska „usukanost“ X mijenjaju se promjenom geometrije torusa. Iz očuvanja vanjskog toka, jednadžbe (4.105), slijedi:

$$I(\zeta, t) = I_0 \left[\frac{C_1}{l_T(\zeta)} + \epsilon(t) \right] \quad (4.109)$$

gdje je konstanta $C_1 = l_T(\zeta_0) [1 - \epsilon(0)] = l_{T0}(1 - \epsilon_0)$, određena iz početnog uvjeta, a magnetski prtok stvara induciranu struju $\Delta I(\zeta) = \epsilon_0(t)I_0$ koja je proizvoljno modelirana.

Sljedeća jednadžba odnosi se na ponašanje magnetske „usukanosti“ $X(\zeta)$. Iz razmatranja omjera tokova (4.108), gdje se zahtijevalo da „omotanost“ poloidalne silnice bude konstantna (4.107), dobiva se:

$$X(\zeta) = X_0 \frac{C_2 R_T(\zeta)}{l_T(\zeta)}. \quad (4.110)$$

Konstanta $C_2 = l_T(\zeta_0)/R_T(\zeta_0) = l_{T0}/R_{T0}$ također je određena iz početne konfiguracije.

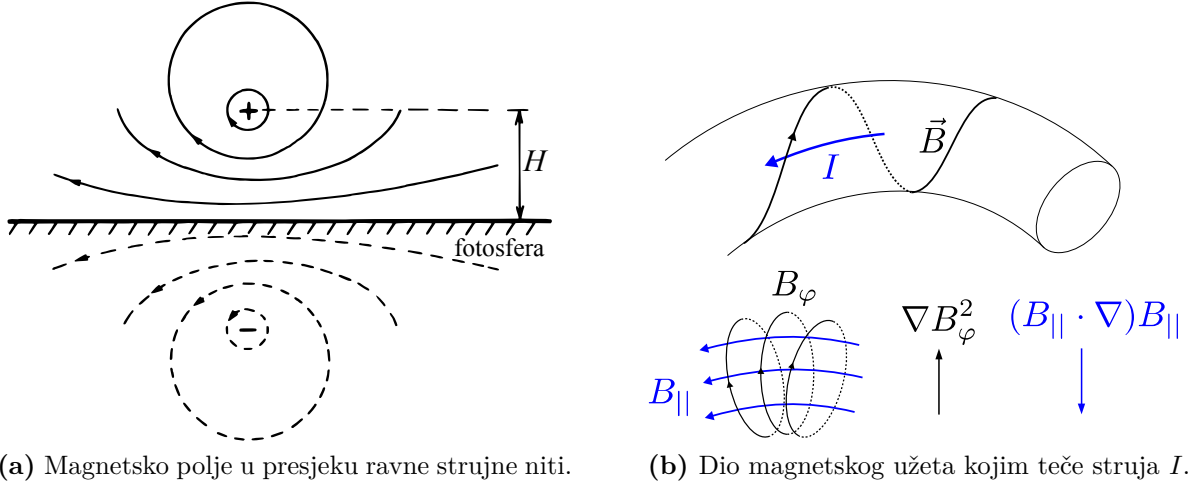
Mali polumjer toroidalnog užeta prilikom proporcionalnog širenja u suglasnosti je s velikim polumjerom:

$$r_T(\zeta) = \eta R_T(\zeta) \quad (4.111)$$

gdje je η konstanta proporcionalnosti.

4.4.8. Ukupno ubrzanje

Dinamika vrha magnetskog užeta posljedica je iz djelovanja sile „zrcalne struje“, sile tenzije, gradijenta magnetskog tlaka, utjecaja gravitacije Sunca, Lorentzove sile povezane s pozadinskim magnetskim poljem korone, te sile otpora okoline (korone) kroz koju se magnetsko uže uzdiže. U modelu Kuperus i Raadu (1974) sila „zrcalne struje“ predstavlja silu zbog dijamagnetskog efekta, tj. vrtložnih fotosferskih struja (slika 4.24a). Vrtložne struje zamjenjuju se jednom virtualnom koja teče ispod fotosfere na istoj dubini kao što je i visina vrha strujnog vlakna iznad fotosfere. Takve dvije struje različitih smjerova udaljene su $2H$ i stvaraju odbojnu silu. Sila „zrcalne struje“ po jedinici duljine (u N m^{-1})



Slika 4.24.: Prikaz „magnetskih sila“ koje djeluju na magnetsko uže. (a) Konfiguracija magnetskog polja ravne strujne niti (u presjeku) na visini H iznad i virtualne inducirane struje na istoj dubini ispod fotosfere. Virtualna struja zamjenjuje fotosferske vrtložne struje. Sila „zrcalne struje“ nastoji povećati H (Kuperus i Raadu, 1974). (b) Dio magnetskog užeta kojim teče struja I . Nacrtane su komponente poloidalne B_φ i toroidalne (uzdužne) $B_\parallel$ komponente magnetskog polja $\mathbf{B}$. Gradijent poloidalne komponente polja, ∇B_φ^2 , uzdiže magnetsko uže, dok sila tenzije, $(B_\parallel \cdot \nabla) B_\parallel$, spušta (Vršnak, 2009).

iznosi:

$$f_{zs} = \frac{\mu_0 I^2}{4\pi H} \quad (4.112)$$

u kojoj je struja označena s I , a visina strujne petlje s H .

Zakrivljenost magnetskih silnica stvara silu tenzije $\frac{1}{\mu_0}(\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{B}$. Sila tenzije (izražena u N m^{-1}) u našem slučaju postaje (slika 4.24b):

$$f_t = -\frac{\mu_0 I^2}{2\pi R_T X^2}. \quad (4.113)$$

Drugi član $-\nabla(B^2/2\mu_0)$ u izvodu Lorentzove sile, dobiven Ampère-ovim zakonom, predstavlja silu gradijenta magnetskog tlaka (slika 4.24b). Konkretno, sila gradijenta magnetskog tlaka po jedinici duljine (u N m^{-1}) je oblika:

$$f_k = \frac{\mu_0 I^2}{4\pi R_T}. \quad (4.114)$$

Uvrštavanjem ovisnosti $I(\zeta)$, $X(\zeta)$ (i geometrijskih jednadžbi (4.73), (4.74) i (4.75)) u jednadžbu za ukupnu silu $Ma(\zeta) = f(\dot{\zeta}, \zeta, t)$, u kojoj je f ukupna sila po jedinici duljine torusnog luka i M je masa po jedinici duljine, dobiva se ubrzanje (u m s^{-2}) torusnog vrha:

$$\frac{d^2 H(\zeta)}{dt^2} = \frac{\mu_0 I^2(\zeta, t)}{4\pi M} \left[\frac{l_T(\zeta)}{H(\zeta)} + \frac{l_T(\zeta)}{R_T(\zeta)} \left(1 - \frac{2}{X^2(\zeta)} \right) \right] + g(\zeta) + a_c(\zeta, t) + a_d(\dot{\zeta}, \zeta), \quad (4.115)$$

4. Inicijacija i dinamika koroninih izbačaja

u kojem se nalaze: $g(\zeta)$ gravitacija, $a_c(\zeta)$ ubrzanje zbog okolnog magnetskog polja korone, a $a_d(\zeta)$ zbog utjecaja otpora okoline. Cjelokupna geometrija torusa određena je kutom ζ i konstantnim torusnim omjerom η , pa je promjena geometrije vezana za vremensku ovisnost kuta $\zeta = \zeta(t)$. Model ne uzima u obzir odljev mase, već masa po jedinici duljine ostaje konstantna, te je jednaka umnošku površine torusnog presjeka (πr_T^2) i prosječne gustoće unutar užeta ($\bar{\rho}$): $M = \pi r_T^2 \bar{\rho} = \text{konst.}$

Sunčeva sila gravitacije djeluje na element plazme i gravitacijsko ubrzanje iznosi:

$$g(\zeta) = -g_0 \left[\frac{r_\odot}{r_\odot + H(\zeta)} \right]^2 = -\frac{g_0}{\left[1 + \frac{H(\zeta)}{r_\odot} \right]^2} \quad (4.116)$$

pri kojem je $g_0 = 274 \text{ m s}^{-2}$ gravitacijsko ubrzanje na površini Sunca, a s $r_\odot = 6.955 \times 10^8 \text{ m}$ označen je Sunčev polumjer.

Jakost pozadinskog koroninog magnetskog polja dobiva se sačuvanjem unutarnjeg poloidalnog magnetskog toka u uzdužnom poprečnom presjeku užeta. Mora vrijediti

$$\begin{aligned} \Phi_c &= B_c(\zeta) r_T(\zeta) l_T(\zeta) = \text{konst.} \\ B_c(\zeta) \eta R_T(\zeta) l_T(\zeta) &= \text{konst.} \\ B_c(\zeta) R_T(\zeta) l_T(\zeta) &= \text{konst.} \end{aligned}$$

$$B_c(\zeta) = B_c(\zeta_0) \frac{R_T(\zeta_0) l_T(\zeta_0)}{R_T(\zeta) l_T(\zeta)} = B_{c0} \frac{R_{T0} l_{T0}}{R_T(\zeta) l_T(\zeta)} \quad (4.117)$$

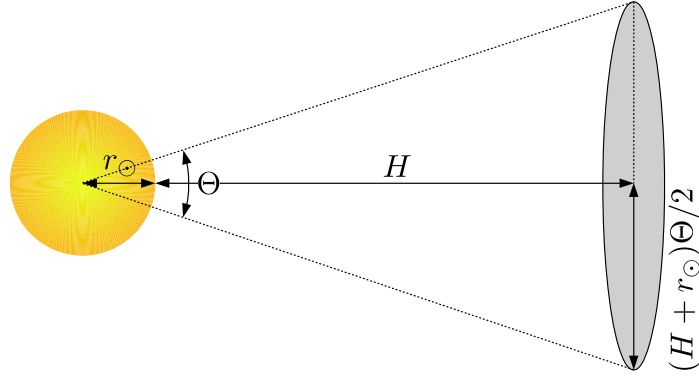
Ubrzanje slijedi iz magnetske sile $F_c = I B_c l_T$ nastale djelovanjem koroninog polja na torusnu struju i glasi (u m s^{-2}):

$$\begin{aligned} a_c(\zeta) &= -\frac{F_c(\zeta)}{M} = \frac{I(\zeta, t) B_c(\zeta) l_T(\zeta)}{M} = \\ &= -C_3 \frac{I(\zeta, t)}{R_T(\zeta)} \end{aligned} \quad (4.118)$$

gdje je definirana konstanta: $C_3 = B_c(\zeta_0) R_T(\zeta_0) l_T(\zeta_0)/M = B_{c0} R_{T0} l_{T0}/M$. U njoj parametar B_{c0} označava početnu jakost koroninog magnetskog polja.

Ubrzanje $a_d(\dot{\zeta}, \zeta)$, u jednadžbi (4.115), nastaje zbog djelovanja sile magnetohidrodinamičkog (MHD) otpora, kao što će biti detaljnije opisano u poglavlju 5.2. Konkretno, može se izraziti kao funkcija kuta ζ i vremenske derivacije $\dot{\zeta}$:

$$a_d(\dot{\zeta}, \zeta) = -\gamma(H(\zeta)) \left[\frac{dH(\zeta)}{d\zeta} \frac{d\zeta}{dt} - w(H(\zeta)) \right] \left| \frac{dH(\zeta)}{d\zeta} \frac{d\zeta}{dt} - w(H(\zeta)) \right|. \quad (4.119)$$



Slika 4.25.: Stožasti model s obzirom na središte Sunca. U stožastom modelu polumjer Sunca je označen je s $r_{\odot}$, visina torodijalnog segmenta s H , a efektivna površina iznosi $A \approx \frac{\pi}{4}(H + r_{\odot})^2\Theta^2$ (Xie et al., 2004; Vršnak et al., 2007).

U izrazu se nalazi parametar otpora $\gamma(H)$ i brzina okolnog Sunčevog vjetra $w(r_{\odot} + H)$. Obje veličine ovise o položaju vrha magnetskog užeta, $H(\zeta)$. Koronine izbačaje koji su brži od Sunčevog vjetra otpor usporava, a sporije ubrzava, stoga parametar otpora predstavlja „funkcionalni faktor“ i opisuje efikasnost usporavanja ili ubrzavanja izbačaja. Općenito je proporcionalan s efektivnom površinom presjeka izbačaja, A , gustoće okoline u kojoj se giba, ρ , i obrnuto proporcionalan njegovoj masi, M (Cargill, 2004). U njemu se nalazi još i bezdimenzionalni koeficijent otpora c_d koji se može odrediti jedino numerički ili eksperimentalno, a općenito je ovisan o heliocentričnoj udaljenosti. Koeficijent otpora najčešće iznosi $c_d \approx 1$ (Cargill, 2004), dok je $\gamma \approx A\rho/M$. Poznato je da izbačaji u međuplanetarnom prostoru imaju približno konstantnu kutnu širinu, Θ , te se u određenom približenju može pretpostaviti da poprimaju, i tijekom svog gibanja zadržavaju, stožasti oblik (Xie et al., 2004; Vršnak et al., 2007), kao što je prikazano na slici 4.25. Efektivna površina A koja sudjeluje u MHD otporu iznosi $A \approx \pi [(H + r_{\odot})\Theta/2]^2$. Ukupni parametar otpora (u m^{-1}) je oblika:

$$\gamma(H) := c_d \frac{\pi}{4} \frac{m_p}{M} \Theta^2 r_{\odot}^2 n_0 D_0 \left[1 + \frac{C_4}{(r_{\odot} + H)^2} \right] = \gamma_c \left[1 + \frac{C_4}{(r_{\odot} + H)^2} \right], \quad (4.120)$$

gdje γ_c predstavlja konstantnu vrijednost parametra γ na beskonačnoj udaljenosti,

$$\gamma_c := \lim_{H \rightarrow \infty} \gamma(H) = c_d \frac{\pi}{4} \frac{m_p}{M} \Theta^2 r_{\odot}^2 n_0 k'_1 = \Gamma \times 10^{-10} \text{ m}^{-1} = \Gamma \times 10^{-7} \text{ km}^{-1} = \text{konst.} \quad (4.121)$$

Radi jednostavnosti uveden je bezdimenzionalni množitelj Γ i ovisan je o strukturi pojedinačnog izbačaja: vrijednosti njegove mase M , kutnog promjera Θ (u stožastom modelu izbačaja) i gustoće korone n_0 na udaljenosti od 1 AU (vidjeti jednadžbu (5.54)). Konstanta $C_4 = (k'_2/k'_1)r_{\odot}^2 = (k_2/k_1)r_{\odot}^2 \approx 12.42r_{\odot}^2$ izračunava se iz omjera konstanti Leblanc

et al. (1998) modela gustoće Sunčevog vjetra (točnije, jednadžbe (5.54)). Preostale oznake m_p i $r_\odot$ predstavljaju masu protona i Sunčev polumjer.

Brzina Sunčevog vjetra (u m s^{-1}) izvodi se iz jednadžbe kontinuiteta i ovisna je o udaljenosti H :

$$w(H) = w_c \left[1 + \frac{C_4}{(r_\odot + H)^2} \right]^{-1}. \quad (4.122)$$

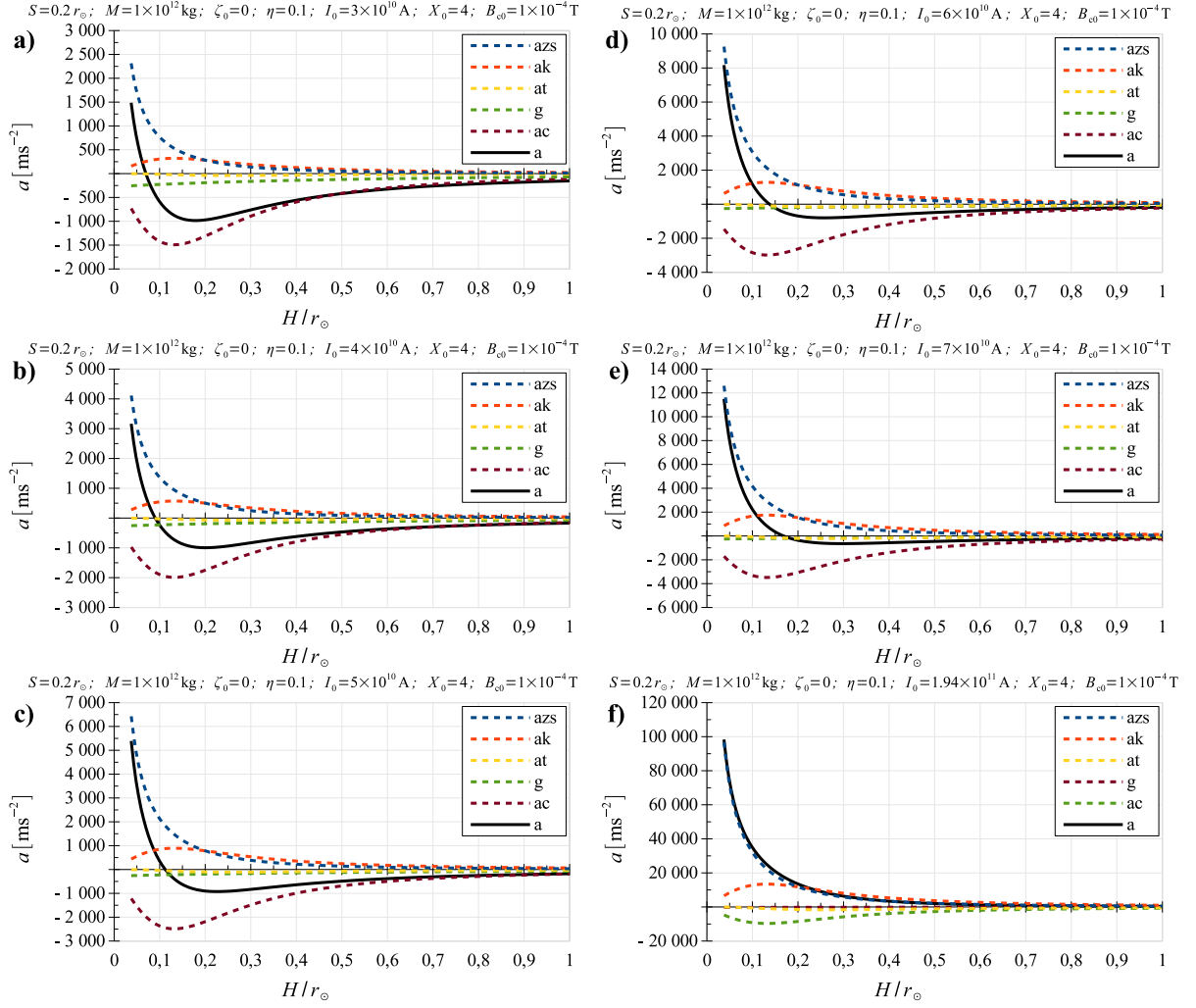
U izrazu se nalazi slobodan parametar w_c i označava konstantnu brzinu Sunčevog vjetra na beskonačnoj udaljenosti, $\lim_{H \rightarrow \infty} w(H) = w_c$. Brzina Sunčevog vjetra na 1 AU približno je jednaka vrijednosti w_c .

4.4.9. Razrada modela bez MHD otpora

Prije nego što se počne numerički rješavati općenita diferencijalna jednadžba (4.115), za ubrzanje vrha torusnog magnetskog užeta, radi jasnije predodžbe proučit ćemo ponašanje akceleracijske faze izbačaja bez prisustva magnetohidrodinamičkog otpora. U takvome prvome približenju u jednadžbi ukupnog ubrzanja isključuje se član otpora a_d . Pojednostavljenje omogućuje izravno izračunavanje i iscertavanje (slika 4.26) ovisnosti ubrzanja o visini vrha užeta, $a = a(H)$. Početni uvjet određen je geometrijom užeta (razmakom nožišta $2S$, omjerom polumjera η , malim polumjerom r_{T0} i kutom ζ_0), masom M , strujom I_0 , „usukanošću“ magnetskog polja X_0 i vrijednošću početnog pozadinskog polja korone B_{c0} . Različiti odabiri početne konfiguracije ustanovljuju četiri različite kinematike magnetskog užeta:

- titranje oko ravnotežnog položaja,
- spora evolucija sistema kroz niz kvazi-stacionarnih stanja,
- gubitak ravnoteže,
- gubitak ravnoteže potaknut rekonekcijom.

U svim navedenim slučajevima početne vrijednosti su određene prema prosječnim opaženim vrijednostima (Vršnak, 1990): $B_{c0} = 10^{-3} - 10^{-4} \text{ T}$, $I_0 = 10^{10} - 10^{11} \text{ A}$, $M = 10^{11} - 10^{12} \text{ kg}$, $X_0 \approx 4$. Variranjem parametara oko tih prosječnih vrijednosti objasniti će se općenito ponašanje modela. Polurazmak nožišta iznosi $S = 0.2r_\odot \approx 1.4 \times 10^8 \text{ m}$ i drži se konstantnim. Torusno uže postavlja se tako da mu gornja polovica iz fotosfere izviruje u koronu, što znači da početni kut $\zeta_0 = 0$, a omjer visine i polurazmaka nožišta je $H/S = 1$. Omjer malog i velikog polumjera torusnog magnetskog užeta drži se konstantnim na iznosu $\eta = r_T/R_T = 0.1$.



Slika 4.26.: Ubrzanje a torusne strukture prikazano je u ovisnosti o visini njegovog vodećeg luka $H/r_{\odot}$, podijeljenog s polumjerom Sunca $r_{\odot}$, za različite struje I_0 , dok u zadnjoj podslici dolazi do gubitka ravnoteže. U modelu se ne koristi sila MHD otpora. Ravnotežni položaj $H_{eq}/r_{\odot}$ (određen s uvjetom $a = 0$) povećava se kako raste struja I_0 .

4.4.9.1. Titranje

Na slici 4.26 prikazana je ovisnost ubrzanja a vodećeg luka torusnog ustrojstva o visini (podijeljenoj Sunčevim polumjerom $r_{\odot}$). U legendi su označeni akcelerijski profili: a_{zs} – ubrzanje zbog „zrcalne struje“, a_k – ubrzanje zbog gradijenta magnetskog tlaka, a_t – ubrzanje zbog napetosti (tenzije) magnetskih silnica, g – gravitacijsko ubrzanje Sunca, a_c – ubrzanje koje stvara pozadinsko koronino magnetsko polje i a – ukupno ubrzanje. Pozitivni predznak ubrzanja magnetskog užeta označava ubrzanje od Sunca, a negativni prema Suncu. Sve podslike imaju zajedničke vrijednosti za početno stanje magnetskog torusa: $S = 0.2r_{\odot}$, $M = 10^{12}$ kg, $\zeta_0 = 0$, $\eta = 0.1$, $X_0 = 4$, a pozadinsko magnetsko polje korone iznosi $B_{c0} = 10^{-4}$ T.

Podslike 4.26a-f pokazuju da se ravnotežni položaj H_{eq} (koji se nalazi na sjecištu akcelracijske krivulje i apscise) uzdiže na veće visine povećanjem početne struje I_0 . Pomakom vodećeg luka (vrha magnetskog užeta) iz ravnotežnog položaja na npr. $H_s/r_{\odot}$ dolazi do titranja: svako podizanje vodećeg luka (pomicanjem udesno na grafu) povećava njegovu (negativnu) akceleraciju koja ga spušta prema ravnotežnom položaju. Isto tako, spuštanjem užeta ispod ravnotežne visine, akceleracija mu se strmo (pozitivno) povećava i vraća ga također prema ravnotežnom položaju. Opažački se takvo titranje zapaža o obliku „trepćućeg filameta“ (engl. „winking filament“) (Ramsey i Smith, 1966; Vršnak, 1984). U vidnom polju opažačkog instrumenta s filtrom na određenoj valnoj duljini svjetlosti (npr. $H\alpha$ filtar) trepćući filament na Sunčevom disku uzastopno se pojavljuje i nestaje zbog Dopplerovog efekta. Vertikalno oscilatorno gibanje filameta pomiče apsorpcijsku liniju filameta izvan širine propusnosti valnih duljina filtra i filament nestaje u vidnom polju instrumenta.

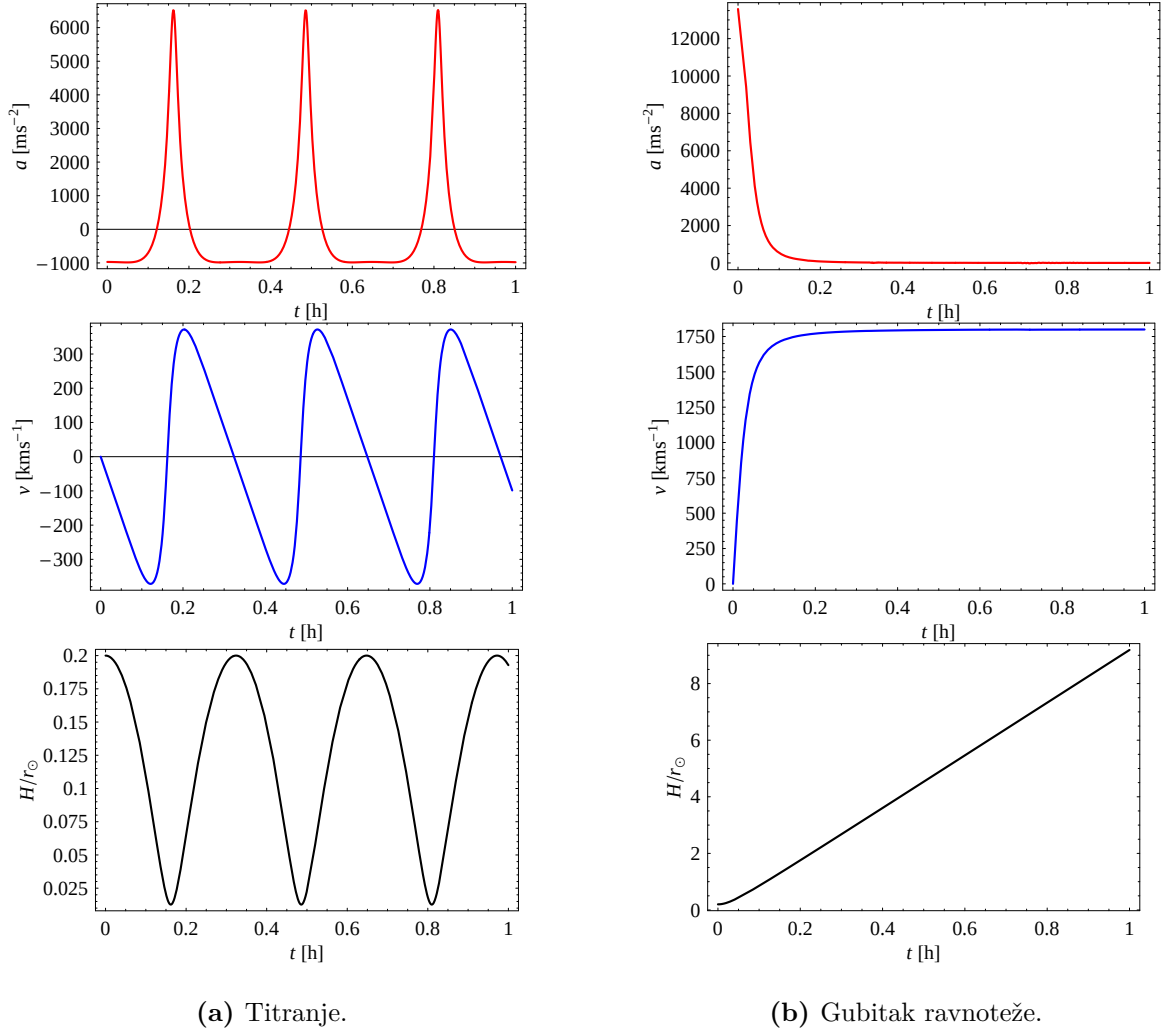
Kinematičke krivulje vremenske ovisnosti ubrzanja, brzine i položaja za konfiguraciju iz podslike 4.26a prikazane su na slici 4.27a. U početnom trenutku ($t = 0$) uže je u mirovanju ($v_s = 0$ km/s) i izbacuje se iz ravnoteže na visinu $H_s/r_{\odot} = 0.2$. Kada užetom teče struja od $I_0 = 3 \times 10^{10}$ A ravnotežni položaj nalazi se na $H_{\text{eq}}/r_{\odot} = 0.07$. Uže povratnom silom (negativno) se ubrzava, dobiva brzinu i pada prema ravnotežnom položaju. Prolaskom kroz ravnotežni položaj, nastavlja se inercijski gibati, brzina i ubrzanje mu (pozitivno) rastu, te povratna sila ponovno potiskuje uže prema ravnotežnom položaju. Krivulja vremenske ovisnosti visine, $H/r_{\odot}$, nije simetrična s obzirom na ravnotežni položaj ($H_{\text{eq}}/r_{\odot} = 0.07$), jer je povratna sila jača na manjim visinama nego što je na većim (slika 4.26a).

Kinematičke krivulje sa slika 4.26b-e nisu prikazane zbog toga što je gibanje istovrsno onom baziranom na slici 4.26a, magnetsko uže oscilira samo s produljenim periodom titranja uz smanjene amplitude ubrzanja, brzine i visine.

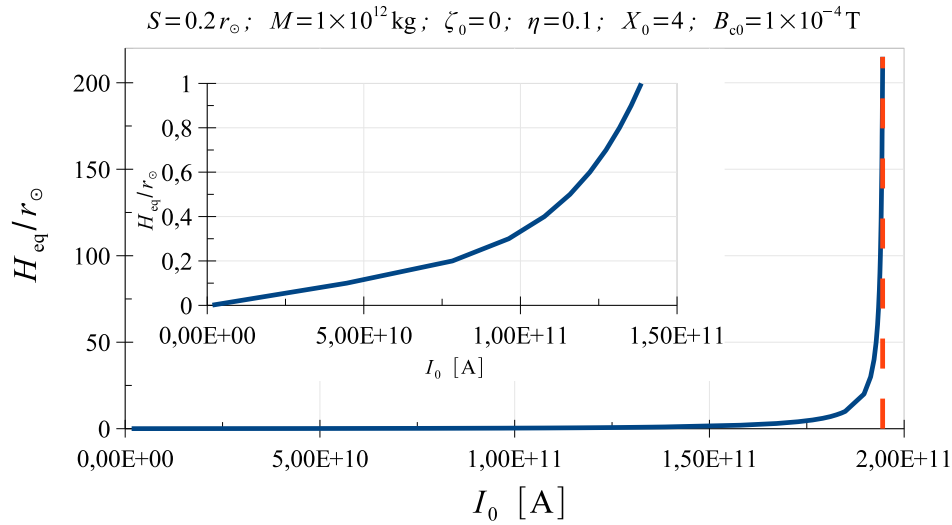
4.4.9.2. Kvazi-stacionarna evolucija i gubitak ravnoteže

Na podslici 4.26a struja iznosi $I_0 = 3 \times 10^{10}$ A, a u svakoj sljedećoj podslici raste za 10^{10} A, dok u predzadnjoj podslici 4.26e doseže vrijednost $I_0 = 7 \times 10^{10}$ A. Uzastopnim povećanjem struje na $I_0 = 3 \times 10^{10}$ A, 4×10^{10} A, 5×10^{10} A, 6×10^{10} A, 7×10^{10} A ravnotežni položaj se uzastopno pomiče prema većim visinama, redom na: $H_{\text{eq}}/r_{\odot} \approx 0.07, 0.09, 0.112, 0.138, 0.168$ (ili $H/S \approx 0.35, 0.45, 0.56, 0.69, 0.84$). Sistem polagano prolazi kroz niz kvazi-stacionarnih stanja sve dok struja ne dosegne vrijednost od $I_0 = 1.94 \times 10^{11}$ A, kada dolazi do gubitka ravnoteže ($H_{\text{eq}}/r_{\odot} \rightarrow \infty$) i erupcije magnetskog užeta.

Pomicanje ravnotežnog položaja H_{eq} s povećanjem struje I_0 prikazano je na slici 4.28. Rastom iznosa struje, ravnotežni položaj magnetskog užeta se polagano uzdiže, da bi



Slika 4.27.: Kinematičke krivulje ubrzanja, brzine i visine za početnu konfiguraciju sistema definiranu: $S = 0.2r_{\odot}$, $M = 10^{12}$ kg, $\zeta_0 = 0$, $\eta = 0.1$, $X_0 = 4$, $B_{c0} = 10^{-4}$ T. U modelu se ne koristi sila MHD otpora. (a) U početnom trenutku ($t = 0$) položaj, brzina i struja iznose: $H_s/r_{\odot} = 0.2$, $v_s = 0$ km/s, $I_0 = 3 \times 10^{10}$ A, a ravnotežni položaj se nalazi na $H_{eq}/r_{\odot} = 0.07$. (b) U trenutku $t = 0$ uže se nalazi u ravnotežnom položaju $H_{eq}/r_{\odot} = 0.2$, kada struja skokovito poraste na vrijednost $I_0 = 1.94 \times 10^{11}$ A, te nastupa gubitak ravnoteže i ravnotežni položaj $H_{eq}/r_{\odot} \rightarrow \infty$.



Slika 4.28.: Pomicanje ravnotežnog položaja $H_{\text{eq}}/r_{\odot}$ s povećanjem početne struje I_0 . U manjoj slici uvećan je prikaz do $H_{\text{eq}}/r_{\odot} \leq 1$. Za struju od $I_0 = 1.94 \times 10^{11}$ A dolazi do gubitka ravnoteže (označeno sa crvenom isprekidanom uspravnom linijom).

nakon $I_0 \gtrsim 1.5 \times 10^{11}$ A strmovito skočio, te magnetsko uže eruptiralo ($H_{\text{eq}} \rightarrow \infty$) za asimptotsku vrijednost struje $I_0 \rightarrow 1.94 \times 10^{11}$ A, što je prikazano uspravnom isprekidanom crvenom linijom.

Fizikalno se gubitak ravnoteže može ostvariti na više načina. Na primjer, pretpostavimo da je uže kvazi-stacionarnim prijelazima doseglo visinu od $H_{\text{eq}}/r_{\odot} = 0.2$. U tom trenutku prominencijski materijal magnetskog užeta naglo isteče duž užeta prema fotosferi, dolazi do naglog gubitka mase M , što je ekvivalentno skokovitom pojačanju struje I_0 na vrijednosti pri kojim dolazi do potpunog gubitka ravnoteže, $I_0 \geq 1.94 \times 10^{11}$ A. Slično, fizikalno je moguć slučaj, ali teško i rijetko se opaža, da neki vanjski poticaj (npr. udarni val u koroni) zada užetu neku početnu brzinu v_s , izbaci ga iz ravnoteže i istovremeno, npr. fotosferskim gibanjima i usukavanjem užeta, struja naglo poraste na $I_0 \geq 1.94 \times 10^{11}$ A. U tom trenutku nastaje potpuni gubitak ravnoteže i uže naglo eruptira. Primjer takve erupcije prikazan je na vremenski ovisnim kinematičkim krivuljama ubrzanja, brzine i položaja podslike 4.27b. U relativno kratkom vremenskom periodu ($\Delta t \approx 0.1$ h) ubrzanje naglo prestaje, skokovito pada s približno 13000 m/s^2 na 0 m/s^2 . U tom kratkom razdoblju uže je eruptivno ubrzano na veliku brzinu ($\approx 1750 \text{ km/s}$) i nakon toga se nastavlja gibati konstantnom brzinom.

4.4.9.3. Gubitak ravnoteže rekonekcijom

Pokazalo se da za gubitak ravnoteže određene konfiguracije i postave magnetskog užeta potreban veliki iznos struje $I_0 \approx 2 \times 10^{11}$ A. Isto tako, za bilo koju početnu postavu modela

magnetskog užeta, gubitak ravnoteže se postiže samo velikim povećanjem struje I_0 , što se u stvarnosti rijetko ili nikako ne opaža. Međutim, erupciju je prirodnije postići rekonekcijskim procesom, što se često zamijećuje, ako je rekonekcija dovoljno jaka, kao pojava bljeska uz sam izbačaj. Izbačaj nije direktna posljedica bljeska, već rekonekcijskog procesa koji polagano unosi dodatni poloidalni tok u sistem inducirajući dodatnu toroidalnu struju ΔI i pospješuje erupciju (Vršnak, 2008). Uzdizanjem užeta kvazi-stacionarnom evolucijom otvara se dovoljno prostora za nastanak strujna plohe ispod njegovog magnetskog ustrojstva. Strujna ploha se istanjuje, te ako postane dovoljno „tanka“ (s obzirom na njenu visinu) dolazi do spontane nestabilnosti tzv. kidanja strujne plohe (engl. „tearing mode instability“) i započinje rekonekcijski proces (Vršnak et al., 2003; Vršnak, 2008).

Primjer utjecaja rekonekcijskih procesa na magnetsko uže prikazan je na slici 4.29. Struja I_0 kontinuirano raste i sistem polagano prolazi kroz kvazi-stacionarna stanja dosega višinu $H_{\text{eq}}/r_{\odot} = 0.2$, kao što je prikazano na podslici 4.29a. Pri tome struja iznosi $I_0 = 7.8 \times 10^{10}$ A i do rekonekcijskog procesa još nije došlo. Pretpostavimo da upravo u tom trenutku započinje rekonekcija, te se odvija na visinama $0.2 < H(\zeta)/r_{\odot} < 0.75$ ili $0 < \zeta < \pi/3$. Trenutak kada započne rekonekcijski proces prikazan je na podslici 4.29b. U sistemu se inducira dodatna struja, $\Delta I = I_0 \epsilon(\zeta)$, $0 < \zeta < \pi/3$ s maksimalnim pojačanjem od $\epsilon_M = 1$. Sistem se vrlo kratkotrajno nalazi u kvazi-stacionarnom stanju (na položaju $H_{\text{eq}}/r_{\odot} = 0.2$). Povećanjem struje I_0 i istovremenim djelovanjem rekonekcijskog procesa dolazi do potpunog gubitka ravnoteže, sistem izlazi iz ravnotežnog stanja i erupтира. Na podslici 4.29c prikazan je primjer kada struja iznosi $I_0 = 10^{11}$ A i rekonekcijski proces podiže cijelu akceleracijsku krivulju na pozitivne vrijednosti. Slijedi neizbježna erupcija izbačaja, a kinematičke krivulje ubrzanja, brzine i visine prikazane su na podslikama 4.29d, 4.29e i 4.29f. Vidi se da je rekonekcijski proces prvenstveno odgovoran za naglo ubrzanje izbačaja u trajanju od $\Delta t \approx 0.15$ h. Nakon toga izbačaj kratko usporava, brzina mu se smanjuje na ≈ 1500 km/s i odlazi u međuplanetarni prostor.

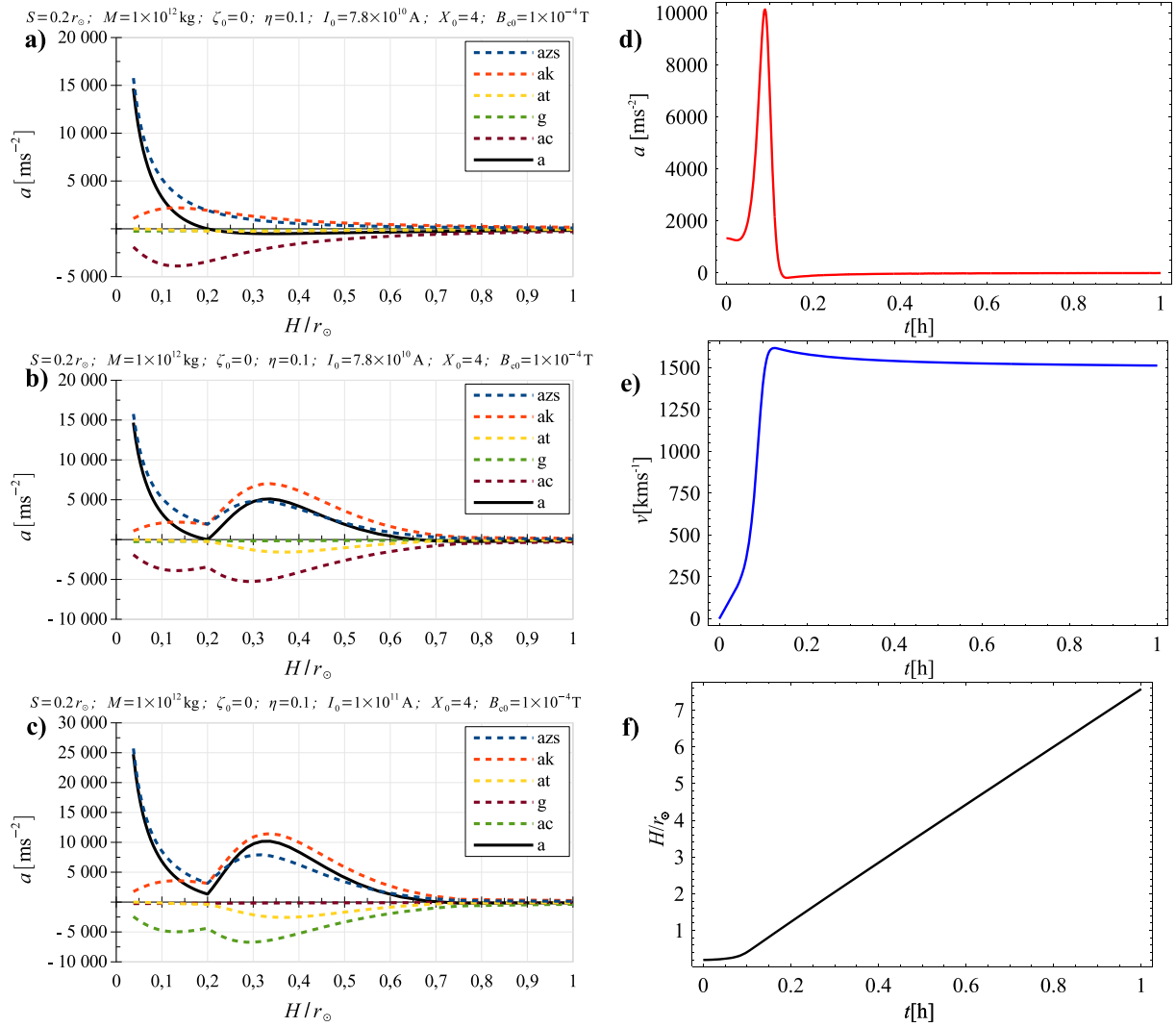
4.4.10. Incijacija izbačaja opisana cjelokupnim modelom

U prijašnjim poglavljima nestabilnost magnetskog užeta radi jasnoće se opisala pomoću modela bez uključenog magnetohidrodinamičkog otpora. Magnetohidrodinamički otpor ima dvojak i veliki utjecaj na gibanje izbačaja u koroni i međuplanetarnom prostoru. Izbačaji brži od Sunčevog vjetra usporavaju, a sporije Sunčev vjetar ubrzava (vidi poglavlje 5.2).

Model torusnog magnetskog užeta ili vlakna s pridodanim magnetohidrodinamičkim otporom može opisati opažačku kinematiku:

- tzv. „neuspjelih izbačaja“ (engl. „failed eruption“). Bez dovoljne usukanosti mag-

4. Inicijacija i dinamika koroninih izbačaja



Slika 4.29.: Usporedba (a) ravnotežnog stanja bez prespajanja, (b) kvazi-stacionarnog s početkom prespajanja i (c) potpunog gubitka ravnoteže prespajanjem. Na desnoj strani slike prikazane su kinematičke krivulje (d) ubrzanja visine, (e) brzine i (f) visine ($H/r_\odot$) u slučaju potpunog gubitka ravnoteže prespajanjem (podslika c).

netskog polja ili slabe rekonekcije nije moguće odaslati izbačaje u međuplanetarni prostor, te sistem prigušeno titra (Ji et al., 2003; Liu, 2008; Mrozek, 2011).

- sporih izbačaja čijom kinematikom upravlja Sunčev vjetar. Vanjski poticaj ili specifična magnetsko-geometrijska evolucija je dovoljna da sistem samo izbace iz ravnoteže i on potpada pod utjecaju Sunčevog vjetra. Bez prisustva vjetra sistem bi se ponovno vratio u ravnotežno stanje.
- postupnih izbačaja kojima vrijeme ubrzanja traje između 3 do 5 sati, a akceleracije su im manje od 100 m/s^2 ;
- tipičnih izbačaja s akceleracijskom fazom u trajanju od 20 do 30 minuta, s postignutim brzinama od oko 1000 km/s i ubrzanjima manjim od 1000 m/s^2 ;
- vrlo impulzivnih izbačaja koji ubrzavaju za manje od 10 minuta, postižu brzine reda veličine 1000 km/s (ili veće) i ubrzanja do 10000 m/s^2 .

Uključivanjem člana otpora u jednadžbi (4.115) nije više moguće jednostavno iscrtati graf ovisnosti akceleracije o visini, $a(H)$. Potrebno je riješiti diferencijalnu jednadžbu uzimajući u obzir početnu visinu i brzinu, te stabilnost sistema i sl. Otpor ovisi o veličini, masi i brzini izbačaja, gustoći korone, brzini Sunčevog vjetra, odnosno ovisi o međusobnoj isprepletenosti više činitelja, npr. nisko pri površini Sunčev vjetar je vrlo spor, dok je gustoća korone visoka. Izrazi za gustoću korone i brzinu Sunčevog vjetra izražavaju se na osnovu izvoda Leblanc et al. 1998 (jednadžba (5.54)) i upotrebom jednadžbe kontinuiteta. Ako je razlika brzine između izbačaja i Sunčevog vjetra velika (po apsolutnoj vrijednosti), sila „otpora“ će imati najveći utjecaj na izbačaj.

Na velikim udaljenostima prosječna brzina Sunčevog vjetra iznosi $\bar{w}_c = 400 \text{ km/s}$. Prosječan izbačaj je mase $\bar{M} = 10^{12} \text{ kg}$ (Gopalswamy, 2006), kutne veličine između $\bar{\Theta} = 40^\circ - 60^\circ = 2\pi/9 - \pi/3$ (Vršnak et al., 2007) i kreće se u mediju koji na 1 AU ima prosječnu gustoću od $\bar{n}_0 \approx 7 \text{ cm}^{-3}$. Sve navedene prosječne veličine mogu se stopiti u jedan prosječan parametar modela, koji preračunat (pomoću izraza (4.120)) iznosi $\bar{\Gamma} = 1$.

4.4.10.1. „Neuspjeli izbačaj“

„Nesupjeli izbačaj“ nastaje kada rekonekcija nije dovoljno izdašna ili dugotrajna, pa otpor u niskoj koroni naglo zakoči izbačaj, te on pada prema ravnotežnom položaju i zatitra oko njega. U ovom razmatranju, ubrzanje izbačaja nastaje rekonekcijskim procesom tijekom zadanog vremenskog intervala ($0 < t < 10 \text{ h}$) što prikazuje slika 4.30. Izbačaj u stanju mirovanja izbacuje se iz ravnoteže dodatnim magnetskim pritokom (ili induciranjem dodatne struje u sistemu), ali ne dobiva dovoljnu energiju da se odupre povratnoj

sili ili dostigne dovoljnu visinu na kojoj bi Sunčev vjetar preuzeo kontrolu nad njegovim gibanjem. Pritok magnetskog toka traje relativno dugo, oko 10 h, ali nije dovoljne jakosti, $\epsilon_M = 0.2212$. Izbačaj doseže visinu od nekoliko Sunčevih polumjera $r_\odot$ i nakon toga vraća se u ravnotežni položaj. Intenzivno i prigušeno zatitra, s periodom titranja vrlo kratkim s obzirom na vrijeme uspinjanja. Prigušeno titranje vremenom umiri izbačaj i on ostaje nepomičan u ravnotežnom položaju.

4.4.10.2. Spori izbačaj

Pri vrlo malom (skoro zanemarivom) povećanju funkcije pojačanja, stavljajući $\epsilon_M = 0.22122$, situacija se drastično mijenja. Inducirana struja postaje dovoljno jaka da izbačaj gurne na veće visine gdje prevladava brži Sunčev vjetar. Sunčev vjetar odnosi izbačaj, povećavajući mu brzinu, i ona s većim visinama poprima vrijednost brzine Sunčevog vjetra (oko $\bar{w}_c = 400$ km/s). Primjer takvog, tzv. sporog ili postupnog izbačaja, prikazan je na slici 4.31.

4.4.10.3. Postupan izbačaj

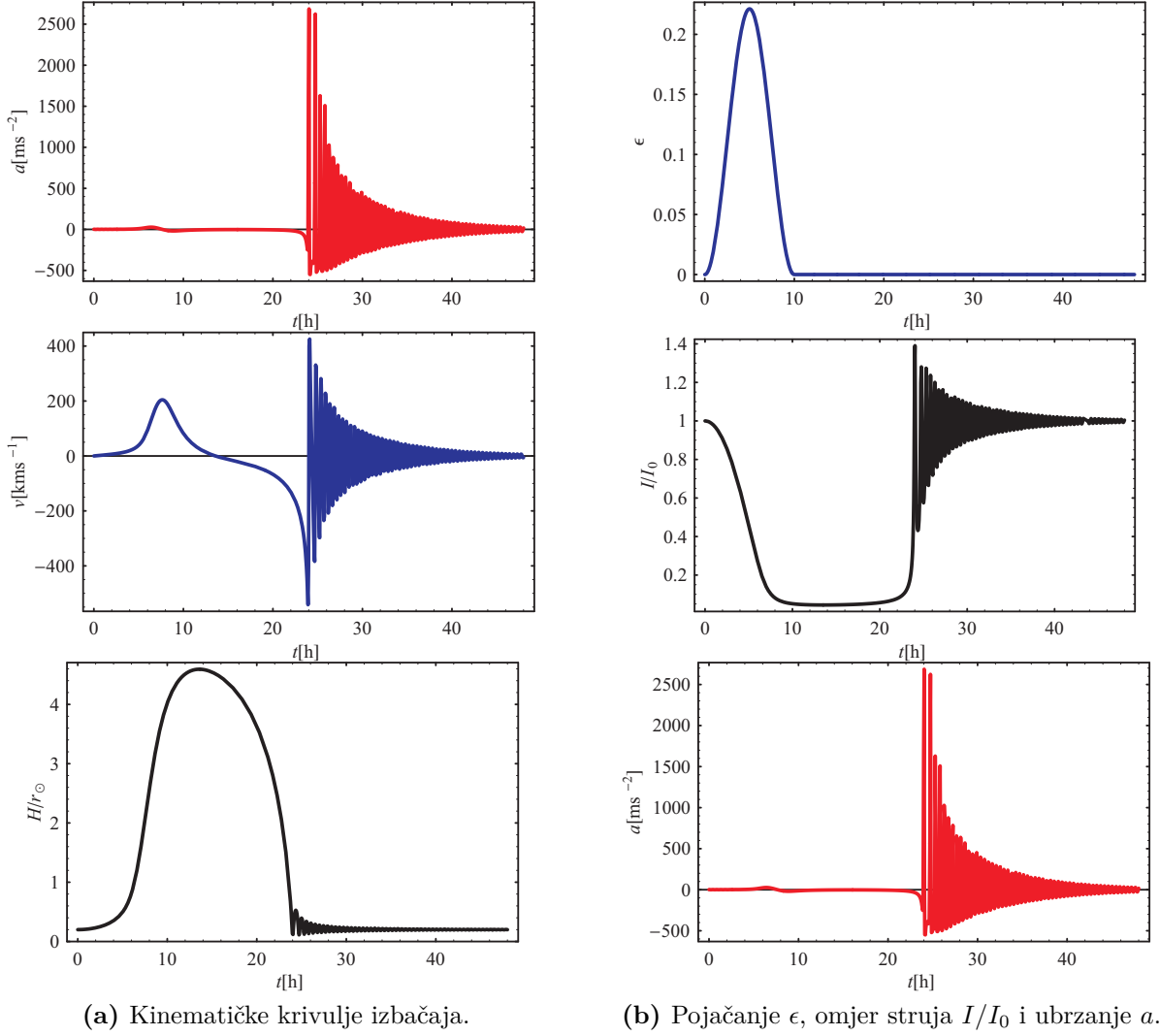
Postupan izbačaj ubrzava se tijekom dužeg vremenskog perioda. Modelom se prikazuje postupan izbačaj koji na početku zatitra zbog dotoka malog dodatnog vanjskog magnetskog toka (slika 4.32). Tok se vremenom povećava i u određenom trenutku (i na određenoj visini) magnetsko uže izlazi iz ravnoteže. Geometrijska i magnetska konfiguracija smanjuje povratnu silu, a i gravitacija na velikim visinama je slabija. Izbačaj postiže ubrzanje reda veličine 100 m/s^2 i brzinu oko 500 km/s za vrijeme od otprilike 5 sati. Na većoj udaljenosti od Sunca, Sunčev vjetar potpuno određuje kinematiku izbačaja, nastoji ga usporiti, smanjiti mu brzinu na vrijednost vlastite $w_c = 400 \text{ km/s}$.

4.4.10.4. Tipičan izbačaj

Tipičan izbačaj, opisan na slici 4.33, u početku ubrzava s $\sim 900 \text{ m/s}^2$ do brzine $\sim 1300 \text{ km/s}$. Ubrzavanje je posljedica pritjecanja dodatnog magnetskog toka rekonekcijskim procesom. Faza ubrzavanja i rekonekcijskog magnetskog pritoka traje približno 1 h i nakon koje izbačaj počinje usporavati. Sporiji Sunčev vjetar ga koči i postepeno se maksimalna brzina izbačaja od oko 1300 km/s smanjuje prema brzini Sunčevog vjetra.

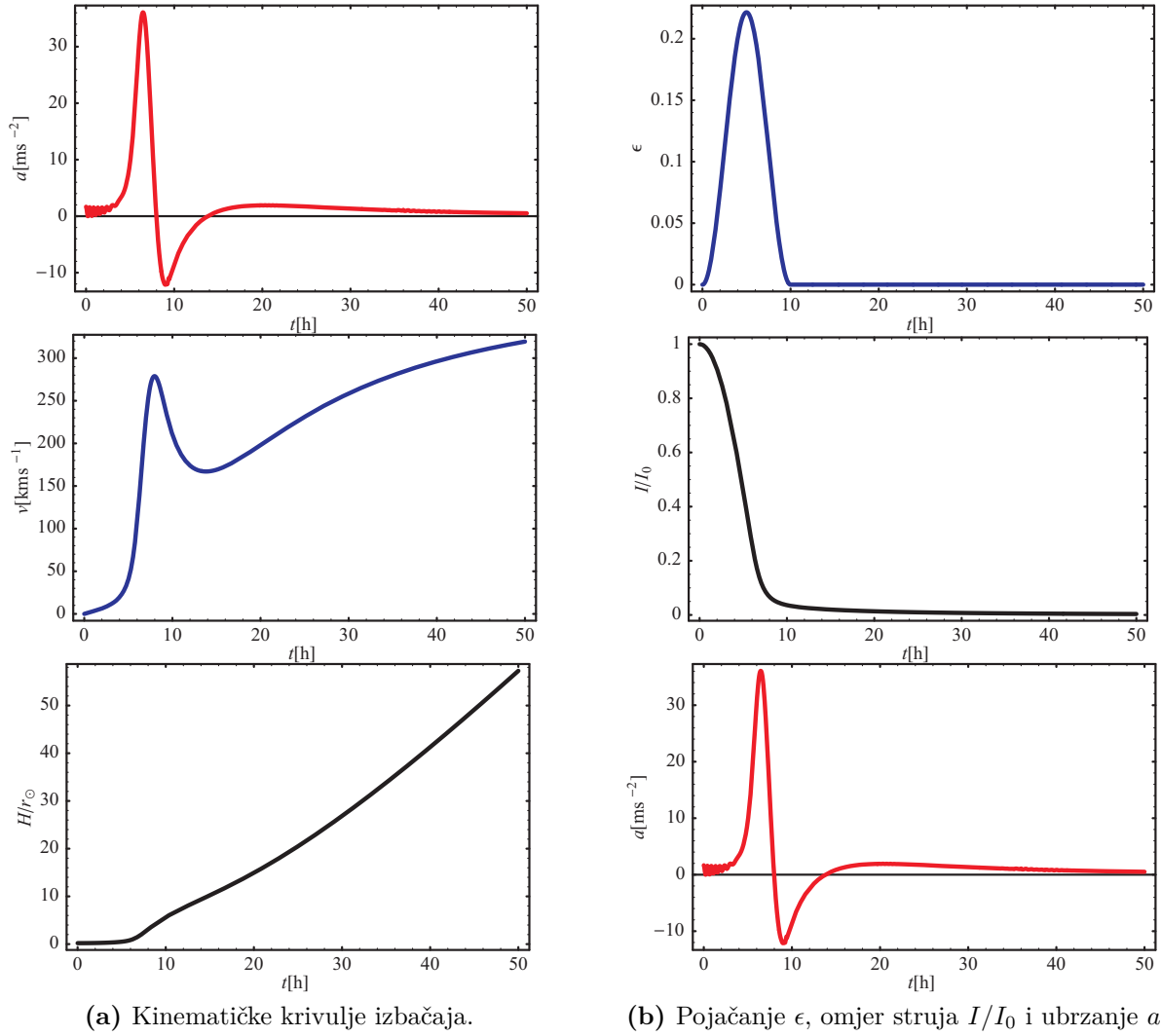
4.4.10.5. Impulzivan izbačaj

Na kraju, impulzivan izbačaj je najekstremniji slučaj od svih navedenih. Kao što se vidi na slici 4.34, akceleracijska faza je vrlo kratka, svega desetak minuta unutar kojih izbačaj ostvaruje brzinu od oko 1400 km/s s velikim ubrzanjem od oko 5500 m/s^2 . Za otprilike

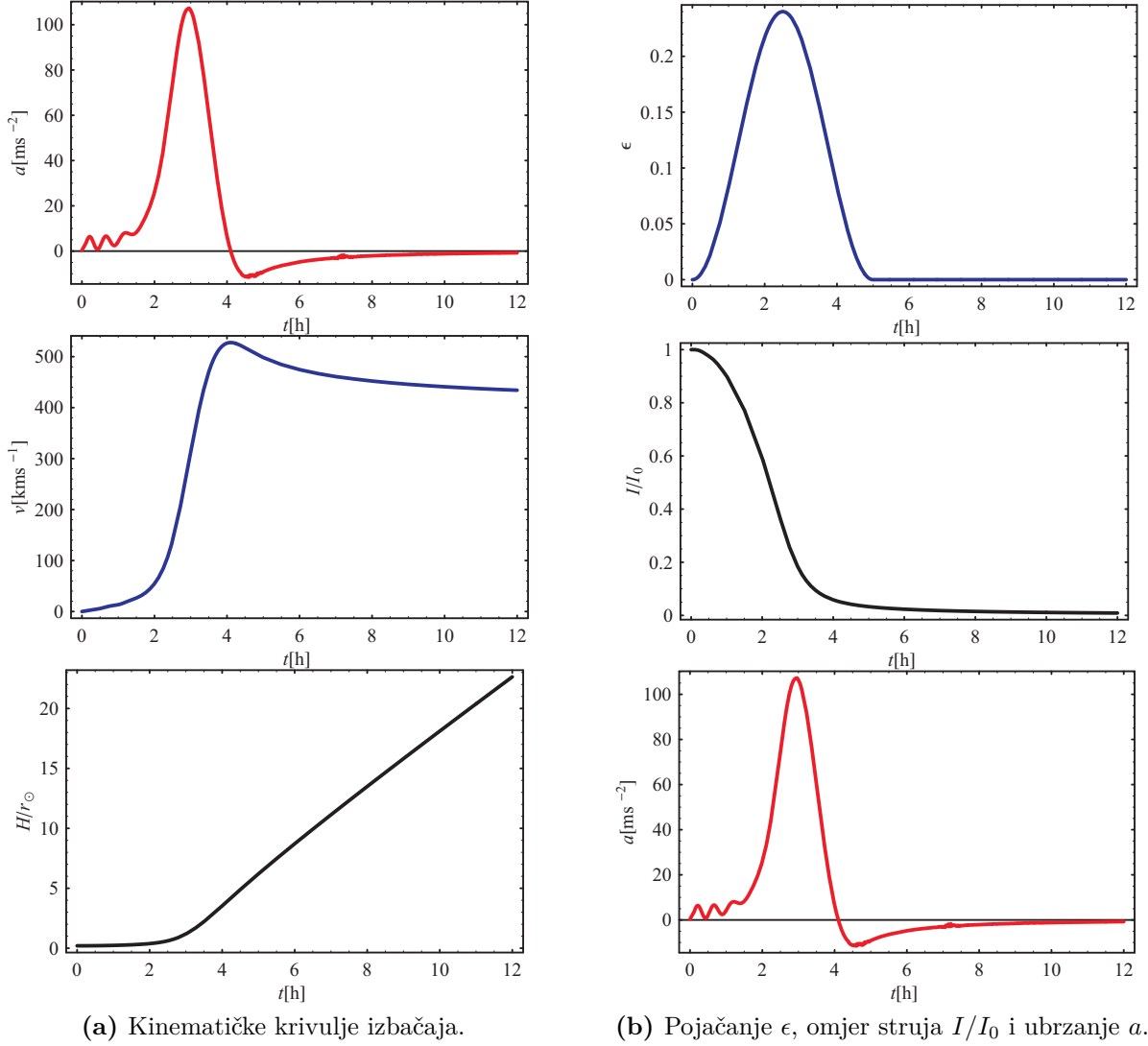


Slika 4.30.: Neuspjela erupcija. Kinematičke krivulje ubrzanja, brzine i visine za početnu konfiguraciju sistema definiranu: $S = 0.2r_\odot$, $M = 10^{12}$ kg, $\zeta_0 = 0$, $\eta = 0.1$, $I_0 = 7.8 \times 10^{10}$ A, $X_0 = 4$, s magnetskim poljem korone $B_{c0} = 10^{-4}$ T. Sunčev vjetar ima brzinu modeliranu s obzirom na vrijednost na beskonačnoj udaljenosti $w_c = 400$ km/s, dok faktor otpora iznosi $\Gamma = 1$. (a) Prikazane su kinematičke krivulje ubrzanja, brzine i visine. U početnom trenutku ($t = 0$) izbačaj miruje ($v_s = 0$ km/s) i nalazi se na položaju: $H_s/r_\odot = 0.2$ (b) Usporedba trajanja funkcije pojačanja ϵ , omjera struja I/I_0 i ubrzanja a . Rekonekcijski magnetskim pritok traje između $0 < t < 10$ h i maksimalno pojačanje početne struje I_0 iznosi $\epsilon_M = 0.2212$.

4. Inicijacija i dinamika koroninih izbačaja



Slika 4.31.: Spori izbačaj kojeg odnosi Sunčev vjetar. Kinematičke krivulje ubrzanja, brzine i visine za početnu konfiguraciju sistema definiranu: $S = 0.2r_\odot$, $M = 10^{12}$ kg, $\zeta_0 = 0$, $\eta = 0.1$, $I_0 = 7.8 \times 10^{10}$ A, $X_0 = 4$, s magnetskim poljem korone $B_{c0} = 10^{-4}$ T. Sunčev vjetar ima brzinu modeliranu s obzirom na vrijednost na beskonačnoj udaljenosti $w_c = 400$ km/s, dok faktor otpora iznosi $\Gamma = 1$. (a) Prikazane su kinematičke krivulje ubrzanja, brzine i visine. U početnom trenutku ($t = 0$) izbačaj miruje ($v_s = 0$ km/s) i nalazi se na položaju: $H_s/r_\odot = 0.2$. (b) Usporedba trajanja funkcije pojačanja ϵ , omjera struja I/I_0 i ubrzanja a . Rekonekcijski magnetskim pritok traje između $0 < t < 10$ h i maksimalno pojačanje početne struje I_0 iznosi $\epsilon_M = 0.23$.

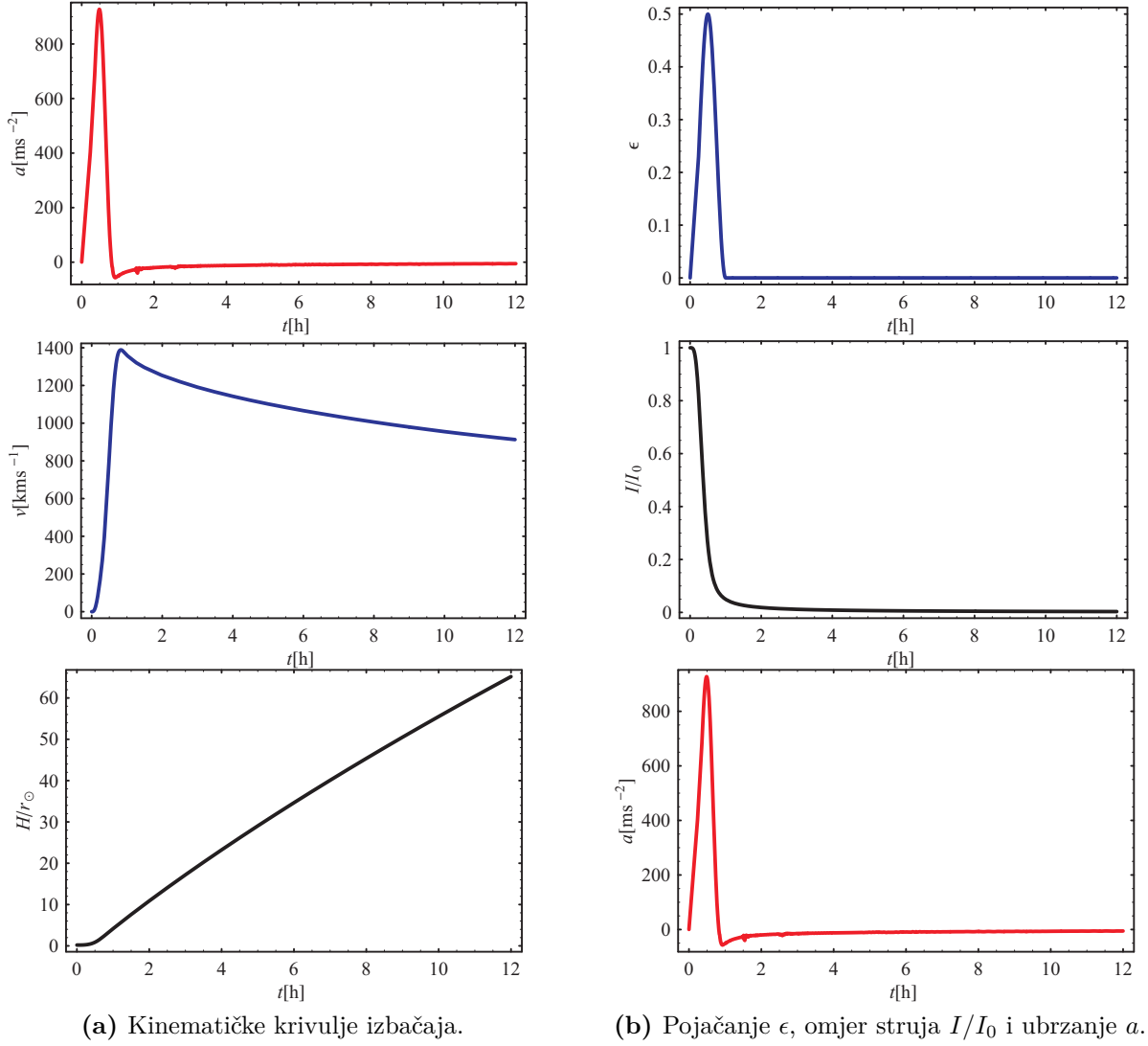


(a) Kinematičke krivulje izbačaja.

(b) Pojačanje ϵ , omjer struja I/I_0 i ubrzanje a .

Slika 4.32.: Postupan izbačaj. Kinematičke krivulje ubrzanja, brzine i visine za početnu konfiguraciju sistema definiranu: $S = 0.2r_\odot$, $M = 10^{12}$ kg, $\zeta_0 = 0$, $\eta = 0.1$, $I_0 = 7.8 \times 10^{10}$ A, $X_0 = 4$, s magnetskim poljem korone $B_{c0} = 10^{-4}$ T. Sunčev vjetar ima brzinu modeliranu s obzirom na vrijednost na beskonačnoj udaljenosti $w_c = 400$ km/s, dok faktor otpora iznosi $\Gamma = 0.2$. (a) Prikazane su kinematičke krivulje ubrzanja, brzine i visine. U početnom trenutku ($t = 0$) izbačaj miruje ($v_s = 0$ km/s) i nalazi se na položaju: $H_s/r_\odot = 0.2$. (b) Usporedba trajanja funkcije pojačanja ϵ , omjera struja I/I_0 i ubrzanja a . Rekonekcijski magnetskim pritok traje između $0 < t < 5$ h i maksimalno pojačanje početne struje I_0 iznosi $\epsilon_M = 0.24$.

4. Inicijacija i dinamika koroninih izbačaja



(a) Kinematičke krivulje izbačaja.

(b) Pojačanje ϵ , omjer struja I/I_0 i ubrzanje a .

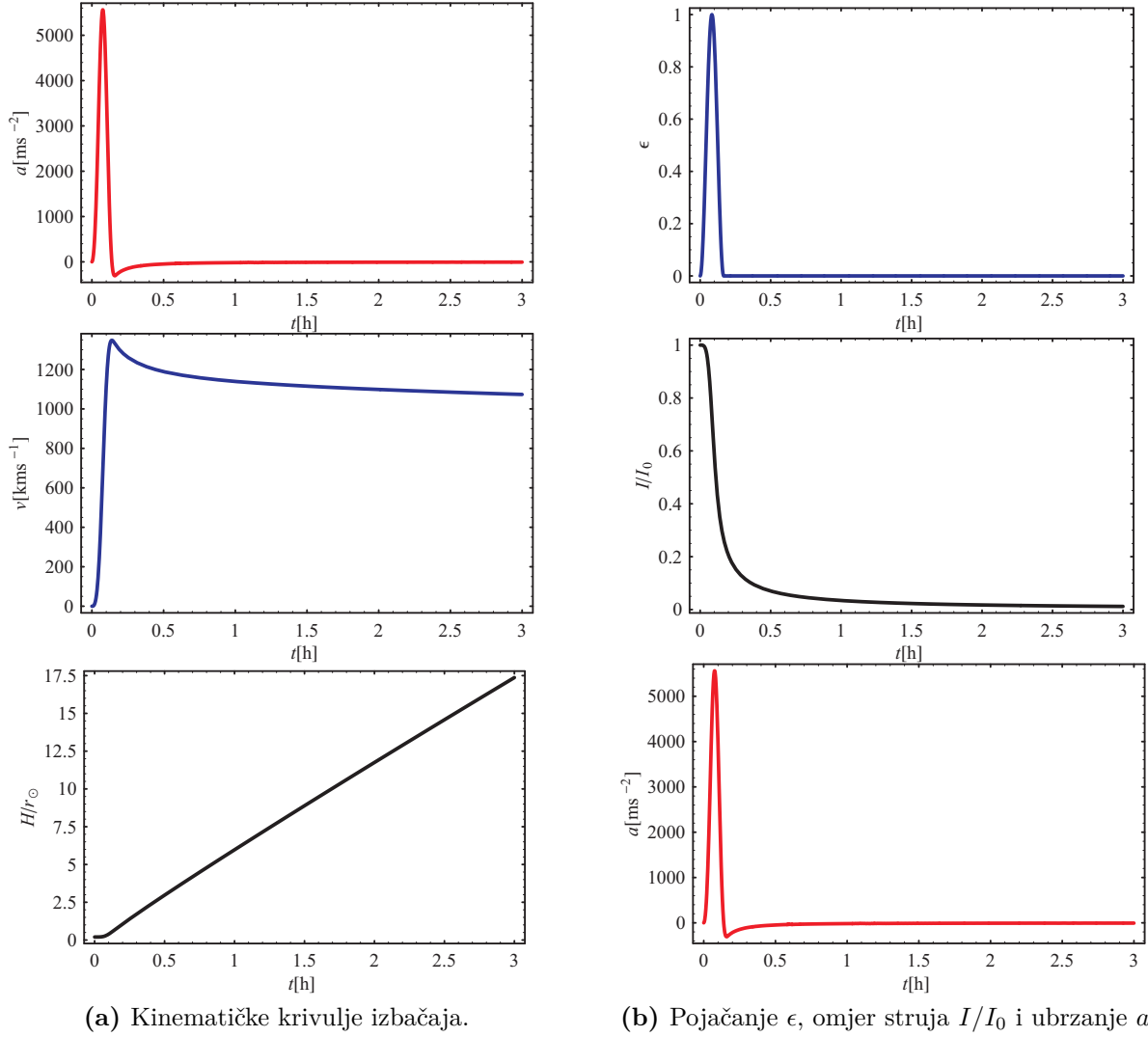
Slika 4.33.: Tipičan izbačaj. Kinematičke krivulje ubrzanja, brzine i visine za početnu konfiguraciju sistema definiranu: $S = 0.2r_\odot$, $M = 10^{12}$ kg, $\zeta_0 = 0$, $\eta = 0.1$, $I_0 = 7.8 \times 10^{10}$ A, $X_0 = 4$, s magnetskim poljem korone $B_{c0} = 10^{-4}$ T. Sunčev vjetar ima brzinu modeliranu s obzirom na vrijednost na beskonačnoj udaljenosti $w_c = 400$ km/s, dok faktor otpora iznosi $\Gamma = 0.2$. (a) Prikazane su kinematičke krivulje ubrzanja, brzine i visine. U početnom trenutku ($t = 0$) izbačaj miruje ($v_s = 0$ km/s) i nalazi se na položaju: $H_s/r_\odot = 0.2$. (b) Usporedba trajanja funkcije pojačanja ϵ , omjera struja I/I_0 i ubrzanja a . Rekonekcijski magnetskim pritok traje između $0 < t < 1$ h i maksimalno pojačanje početne struje I_0 iznosi $\epsilon_M = 0.5$.

3 sata izbačaj doseže visinu do približnih $20 r_{\odot}$ i u tom periodu gotovo da je neometan Sunčevim vjetrom.

Ovim primjerima i prolaskom kroz ograničeni parametarski prostor modela, pokazali smo da je model pogodan za opis i objašnjenje opažanih rezultata u ranoj akceleracijskoj fazi koroninih izbačaja mase. Model je najosjetljiviji na početnu struju koja teče magnetskim užem I_0 i na dodatno induciranu struju $\Delta I = I_0 \epsilon$. Početna „usukanost“ magnetskog polja X_0 bitna je do reda veličine 10, nakon čega model postaje neosjetljiv na promjene X_0 . Obrnuto, moguće je početnu konfiguraciju postaviti tako da se uvede proces smanjenja mase M izbačaja i promatra koliko je model osjetljiv na promjenu mase. Smanjenje mase ima isti učinak kao i pojačanje struje I_0 . Model je sigurno ovisan i o „globalnim“ parametrima kao što su jačina pozadinskog polja korone B_{c0} , brzina Sunčevog vjetra i sl. Međutim, zbog preglednosti bolje je „globalne“ veličine držati stalnim, jer se one slabo ili sporo mijenjaju oko srednjih prosječnih opažanih vrijednosti, i usredotočiti se na promjene „lokalnih“ parametara specifičnih za svaki pojedini izbačaj, kao što su: geometrijski parametri ζ_0 , η , struja koja teče toroidalnim magnetskim užem I_0 , uvijenost magnetskog polja X_0 , masa M i dodatni magnetski prtok opisan vremenom trajanja ($t_1 < t < t_2$) i jačinom ϵ_M .

Nakon akceleracijske faze slijedi propagacijska faza izbačaja u međuplanetarnom prostoru. U propagacijskoj fazi sve više dolazi do izražaja magnetohidrodinamički (MHD) otpor u odnosu prema Lorentzovoj sili, jer Lorentzova sila opada s udaljenošću zbog induktivnog slabljenja toroidalne struje (Chen i Krall, 2003; Vršnak, 2008). U poglavlju 5 detaljnije se razmatra utjecaj Sunčevog vjetra i sile otpora na koronin izbačaj u međuplanetarnom prostoru. Model MHD otpora će se usporediti s empirijskim rezultatima i naći odgovarajuće vrijednosti parametra Γ i brzine Sunčevog vjetra w_c .

4. Inicijacija i dinamika koroninih izbačaja



Slika 4.34.: Impulzivni izbačaj. Kinematičke krivulje ubrzanja, brzine i visine za početnu konfiguraciju sistema definiranu: $S = 0.2r_\odot$, $M = 10^{12}$ kg, $\zeta_0 = 0$, $\eta = 0.1$, $I_0 = 7.8 \times 10^{10}$ A, $X_0 = 4$, s magnetskim poljem korone $B_{c0} = 10^{-4}$ T. Sunčev vjetar ima brzinu modeliranu s obzirom na vrijednost na beskonačnoj udaljenosti $w_c = 400$ km/s, dok faktor otpora iznosi $\Gamma = 0.1$. (a) Prikazane su kinematičke krivulje ubrzanja, brzine i visine. U početnom trenutku ($t = 0$) izbačaj miruje ($v_s = 0$ km/s) i nalazi se na položaju: $H_s/r_\odot = 0.2$. (b) Usporedba trajanja funkcije pojačanja ϵ , omjera struja I/I_0 i ubrzanje a . Rekonekcijski magnetskim pritok traje između $0 < t < 10$ min i maksimalno pojačanje početne struje I_0 iznosi $\epsilon_M = 1$.

5. Međuplanetarno gibanje koroninog izbačaja

Međuplanetarne koronine erupcije (engl. skraćenica ICME) povijesno spadaju u tzv. Sunčeve prolazne pojave (engl. transient events) koje u međuplanetarni prostor unose velike količine materije i energije. Možemo ih svrstati u dvije skupine: u „spore“ čija je brzina manja od prosječne brzine Sunčevog vjetra i „brze“ čija brzina premašuje prosječnu brzinu Sunčevog vjetra. Prosječna brzina Sunčevog vjetra se kreće oko 400 km/s te tako predstavlja granicu između dva navedena tipa CME-a.

Većinski prihvaćeno objašnjenje nastanka i pojave izbačaja je da su oni posljedica gubitka stabilnosti magnetskog polja u koroni (Low, 1996). Magnetski tok iz konvekcijske zone, kao i gibanja nožišta zatvorenih magnetskih arkada u koroni, postupno gomilaju energiju magnetskog polja, te u određenom trenutku dolazi do gubitka stabilne ravnoteže, otvaranja magnetskog polja i relaksacije nagomilane energije u magnetskoj strukturi. Postoji i drugačije mišljenje kojim se razmatra mogućnost postojanja direktnog energetskog „izvora“ koji tjera izbačaj, npr. crpljenja energije iz bljeska i/ili iz podfotosferskih slojeva (poglavlje 4).

Mehanizam kojim se poremećaj giba heliosferom nije upotpunosti objašnjen i jasan, ponajviše zbog manjkavosti i nedostatka konkretnih opažачkih mjerenja, te složenosti situacije koju treba razmotriti i modelirati. Dosadašnji modeli mogu se podijeliti u nekoliko kategorija:

- *empirijsko-kinematički modeli* se ponajviše se oslanjaju na statističku obradu opaženih podataka i daju usrednjene prosječne vrijednosti parametara naleta izbačaja do Zemlje. Prvotni empirijsko-kinematički modeli zasnovani na prevladavajućem utjecaju MHD otpora (Gopalswamy et al., 2000), polaze od pretpostavke da ICME ubrzavaju/usporavaju srednjom akceleracijom duž cijelog putovanja od Sunca do Zemlje, ali ne preciziraju o čemu ovisi akceleracija. Iznos akceleracije nije povezan niti sa svojstvima Sunčevog vjetra, niti sa svojstvima ICME-a. Ovaj tip modela je kasnije nadograđen (Gopalswamy et al., 2001b) tako da akceleracija prestaje na nekoj udaljenosti manjoj od 1 AU, te se nakon toga ICME nastavlja gibati konstantnom brzinom;

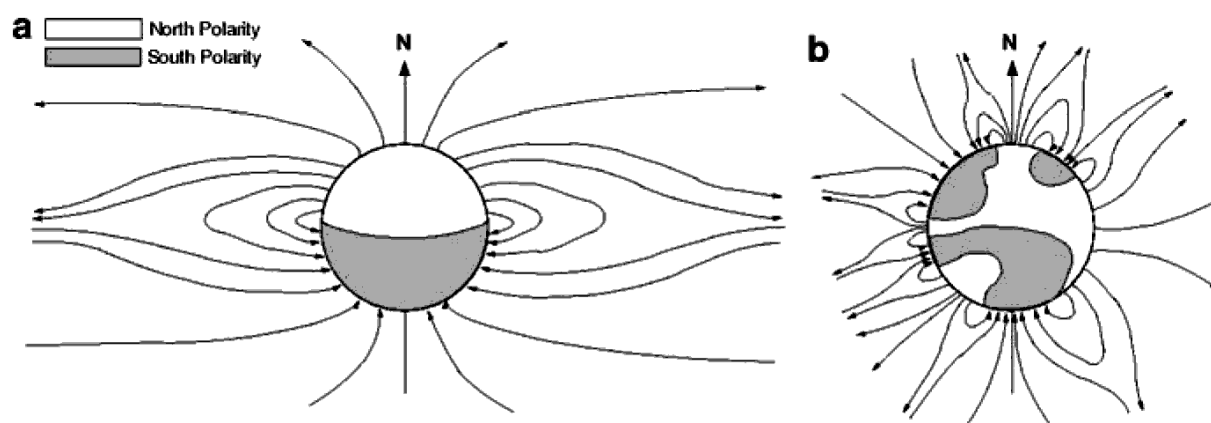
- *analitičko-kinematički magnetohidrodinamički modeli* zasnivaju se na fizikalnom parametriziranju otpora (Cargill, 2004). Trenutačna akceleracija ovisi o osnovnim značajkama ICME-a (brzini, masi, veličini), kao i okolnog Sunčeva vjetra (brzini, gustoći). U jednostavnijem obliku, jednadžba gibanja modelira se u linearnom obliku po relativnoj brzini, dok se u naprednijoj pretpostavci koristi kvadratični oblik. Primjer je model „aerodinamičkog“ otpora koji pretpostavlja da je ukupna kinematika međuplanetarnog izbačaja samo uvjetovana njegovim međudjelovanjem sa Sunčevim vjetrom, zanemarujući ostale intrinzične karakteristike, na primjer oblik magnetskog oblaka, utjecaj udarnog vala i sl.;
- *numerički modeli* razmatraju zasebne izbačaje, međuplanetarni izbačaj se smatra perturbacijom kontinuiranog Sunčevog vjetra. Perturbacija može biti ili samo plazmena (bez magnetskog polja) ili samo magnetska (u obliku cijevi magnetskog toka). Zahvaljujući razvoju računalnih tehnika, razvijeni su i potpuno numerički modeli, kao što je npr. ENLIL (Odstrcil, 2003; Falkenberg et al., 2010). ENLIL je vremenski ovisan trodimenzionalni model heliosfere koji numerički rješava jednadžbe za gustoću plazme, količinu gibanja i gustoću energije, a namijenjen je prvenstveno prognoziранju strukture Sunčeva vjetra (Odstrcil, 2003; Lee et al., 2009). Početni rubni uvjet se nalazi na 21.5 ili 30 Sunčevih polumjera, a ulazni parametri za model zasnivaju se na sinoptičkim podacima fotosferskog magnetskog polja. Prostorno obuhvaća heliosferu od 60 sjeverno do 60 stupnjeva južno i cijelih 360 stupnjeva azimutalno. Posebna opcija modela omogućava „ubacivanje“ stožastog oblika ICME-a u Sunčev vjetar.

Analitički pristup daleko pogodniji za potrebe „svemirske prognostike“ (engl. Space weather) od numeričkog, prvenstveno zbog brzine izračuna, što je naročito važno za prognoziранje u realnom vremenu. Uz to, rezultati su jednako pouzdani, ako ne i bolji od numeričkih, jer analitički modeli imaju jasnije definiranu fizikalnu pozadinu.

5.1. Sunčev vjetar

U svim modelima širenja i gibanja međuplanetarnih izbačaja u heliosferi Sunčev vjetar igra bitnu ulogu. Materija kontinuirano otječe u međuplanetarni prostor Sunčevim vjetrom, i to prosječno oko milijun tona u sekundi, te doseže *heliopauzu*, granicu na kojoj je izjednačen heliosferski tlak plazme s međuzvjezdanim.

Već u 19. stoljeću pojavljuju se ideje da geomagnetski poremećaji nastaju aktivnošću Sunca iako se tada nisu znali pravi mehanizmi međudjelovanja geomagnetskog polja s izbačajima. Kasnije, 1930-tih godina pretpostavlja se da „magnetski oblaci“ sa Sunca na-

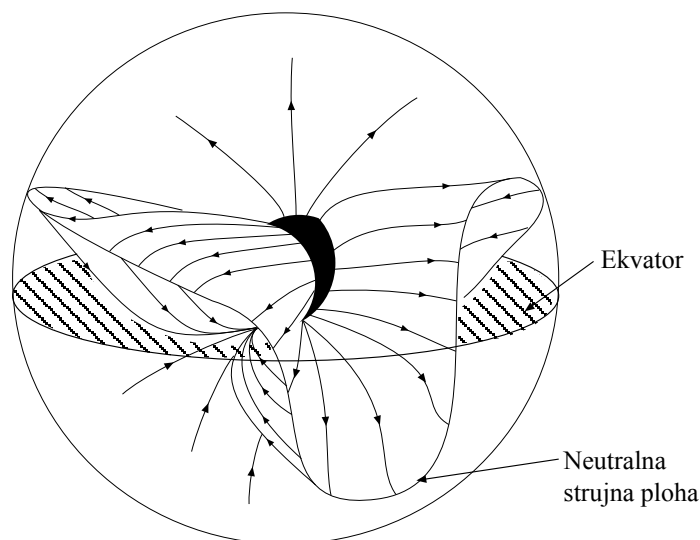


Slika 5.1.: Shematski prikazano Sunčevo magnetsko polje tijekom: (a) slabe, (b) jake Sunčeve aktivnosti (Howard, 2011).

lijeću na Zemljinu magnetosferu i uzrokuju poremećaje. Međutim, promatranjem repova kometa, 1950/60-tih godina takva ideja postaje upitna i počinje se razmišljati o izotropnom kontinuiranom toku čestica i magnetizirane plazme sa Sunca koji „oplakuje“ sva tijela u Sunčevom sustavu (pa tako i komete). Potpunu potvrdu postojanja kontinuiranog Sunčevog vjetra daje je U.S. Mariner II sonda tijekom svoje misije između 1962–1967. godine.

Jedan od prvih i kvantitativnih modela Sunčevog vjetra bio je model Eugene Newman Parkera krajem 50-tih godina prošlog stoljeća. Parker (1958) je pokazao da korona vrlo dobro provodi toplinu, te da plazma ne samo da svladava gravitacijski utjecaj Sunca, već se giba supersonično i odnosi magnetsko polje sa sobom. Polje Sunčevog vjetra je usidreno u Suncu, te s njime zajedno rotira i tako tvori Arhimedovu spiralu, ili kako se često u njegovu čast naziva, *Parkerovu spiralu*. Sunčev vjetar je supersoničan i stvara udarni val na relativno sporim objektima u heliosferi, kao što su kometi, magnetosfere planeta, i sl. Međuplanetarni izbačaji koji su brži od Sunčevog vjetra razgrću i sažimaju magnetsko polje Sunčevog vjetra, te se plazma sabija i nakuplja na čeonom dijelu izbačaja. Ipak, ne dolazi do međudjelovanja magnetskog oblaka i vjetra, jer je za to potrebna rekonekcija, a ona se relativno sporo odvija.

Sunčev vjetar dijeli se s obzirom na njegovu brzinu na dvije vrste: brzi i spori. Brz Sunčev vjetar je niske gustoće i uglavnom struji iz koroninih šupljina, u kojima je otvoreno koronino magnetsko polje, te se čestice s površine nesmetano ubrzavaju i struje u međuplanetarni prostor. Koronine šupljine najčešće nastaju u okolini Sunčevih polova i brz vjetar otamo skoro stalno struji. Tijekom minimuma Sunčeve aktivnosti magnetsko polje Sunca je relativno jednostavno strukturirano (slika 5.1a), pa su polarne koronine šupljine vrlo uočljive i prisutne, dok za maksimuma to nije slučaj (slika 5.1b). Prosječna brzina vjetra s polarnih područja kreće se oko 750 km/s. Spor Sunčev vjetar je gust i najčešće se



Slika 5.2.: Sunčev vjetar prati oblik Sunčevog magnetskog polja tzv. oblik „balerinine suknjice“ (Koskinen i Vainio, 2011).

pojavljuje u Sunčevom ekvatorijalnom području s brzinama od oko 400 km/s. Trenutno se ne znaju detalji nastanka Sunčevog vjetra, međutim Sunčevo magnetsko polje potiče, usmjerava i mijenja obje vrste vjetra. Struktura polja ponekad podsjeća na tzv. oblik „balerinine suknjice“ (slika 5.2) duž koje struji Sunčev vjetar.

5.1.1. Chapmanov hidrostatski model

Chapman i Zirin (1957) su izveli hidrostatski model u kojem postuliraju da je tok energije $(4\pi r^2 \kappa dT/dr)$ na sferi radijusa r oko Sunca očuvan:

$$\frac{d}{dr} \left(r^2 \kappa \frac{dT}{dr} \right) = 0. \quad (5.1)$$

Termička vodljivost ionizirane vodikove κ plazme ovisi o temperaturi i zadana je s:

$$\kappa = \kappa_0 T^{5/2}, \quad (5.2)$$

gdje je κ_0 konstanta. Integracijom jednadžbe (5.1) slijedi:

$$r^2 \kappa_0 T^{5/2} \frac{dT}{dr} = C, \quad (5.3)$$

gdje je C konstanta. Sređivanjem se dobiva:

$$\frac{2}{7} \frac{d}{dr} (T^{7/2}) = \frac{C}{\kappa_0 r^2}, \quad (5.4)$$

i dodatnom integracijom gornje jednadžbe imamo:

$$T^{7/2} = -\frac{C}{\kappa_0 r} + D. \quad (5.5)$$

Konstante C i D se određuju iz rubnih uvjeta temperature, odnosno pretpostavlja se da temperatura korone iščezava na beskonačnoj udaljenosti:

$$T \rightarrow 0 \text{ kako } r \rightarrow \infty, \quad (5.6)$$

a da temperatura na površini Sunca ($r = r_\odot$) iznosi $T_\odot$, tj.:

$$T = T_\odot \text{ na } r = r_\odot. \quad (5.7)$$

Time se iz jednadžbe (5.5) dobiva ($D = 0$ i $C = -T_\odot^{7/2} \kappa_0 r_\odot$):

$$T = T_\odot \left(\frac{r_\odot}{r} \right)^{2/7}. \quad (5.8)$$

Za „površinsku“ temperaturu korone od $T_\odot = 10^6$ K, modelom se izračunava temperatura od oko 10^5 K na 1 AU. Vrijednost ne odstupa previše od izmjerene termičke brzine elektrona i protona na 1 AU: $T_e = 1.4 \times 10^5$ K, $T_p = 1.2 \times 10^5$ K (Goldstein, 2006). Međutim, model ne daje odgovarajuće vrijednosti tlaka plazme. U hidrostatskoj ravnoteži vrijedi:

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{GM_\odot n \bar{m}}{r^2}.$$

Uvrštavanjem jednadžbe za temperaturu (5.8) i jednadžbe za idealni plin:

$$p = nk_B T, \quad (5.9)$$

(n ukupna volumna gustoća, $\bar{m}$ je prosječna masa po čestici¹, T je temperatura plazme, k_B Boltzmannova konstanta). Slijedi:

$$p = p_\odot \exp \left\{ \frac{7GM_\odot \bar{m} n_\odot}{5p_\odot r_\odot} \left[\left(\frac{r_\odot}{r} \right)^{5/7} - 1 \right] \right\}. \quad (5.10)$$

Veličine $p_\odot$ i $n_\odot$ su tlak i volumna gustoća plazme pri Sunčevoj površini, $r_\odot$. Očigledno je da u dobivenoj jednadžbi (5.10) tlak teži k nekoj konstantnoj vrijednosti (koja je puno

¹predstavlja ukupnu masu plazme koja je podijeljena s ukupnim brojem čestica. Za potpuno ioniziranu vodikovu plazmu to iznosi $\bar{m} = (m_p n_p + m_e n_e) / (n_p + n_e)$, gdje su n_p , n_e , te m_p , m_e volumne gustoće i mase protona i elektrona. U astrofizici se često koristi druga veličina, srednja atomska težina, koja ustvari predstavlja normiranu prosječnu masu čestice (ili atoma) na masu protona (ili ogoljene vodikove jezgre), $\tilde{\mu} = \bar{m} / m_p$.

veća od međuzvjezdano g tlaka, tj. $\approx 10^{-15} p_{\odot}$) na beskonačnoj udaljenosti, što ne odgovara stvarnosti. Na velikim udaljenostima tlak bi trebao pasti i izjednačiti se s malom vrijednošću međuzvjezdano g tlaka. Dodatno, gustoća u modelu streml k beskonačnosti kako se heliocentrična udaljenost r povećava. Eugene Parker je ove nedostatke nastojao ispraviti svojim modelom Sunčevog vjetra.

5.1.2. Parkerov model

U Parkerovom modelu (Parker, 1958) korona nije u statičkoj ravnoteži. Glavna misao vodilja modela je da se korona kontinuirano širi, sve dok je međuzvjezdani tlak u tome ne spriječi. Takva ekspanzija čini osnovu Parkerovog modela Sunčevog vjetra. Postojanje Sunčevog vjetra potvrđuju kometi, dok zasigurno i nedvosmisleno su potvrdili sateliti, poglavito Lunik III i Venus I 1959. godine, te Mariner II 1960-tih godina.

Osnovu modela čini već spomenuta zamisao da je Sunčev vjetar *stacionaran* (što znači da $\partial \mathbf{v} / \partial t = 0$), *sfernosimetričan* i *izoterman*. Raspis započinje jednađžbom kontinuiteta:

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (5.11)$$

i jednađžbom gibanja:

$$\rho (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla p + \rho \mathbf{g}_{\odot}. \quad (5.12)$$

U jednađžbi (5.11) i (5.12) nalazi se masena gustoća plazme $\rho = \bar{m}n$, što predstavlja umnožak prosječne mase po čestici i ukupne brojčane gustoće.

U približenju uzimamo jednađžbu idealnog plina (5.9):

$$p = nRT. \quad (5.13)$$

i pretpostavku da je korona izotermna,

$$T = konst. = T_{\odot}. \quad (5.14)$$

Uzmimo da je brzina toka potpuno radijalna, pa vrijedi $\mathbf{v} = v \hat{\mathbf{r}}$ (gdje je $\hat{\mathbf{r}}$ jedinični radijalni vektor) što uvštavanjem u (5.11) slijedi:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dr} (r^2 \rho v) &= 0, \\ r^2 \rho v &= konst. \end{aligned} \quad (5.15)$$

Uz gravitacijsko ubrzanje Sunca, $\mathbf{g}_{\odot} = -GM_{\odot}/r^2 \hat{\mathbf{r}}$, radijalna komponenta od (5.12) pos-

taje:

$$\rho v \frac{dv}{dr} = -\frac{dp}{dr} - \frac{GM_{\odot}\rho}{r^2}. \quad (5.16)$$

Izotermna² brzina zvuka c_s je dana s $c_s = \sqrt{k_B T / \bar{m}} = \sqrt{p/\rho}$, pa tako zakon idealnog plina poprima oblik:

$$p = c_s^2 \rho. \quad (5.17)$$

Supstitucijom (5.15) i (5.17) u (5.16) dobiva se

$$\rho v \frac{dv}{dr} = -c_s^2 \frac{d\rho}{dr} - \frac{GM_{\odot}\rho}{r^2}.$$

Dijeljenjem s gustoćom ρ slijedi:

$$v \frac{dv}{dr} = -\frac{c_s^2}{\rho} \frac{d\rho}{dr} - \frac{GM_{\odot}}{r^2}.$$

Upotrebom jednadžbe (5.15), tj. $\rho = konst./r^2 v$, član u gornjem izrazu preoblikuje se u $\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dr} = r^2 v \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{r^2 v} \right)$, pa slijedi:

$$v \frac{dv}{dr} = -c_s^2 r^2 v \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{r^2 v} \right) - \frac{GM_{\odot}}{r^2}.$$

Derivacijom prvog člana desne strane jednadžbe po r i sređivanjem slijedi konačna jednadžba gibanja:

$$\left(v - \frac{c_s^2}{v} \right) \frac{dv}{dr} = 2 \frac{c_s^2}{r^2} (r - r_c), \quad (5.18)$$

gdje je definiran $r_c = GM_{\odot}/2c_s^2$, na način da su $r = r_c$ i $v = c_s$ kritične točke jednadžbe (5.18). Ako plazma poprimi brzinu zvuka c_s , tada radijalni položaj r mora biti jednak r_c ili u protivnom član $dv/dr \rightarrow \infty$ postaje beskonačan. Znači, ako je $r = r_c$ tada ili je $dv/dr = 0$ ili $v = c_s$. Obrnuto, ako je $v = c_s$ tada je ili $dv/dr \rightarrow \infty$ ili $r = r_c$.

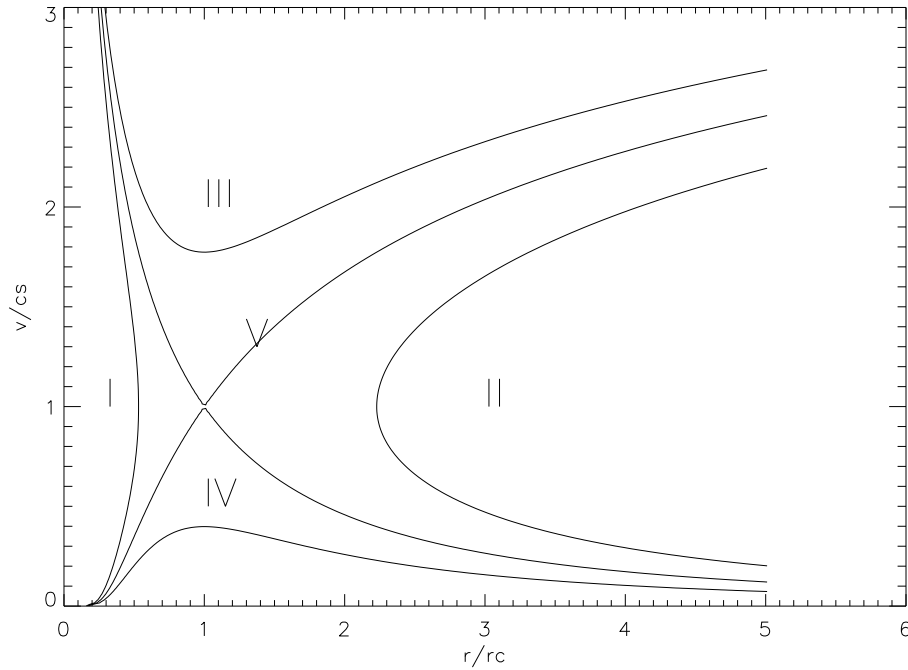
Integriranjem jednadžbe (5.18) dobivamo implicitnu ovisnost brzine o radijalnom položaju r :

$$\left(\frac{v}{c_s} \right)^2 - \ln \left(\frac{v}{c_s} \right)^2 = 4 \ln \left(\frac{r}{r_c} \right) + 4 \frac{r_c}{r} + C, \quad (5.19)$$

gdje je C konstanta. Rješenja za pet različitih vrijednosti C dana su na slici (5.3).

Rješenje I ima dvostruke vrijednosti za neku udaljenost r , pa je tako nefizikalno. Nemoć je da plazma napušta Sunčevu površinu s brzinom manjom od brzine zvuka i doseže maksimalni radijalni položaj r_c i onda se vraća natrag supersoničnom brzinom. Rješenje

²tada je politropski indeks $\eta = 1$ u općenitom izrazu $pV^{\eta} = konst.$



Slika 5.3.: Ovisnost brzine Sunčevog vjetra v o radijalnom položaju r za pet različitih vrijednosti konstante C . Brzina je normirana na brzinu zvuka c_s , a radijalni položaj s obzirom na kritičnu vrijednost r_c (Koskinen i Vainio, 2011).

II je također nefizikalno, jer brzina Sunčevog vjetra, kao prvo, ima dvostruke vrijednosti na velikim heliocentričnim udaljenostima, a kao drugo, vjetar prema tome rješenju ne postoji u Sunčevoj blizini. U rješenju III brzina postaje veća od brzina zvuka već u vrlo niskoj koroni, što se ne opaža, pa se i to rješenje može zanemariti. Znači, fizikalno jedino moguća rješenja su IV i V.

U rješenju IV plazma otječe s površine Sunca, ali nikada ne prestiže brzinu zvuka, ne postaje supersonična, pa se takvo strujanje plazme naziva *stelarnim (ili zvjezdanim) lahorom*. Iz slike (5.3) vidi se da brzina na velikim udaljenostima teži k nuli ($\lim_{r \rightarrow \infty} v(r) = 0$).

Na velikim udaljenostima iz jednadžbe (5.19) slijedi:

$$\begin{aligned} -\ln\left(\frac{v}{c_s}\right)^2 &\approx 4\ln\left(\frac{r}{r_c}\right), \\ \frac{v}{c_s} &\approx \left(\frac{r_c}{r}\right)^2. \end{aligned} \quad (5.20)$$

Uvrštavanjem u (5.15), za gustoću se dobije:

$$\rho = \frac{\text{konst.}}{r^2 v} \approx \frac{\text{konst.}}{c_s r_c^2}. \quad (5.21)$$

Gustoća postaje konstantna na velikim udaljenostima, pa tako i tlak. Međutim, nije moguće izjednačiti tlak Sunčevog vjetra s niskim međuzvezdanim, te niti to rješenje ne može se smatrati fizikalnim.

U rješenju V plazma napušta Sunčevu površinu nekom određenom početnom brzinom, nakon toga doseže kritičnu točku u $r = r_c$ s brzinom od $v = c_s$. Poslije brzina postaje supersonična, a tlak se smanjuje. Kritična točka određuje konstantu integracije C u jednadžbi (5.19), ona mora iznositi $C = -3$.

Promotrimo ponašanje vjetra na velikim udaljenostima. Slika (5.3) nam govori da za velike udaljenosti r brzina postaje vrlo velika, $v \gg c_s$. U tom slučaju jednadžba (5.19) glasi:

$$\begin{aligned} \left(\frac{v}{c_s}\right)^2 &\approx 4 \ln\left(\frac{r}{r_c}\right), \\ \frac{v}{c_s} &\approx 2\sqrt{\ln\left(\frac{r}{r_c}\right)}. \end{aligned} \quad (5.22)$$

Isto tako, iz jednadžbe (5.15) dobivamo gustoću:

$$\rho = \frac{\text{konst.}}{r^2 v} \approx \frac{\text{konst.}}{r^2 \sqrt{\ln(r/r_c)}} \quad (5.23)$$

i vidimo da gustoća pada na nulu kada r teži u beskonačnost. Plazma je izotermna, pa će tako ponašati i tlak. Tlak opada s udaljenošću, pa ga je moguće izjednačiti s niskim međuzvezdanim tlakom na granici heliosfere (heliopauzi). Rješenje V Parkerovog modela Sunčevog vjetra je fizikalno i usuglašeno s opažanjima. Dobro objašnjava supersoničnost vjetra nakon neke određene kritične radijalne udaljenosti r_c . Kritična udaljenost r_c se određuje uvrštavanjem polumjera Sunca $r_\odot$, tipične prosječne temperature korone $T_\odot = 10^6$ K, te gustoće protona n_p . Pretpostavlja se da je vodikova ($m_e \ll m_p$) plazma potpuno ionizirana ($n_e = n_p$), što znači da je prosječna masa po čestici $\bar{m} = (n_e m_e + n_p m_p)/(n_e + n_p) \approx m_p/2$. Uvrštavanjem se dobiva brzina zvuka:

$$c_s = \sqrt{\frac{k_B T_\odot}{\bar{m}}} = \sqrt{\frac{2k_B T_\odot}{m_p}} \approx 10^5 \text{ ms}^{-1},$$

i kritični radijalni položaj:

$$r_c = \frac{GM_\odot}{2c_s^2} \approx 10 r_\odot.$$

Udaljenost Zemlje od Sunca otprilike iznosi $215 r_\odot$, što znači da je Sunčev vjetar supersoničan u okolini Zemlje. Parkerov model može procijeniti tu brzinu tako da se u jednadžbu (5.19) uvrsti $r = 215 r_\odot$ i riješi po v . Dobiva se da $v(215 r_\odot) \approx 350 \text{ kms}^{-1}$, što je dosta

dobro usuglašeno s opažanjima sporog Sunčevog vjetra na 1 AU. Bitno je naglasiti da je Parkerov model među prvim modelima, te da ipak sadrži određena neodgovarajuća približenja, npr. da je plazma izotermna, što baš i nije u suglasnosti sa stvarnošću. Uvjet izoternosti u modelu može se poboljšati tako da se zamijeni s nekim od politropskih oblika za tlak plina, na primjer $p = K\rho^\eta$. Drugo neprikladno približenje je što Sunčev vjetar ne otječe izotropno sa cijele Sunčeve površine već najvećim dijelom struji iz koroninih šupljina u kojima su jaka magnetska polja otvorena i iz kojih čestice nesmetano struje velikim brzinama. Ipak, model zadovoljava i usuglašen je s činjenicom da vjetar iščezava na velikim udaljenostima, pa mu se tlak može izjednačiti s međuzvjezdanim (na udaljenosti od otprilike 100 AU gdje se nalazi heliopauza).

5.1.3. Određivanje brzine Sunčevog vjetra iz opažачkih podataka

Sheeley et al. (1997) iz podataka dobivenih pomoću LASCO (Large Angle Spectrometric Coronagraph) koronagrafa, koji je sastavni dio SoHO (Solar and Heliospheric Observatory) satelitske misije, određuju empiričku ovisnosti brzine Sunčevog vjetra o udaljenosti. Promatraju i vremenski prate nehomogenosti u „bijeloj svjetlosti“ nastale zbog Thomsonovog raspršenja na elektronima korone. Nehomogenosti u koroninoj plazmi kontinuirano otječu iz okoline koroninih strujnica ekvatorijalnog pojasa. Međutim, sporadično se zapaža kidanje, ubrzavanje i odnašanje vrha strujnice kontinuiranim Sunčevim ekvatorijalnim vjetrom. U C2 ($2.2 - 6 r_\odot$) i C3 ($3.7 - 30 r_\odot$) koronagrafima pojedinačno su pratili i određivali kinematičke krivulje tri takva događaja tijekom: 24. svibnja 1996., 30. travnja 1996. i 30. listopada 1996. godine (slika 5.5). Praćenjem gibanja nehomogenosti u kontinuiranom Sunčevom vjetru posredno se dobiva informacija o brzini ekvatorijalnog Sunčevog vjetra.

Mjernim podacima prilagođavala se ovisnost heliocentrične udaljenosti o vremenu ili brzine o položaju. Podacima dobivenim 24. svibnja i 30. listopada 1996. godine najbolje je odgovarala funkcija heliocentrične udaljenosti (slika 5.5):

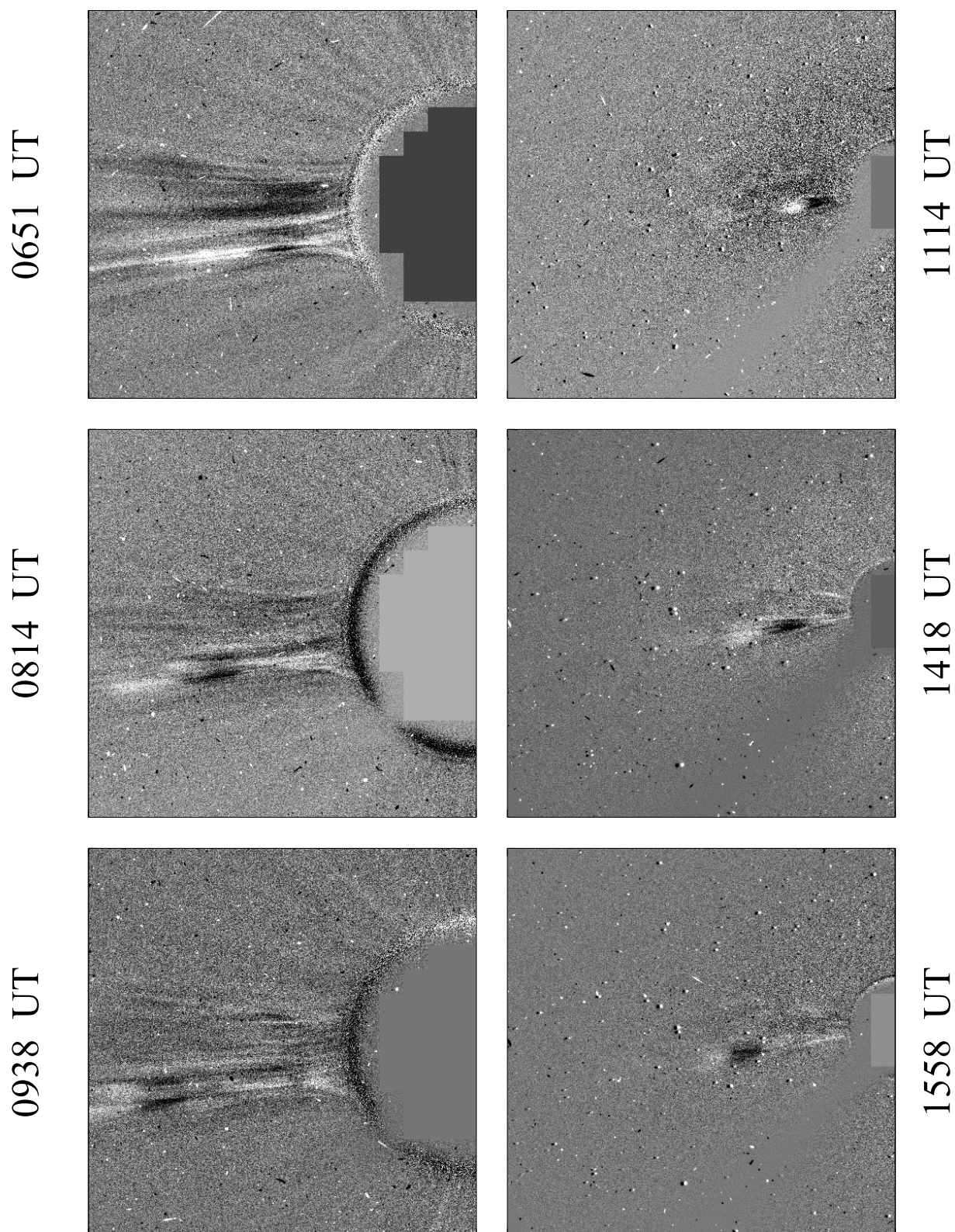
$$r(t) = r_0 + v_0 t + \frac{a}{2} t^2 \quad (5.24)$$

gdje su r_0 i v_0 položaj i brzina prve točke mjerenja na grafu, dok je a konstantno ubrzanje. Derivacijom prethodnog izraza po vremenu, uvrštavanjem $t = (v - v_0)/a$ u jednadžbu za $r(t)$ i sređivanjem, dobiva se:

$$v(r)^2 = 2a(r - r_1) \quad (5.25)$$

pri čemu je $r_1 = r_0 - v_0^2/(2a)$ udaljenost na kojoj brzina iščezava ($v = 0$).

U drugim slučajevima (za mjerenje 30. travnja 1996. i skup od 65 nezavisnih mjerenja)



Slika 5.4.: Primjer opaženog gibanja koronine nehomogenosti na dan 24. svibnja 1996. g. u LASCO C2 (lijevo) i C3 (desno) koronagrafima (Sheeley et al., 1997).

pogodnija pretpostavka brzine je:

$$v(r)^2 = v_a^2 \left[1 - e^{-(r-r_1)/r_a} \right]. \quad (5.26)$$

Funkcija je sličnog oblika kao i (5.25), osobito u slučaju kada je $r \approx r_1$, međutim brže se približava asimptotskoj brzini v_a za vrijednosti $r - r_1 \gg r_a$.

Ovim postupkom Sheeley et al. (1997) dodatno ograničavaju i empirijski poboljšavaju klasične teoretske jednadžbe gibanja Sunčevog vjetra, npr. izvedene Parkerovim modelom i sl.

5.1.4. Opažačko-empirijski modeli gustoće korone

Modeli opisani u poglavljima 5.1.1, 5.1.2 i 5.1.3 imaju uglavnom povijesnu važnost. Danas nema jedinstvenog modela koji bi točno i u potpunosti opisivao ponašanje Sunčevog vjetra. Potpuni opis bi trebao uključivati ponašanje magnetskog polja, rotaciju plazme, kao što pokušavaju npr. modeli (Weber i Davis, 1967) i Sakurai (1985). Ipak, možda je bolje krenuti „retrogradno“, osloniti se na opažačke podatke i njima prilagođavati funkcionalne ovisnosti temperature, magnetskog polja, te posebice brojčane gustoće čestica. Nedostatak u provjeri takvog pristupa nastaje zbog nedovoljnog broja jednoliko raspoređenih mjernih „detektora“. Najveću pouzdanost podataka očekivano pružaju mjerni instrumenti na udaljenostima od 1 AU, odnosno u okolini Zemlje.

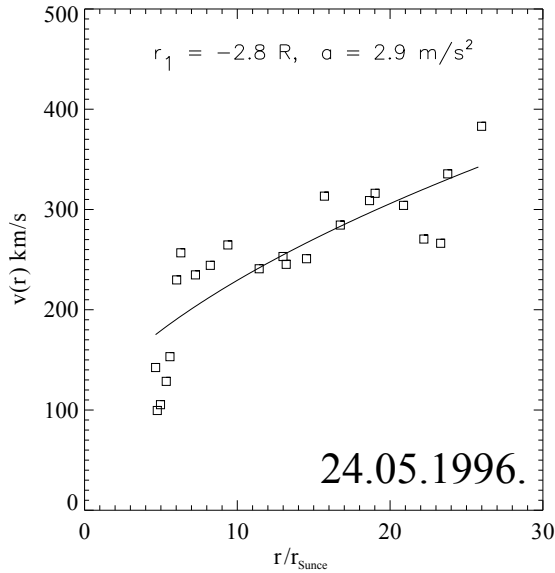
Opažanja se ponajviše oslanjaju na podatke dobivene iz zračenja korone. Ugrubo, zračenje korone možemo podijeliti na:

1. emisijske linije visokoioniziranih metala,
2. zračenje kontinuiranog spektra i njegovo raspršenje na slobodnim elektronima korone (Thomsonovo raspršenje), što čini najveći udio u ukupnom zračenju.

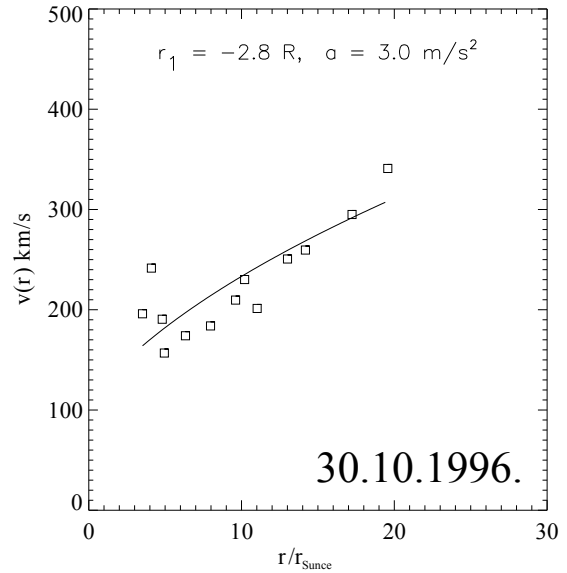
Empirijski modeli oslanjaju se na mjerenje radijancije (u jedinicama $\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$) i polariteta kontinuiranog i raspršenog zračenja na različitim heliografskim položajima ili različitih morfoloških područja, npr. unutar i izvan aktivnih područja tijekom minimuma ili maksimuma Sunčeve aktivnosti.

Od istaknutijih modela mogu se spomenuti van de Hulstov (van de Hulst, 1950) i Newkirkov (Newkirk, 1959, 1961, 1967). 1950-tih godina radijancije su bile pretežito mjerene tijekom pomrčina Sunca u blizini Sunčevog diska, pa sve do otprilike $30 r_{\odot}$.

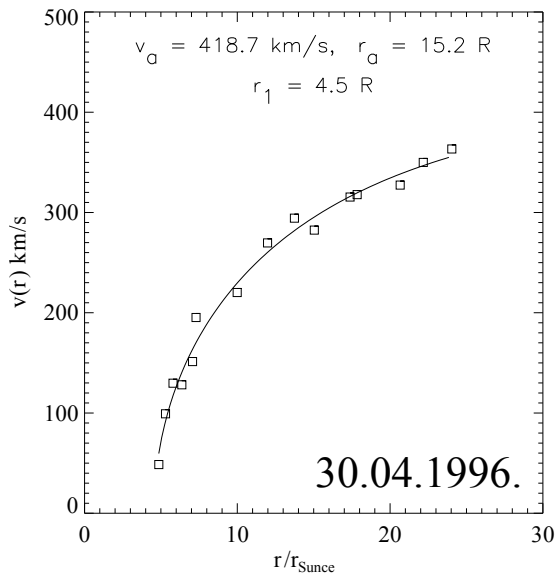
Valjanost modela ovisi o mogućnosti predviđanja ponašanja gustoće s radijalnom udaljenošću od Sunca. Trenutno, sam postupak dobivanja elektronske gustoće $n_e(r)$ iz opaženih radijancija spada u standardnu proceduru (van de Hulst, 1950). Zasniva se na



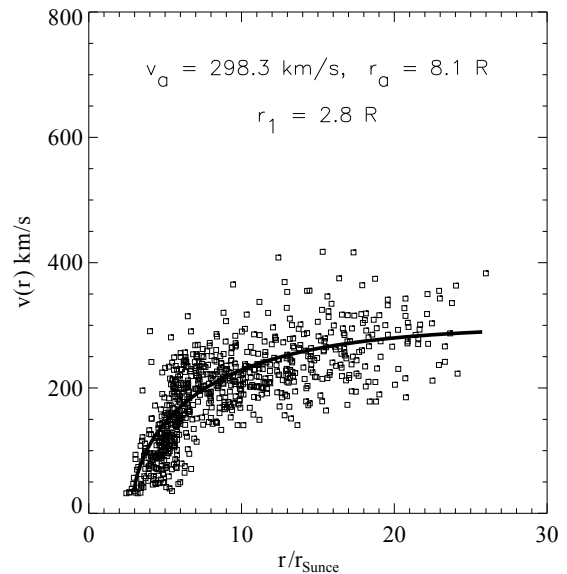
(a) 24. svibnja 1996. g.



(b) 30. listopada 1996. g.



(c) 30. travnja 1996. g.



(d) Brzine gibanja nehomogenosti u koroni.

Slika 5.5.: Empiričke brzine Sunčevog vjetra (Sheeley et al., 1997). (a) Brzina nehomogenosti v u koroni ovisna o radijalnoj udaljenosti r od Sunca za događaj 24. svibnja 1996. g. (b) Brzina nehomogenosti v u koroni ovisna o radijalnoj udaljenosti r od Sunca za događaj 30. listopada 1996. g. (c) Brzina nehomogenosti v u koroni ovisna o radijalnoj udaljenosti r od Sunca za događaj 30. travnja 1996. g. (d) Brzine 65 različitih nehomogenosti u koroni ovisna o radijalnoj udaljenosti od Sunca. U podslikama a) i b) krivulje su određene s obzirom na jednadžbu (5.25), dok se u podslikama c) i d) koristi metoda najmanjih kvadrata uz upotrebu jednadžbe (5.26).

pretpostavci da cijelo zračenje dolazi jedino iz Thomsonovog raspršenja upadnog zračenja na elektronima korone (tzv. K-korone). Mjerenjem radijancija različitih (međusobno okomitih) polarizacija dobiva se elektronska gustoća.

5.1.4.1. Newkirkov i van Hulstov model

Elektronska gustoća korone može se odrediti u bilo kojem njezinom dijelu. Glavna pretpostavka Newkirk-ovog modela (Newkirk, 1961) je da elektronska gustoća „mirne“ korone (tj. u vrijeme minimuma Sunčeve aktivnosti), n_m je oblika:

$$n_m(R) = n_0 \times 10^{4.32/R} \quad (5.27)$$

pri čemu $n_0 = 4.2 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$, a R je radijalna udaljenost od središta Sunca izražena u jedinicama Sunčevih polumjera $r_\odot$. Relacija je slična van de Hulst-ovom modelu (van de Hulst, 1950) gdje se koristi za ekvatorijalno područje, s razlikom da je povećana za približan faktor 2.2. Do pretpostavke se dolazi zapravo razmatranjem Parkerovog modela (jednadžbi (5.19), (5.11)) pri brzinama $v \ll c_s$.

Gustoća je povećana iznad aktivnih područja i može se pretpostaviti da to povećanje slijedi Gaussianov oblik:

$$n_a(R, \beta) = C_1 n_m(R) e^{-(\beta^2/2\sigma^2)}. \quad (5.28)$$

Ukupna elektronska gustoća u bilo kojem dijelu korone može se na osnovu pretpostavke pisati:

$$n_e(R, \beta) = n_m(R) + n_a(R, \beta) = n_m(R) \left[1 + C_1 e^{-(\beta^2/2\sigma^2)} \right], \quad (5.29)$$

gdje se proizvoljni $\sigma(R)$ disperzijski parametar i konstanta C_1 određuju iz opažачkih podataka.

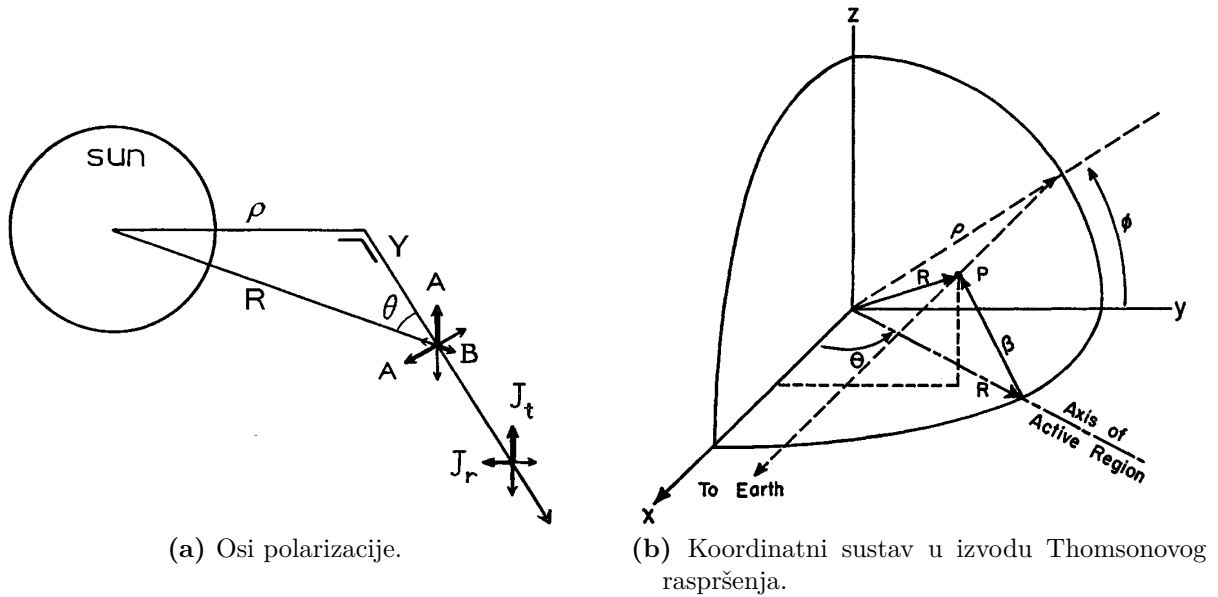
Gustoća $n_e(R, \beta)$ ovisi o radijalnom položaju od središta Sunca, R i udaljenosti β od osi neke istaknute morfološke strukture (npr. aktivnog područja), kao što je prikazano na slici 5.6:

$$\beta^2 = (x - R \cos \theta)^2 + (y - R \sin \theta)^2 + z^2 \quad (5.30)$$

Na slici je označena projicirana udaljenost na ravninu neba s ρ , udaljenost na doglednicu s Y , te radijalna udaljenost od centra Sunca do mjesta raspršenja s R . Sve prethodno navedene veličine (tj. ρ , Y , R) normirane su s obzirom na Sunčev polumjer $r_\odot$.

Radijancija se izražava u relativnom odnosu s obzirom na srednju radijanciju cijelog Sunčevog diska (u jedinicama $\times 10^{-10}$). Komponenta relativne radijancije K_t je okomita na ravninu na kojoj leže vektori ρ , $\mathbf{R}$ i $\mathbf{Y}$, a relativna komponenta koja leži u ravnini razapetaj vektorima $(\rho, \mathbf{R}, \mathbf{Y})$ označena je s K_r .

Upadno zračenje pobuđuje i tjera elektron na tiranje u smjeru međusobno okomitih



Slika 5.6.: Geometrija pri računanju Thomsonovnog raspršenja korone u van Hulstovom i Newkirkovom modelu. (a) Geometrijski prikaz osi polarizacije oscilacija elektrona (A, A, B) i komponente intenziteta raspršene svjetlosti (J_t, J_r) (van de Hulst, 1950). (b) Udaljenost β od neke istaknute morfološke strukture Sunca (npr. aktivnog područja), na radijalanoj udaljenosti od središta Sunca R , do točke raspršenja svjetlosti na elektronima P . Točka P se također nalazi na istoj radijalanoj udaljenosti R (Newkirk, 1961).

polarizacijskih amplituda. Smjerovi su označeni sa (A, A, B) , a to znači da $A(R)$ i $B(R)$ čine osi vibracijskog elipsoida elektrona na heliocentričnoj udaljenosti R .

Razlika relativnih međusobno okomitih radijancija mjerenih u točki (ρ, ϕ) na koronagrafu ovisna je o brojčanoj elektronskoj gustoći na mjestu raspršenja (R, β) i dana je izrazom (Newkirk, 1961):

$$\begin{aligned} \Delta K(\rho, \phi) &= K_t(\rho, \phi) - K_r(\rho, \phi) = \\ &= \frac{3.44 \times 10^{-4}}{C} \int_{R_1}^{R_2} n_e(R, \beta) [A(R) - B(R)] \frac{\rho^2 dR}{R\sqrt{R^2 - \rho^2}}. \end{aligned} \quad (5.31)$$

Konstanta $C = 1.32$ je omjer radijancije središta Sunčevog diska i srednje vrijednosti čitavog diska na valnoj duljini od $5200 \text{ \AA}$.

Opažanjem i mjerenjem $\Delta K(\rho, \phi)$ u koronagrafu i veličina: $A(R)$ i $B(R)$, relacija omogućuje izračun prostorne raspodjele gustoće oko Sunčevog diska $n_e(R, \beta)$ u cm^{-3} na bilo kojoj heliografskoj širini ϕ i duljini θ , npr. iznad aktivnih područja, polova, ekvatora i sl.

5.1.4.2. Mannov model

Mannov model (Mann et al., 1999) zasniva se na Parkerovom (Parker, 1961) modelu i svodi se na pojednostavljenje relacije (5.19) za malu brzinu Sunčevog vjetra $v \ll c_s$. Dosta dobro se podudara s mjernim podacima sve do 5 AU. U jednadžbi (5.19) zanemaren je prvi član s lijeve strane jednakosti, pa je

$$\ln \left(\frac{v}{c_s} \right)^2 \approx -4 \ln \left(\frac{r}{r_c} \right) - 4 \frac{r_c}{r} + 3 \quad (5.32)$$

$$v^2 \approx c_s^2 \exp \left[-4 \ln \left(\frac{r}{r_c} \right) - 4 \frac{r_c}{r} + 3 \right] \quad (5.33)$$

$$v \approx \text{konst.} \frac{e^{-2r_c/r}}{r^2}. \quad (5.34)$$

Uvrštavanjem jednadžbe (5.34) u (5.15) dobivamo ukupnu gustoću:

$$n(r) = \text{konst.} \frac{e^{2r_c/r}}{\bar{m}}, \quad (5.35)$$

gdje je $\bar{m} = m_p \tilde{\mu}$ prosječna mase po čestici u kojoj je $\tilde{\mu}$ prosječna atomska težina i m_p masa protona. Kako je izotermna brzina zvuka dana s $c_s^2 = k_B T / \bar{m}$, iz Parkerovog modela dobiva se kritični radijalni položaj:

$$r_c = \frac{GM_\odot}{2c_s^2} = \frac{GM_\odot \bar{m}}{2k_B T}. \quad (5.36)$$

Uvrštavanjem r_c u jednadžbu (5.35) slijedi:

$$n(r) = \text{konst.} \frac{e^{2r_c/r}}{\bar{m}} = \text{konst.} \frac{e^{A/r}}{\bar{m}} \quad (5.37)$$

$$n_e(r) = n_\odot \exp \left[\frac{A}{r_\odot} \left(\frac{r_\odot}{r} - 1 \right) \right]. \quad (5.38)$$

Uvedene su nove supstitucije: $A = GM_\odot \bar{m} / k_B T$, te elektronska gustoća na površini Sunca $n_\odot = n_e(r = r_\odot)$, a $r_\odot$ predstavlja Sunčev polumjer. Mann et al. (1999) uzimaju točnije vrijednosti prosječne atomske težine $\tilde{\mu} \approx 0.6$ i ukupne gustoća plazme $n \approx 1.9n_e$ (Priest, 1982, str. 82), jer plazma korone i Sunčevog vjetra nije isključivo potpuno ionizirana vodikova plazma, već se sastoji i od težih elemenata.

Newkirkova barometrijska relacija (jednadžba (5.27)) je identična izrazu za gustoću (5.38) kada temperatura iznosi $T = 1.4 \times 10^4$ K. Newkirk (1961) model nije potpun i „dobro podešen“ iz očiglednog razloga što se oslanjao na manjkave podatke dobivene samo mjerenjem bijele svjetlosti korone za vrijeme rijetkih Sunčevih pomrčina. Oblik i trend krivulje ovisnosti gustoće o udaljenosti je dobar, međutim vrijednosti su podcijene

njene. Model bi mogao donekle davati dobre rezultate ako se funkcija gustoće pomnoži s približnim faktorom 4 (usporedba Mann et al. (1999) modela s različitim podacima dana je na slici 5.7).

Iz usporedbe mjerenih gustoća u koroni i međuplanetarnom prostoru (do 5 AU) i Mannovog modela može se zaključiti da on daje dosta dobre rezultate, ponajviše za gustoće u ekliptičkoj ravnini. Mannov model predstavlja „vremenski usrednjen“ model, odnosno ne sadržava vremensku ovisnost (iako su korona i međuplanetarni prostor dinamička okruženja), već samo prostornu.

5.1.4.3. Leblanc, Dulk, Bougeret (LDB) model

Model se temelji na mjerenjima radiovalnog zračenja tipa III. Elektroni visokih energija struje sa Sunca i putuju prema koroni i međuplanetarnom prostoru duž otvorenih magnetskih silnica. Svojim gibanjem stvaraju plazmene oscilacije u koroni na plazmenoj frekvenciji f_p . Dio tih oscilacija se pretvara u elektromagnetsko zračenje fundamentalne frekvencije $f = f_p$ i/ili frekvencije prvog harmonika $f = 2f_p$.

Plazmena frekvencija je direktno povezana s elektronskom gustoćom okoline (npr. plazme korone) pomoću izraza $f_p[\text{kHz}] \approx 9\sqrt{n_e[\text{cm}^{-3}]}$. Poznavanjem načina emisije (fundamentalni ili mod prvog harmonika) i opažanjem u velikom rasponu frekvencija (od MHz do kHz) moguće je odrediti elektronsku gustoću korone do 1 AU.

U niskoj koroni gustoća naglo pada s udaljenošću, da bi u visokoj koroni i međuplanetarnom prostoru pad postao blaži. Pretpostavlja se da gustoća slijedi više funkcijskih oblika koji posebno vrijede za nisku, srednju i visoku koronu:

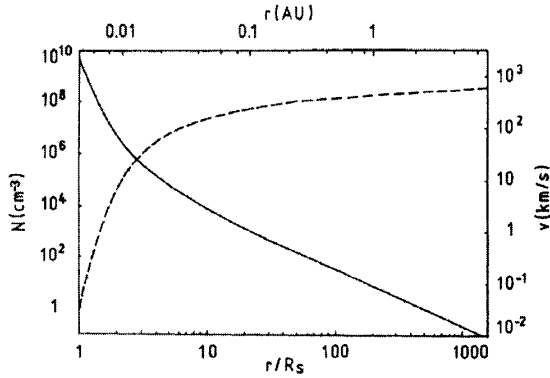
$$n_e(r) \sim \begin{cases} r^{-6}, & 1.3r_\odot \lesssim r \lesssim 3r_\odot, \\ r^{-4}, & 3r_\odot \lesssim r \lesssim 10r_\odot, \\ r^{-2}, & 10r_\odot \lesssim r \lesssim 215r_\odot. \end{cases} \quad (5.39)$$

Jedinstvena relacija gustoće mora moći davati prosječne elektronske gustoće od niske korone do 1 AU (ili izraženo u Sunčevim polumjerima, iznosi $215r_\odot$), stoga mora biti linearna kombinacija:

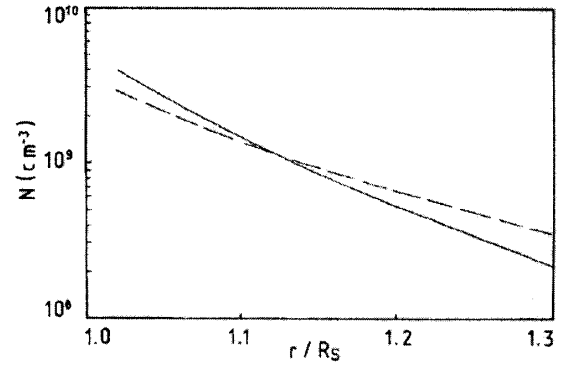
$$n_e(r) = k_1 r^{-2} + k_2 r^{-4} + k_3 r^{-6} \quad (5.40)$$

u kojoj svaki član se odnosi na određeno područje „djelovanja“.

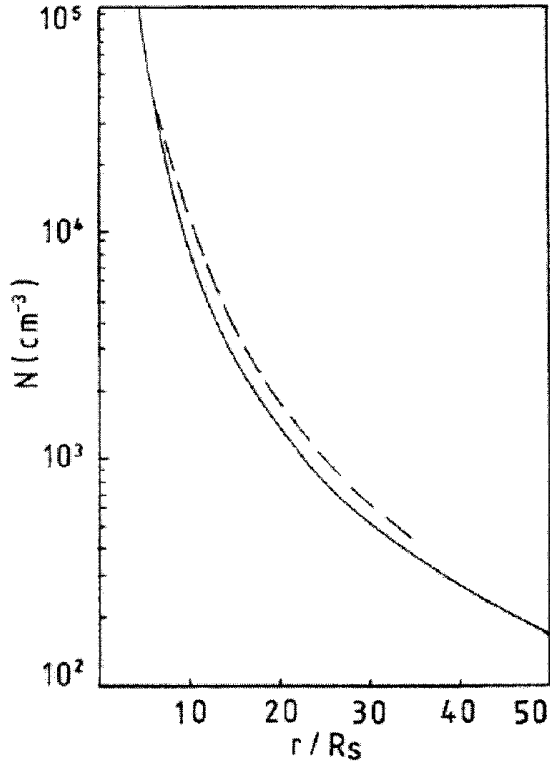
Leblanc et al. (1998) prilagođavaju pretpostavljenu ovisnost (5.40) empiričkim podacima, dobivenim opažanjima provala zračenja tipa III Wind satelita tijekom Sunčevog minimuma (slika 5.8). Iz plazmene frekvencije na 1 AU izračunali su gustoću



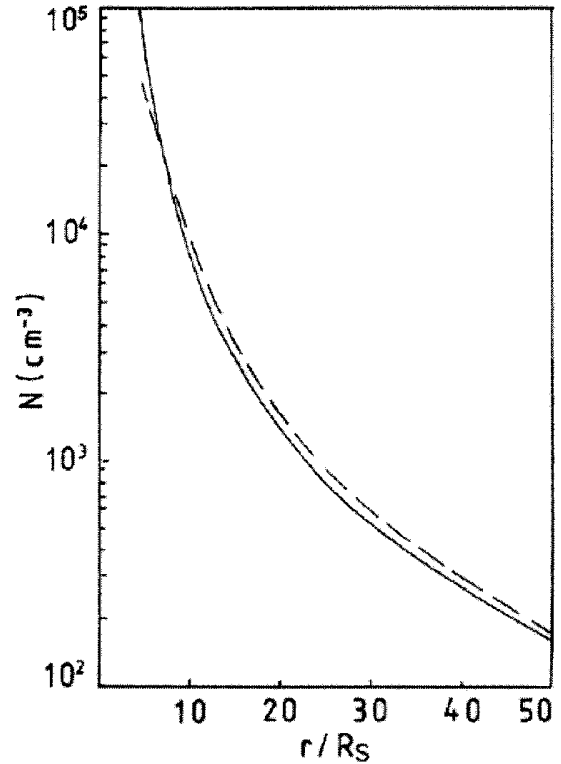
(a) Gustoća elektrona i brzina Sunčevog vjetra.



(b) Gustoće prema modelima Mann et al. (1999) i Newkirk (1961).

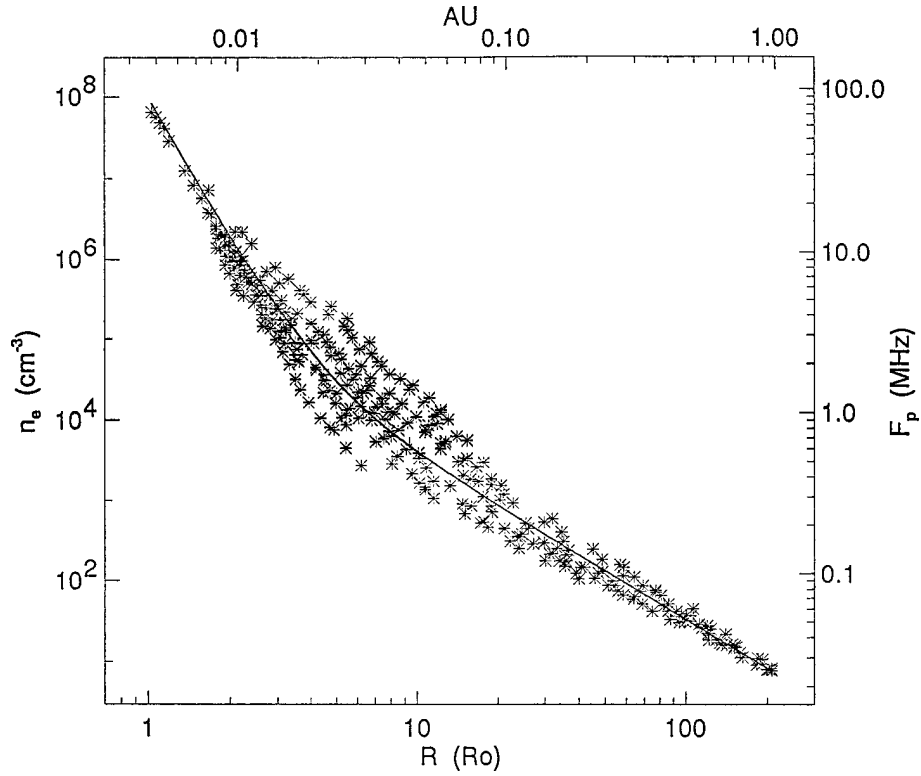


(c) Gustoća uzlazne faze Sunčeve aktivnosti.



(d) Gustoća silazne faze Sunčeve aktivnosti.

Slika 5.7.: Usporedba Mann et al. (1999) modela s modelom Newkirka i opažajkim podacima. (a) Ovisnosti gustoće elektrona $N = n_e(r)$ (puna linija) i brzine Sunčevog vjetra $v(r)$ (isprekidana linija) o udaljenosti. Numerički su rješavane jednačbe (5.38) i (5.15) na temperaturi $T = 10^6$ K. Radijalna udaljenost je normirana na Sunčev polumjer $R_S = r_\odot = 6.958 \times 10^5$ km i astronomsku jedinicu $1 \text{ AU} = 1.5 \times 10^8$ km. (b) Usporedba $N = n_e(r)$ Mann et al. (1999) gustoće (puna linija) s četverostrukom gustoćom Newkirk (1961) modela (isprekidana linija) u području od 1.02–1.30 Sunčevih polumjera. (c) Usporedba $N = n_e(r)$ Mann et al. (1999) gustoće (puna linija) sa satelitskim ULYSSES mjerenjima (isprekidana linija) tijekom uzlazne faze Sunčeve aktivnosti. (d) Usporedba $N = n_e(r)$ Mann et al. (1999) gustoće (puna linija) sa satelitskim ULYSSES mjerenjima (isprekidana linija) tijekom silazne faze Sunčeve aktivnosti.



Slika 5.8.: Leblanc model elektronske gustoće do 1 AU. Model je prilagođen mjerenjima radiovalnog zračenja tipa III Nançay opservatorija u frekvencijskom rasponu od 25 – 75 MHz (Leblanc et al., 1998).

$n_e(1 \text{ AU}) = 7.2 \text{ cm}^{-3}$, na osnovu koje normiraju empirijsku relaciju (5.40).

Određuju koeficijente k_1 , k_2 , k_3 i:

$$n_e(R) = 3.3 \times 10^5 R^{-2} + 4.1 \times 10^6 R^{-4} + 8.0 \times 10^7 R^{-6} [\text{cm}^{-3}]. \quad (5.41)$$

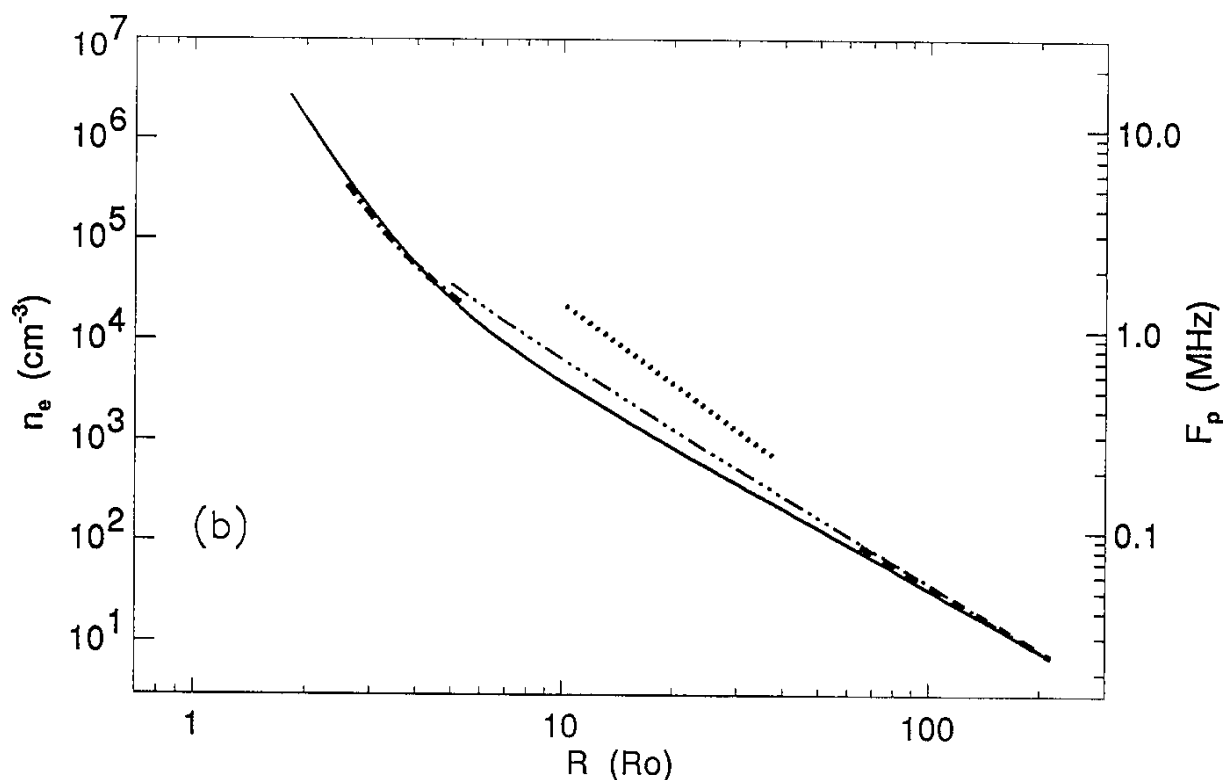
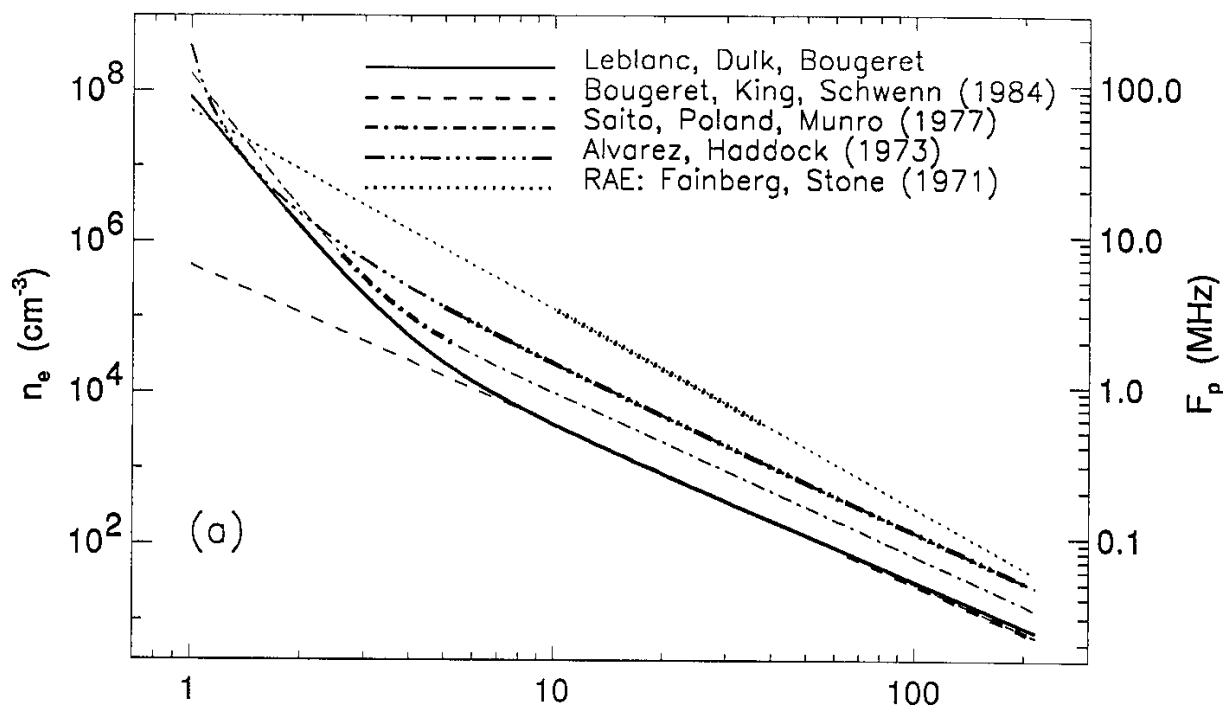
U relaciji je udaljenost $R = r/r_\odot$ normirana na Sunčev polumjer $r_\odot$. Udaljenost se može normirati i s obzirom na vrijednost astronomske jedinice, $D = r/1 \text{ AU} = r/(215r_\odot)$, pa je:

$$n_e(D) = 7.2 D^{-2} + 1.95 \times 10^{-3} D^{-4} + 8.1 \times 10^{-7} D^{-6} [\text{cm}^{-3}]. \quad (5.42)$$

Model je uspoređen s modelima drugih autora i usporedba je dana u tablici 5.1 i na slikama 5.9a, b.

5.2. Model magnetohidrodinamičkog otpora

Proučavanje utjecaja Sunca na prilike na Zemlji i u njoj bliskom svemirskom okolišu općenito se naziva svemirskom prognostikom. Koronini izbačaji uzrokuju geomagnetske poremećaje i svemirska prognostika pokušava pravovremeno odrediti trenutak naleta,



Slika 5.9.: Usporedba Leblanc et al. (1998), Bougeret et al. (1984), Saito et al. (1977), Alvarez i Haddock (1973) i Fainberg i Stone (1971) modela elektronske gustoće. (a) Zadebljanja na linijama predstavljaju područja valjanosti određenog modela, dok ostatak prikazuje ekstrapoliranu ovisnost (do 1 AU). (b) Modeli su normalizirani tako da na 1 AU daju vrijednost elektronske gustoće od 7.2 cm^{-3} .

Tablica 5.1.: Usporedba različitih modela gustoće: LDB – Leblanc et al. (1998); SPM – Saito et al. (1977); BKS – Bougeret et al. (1984); AH – Alvarez i Haddock (1973); FS – Fainberg i Stone (1971) (Leblanc et al., 1998).

Model	Elektronska gustoća $n_e(R [r_\odot]) [\text{cm}^{-3}]$	Područje valjanosti $[r_\odot]$	$n_e(1 \text{ AU}) [\text{cm}^{-3}]$
LDB	$3.3 \times 10^5 R^{-2} + 4.1 \times 10^6 R^{-4} + 8.0 \times 10^7 R^{-6}$	1.8 – 215	7.2
SPM	$1.36 \times 10^6 R^{-2.14} + 1.68 \times 10^8 R^{-6.13}$	2.5 – 5.5	13.9
BKS	$4.86 \times 10^5 R^{-2.10}$	64 – 215	6.1
AH	$2.83 \times 10^6 (R - 0.9)^{-2.15}$	4.8 – 210	27.6
FS	$5.52 \times 10^7 R^{-2.63}$	10 – 40	40.5

nastanka popratnih pojava i nepovoljnog utjecaja na geomagnetsko polje. U današnje tehnološko doba koronini izbačaji također nepovoljno utječu na satelitsku navigaciju, komunikacije i sl. Iznimno je važno razviti metode i alate kojima bi se pratila kinematika izbačaja i određivalo vrijeme njihovog dolaska do Zemlje (tzv. tranzitno vrijeme) iz koronagrafskih mjerenja. Vrlo gruba procjena tranzitnog vremena iznosi otprilike 80 sati, odnosno otprilike 4 dana, i često se naziva Brücknerovim „80-satnim pravilom“ (Brueckner et al., 1998). Temelji se na pretpostavci da Sunčev vjetar prosječne brzine od 400 km/s odnosi izbačaj, te on zajedno sa Sunčevim vjetrom prevaljuje put od 1 AU, za što mu je potrebno otprilike 80 sati.

Problemi koji se javljaju u izračunu vremena dolaska povezani su s nepouzdanošću pri određivanju geometrije, početne brzine i putanje izbačaja. Opažanja izbačaja koronagrafom samo s jednog satelita nisu dovoljna, jer takva mjerenja su opterećena nepouzdanim projekcijskim efektima s obzirom na ravninu neba (Gopalswamy et al., 2000). Ne dobiva se pouzdana trodimenzionalna geometrija i pravi položaj izbačaja. Čak i u slučajevima tzv. „halo“ izbačaja, kada nedvosmisleno znamo da je izbačaj usmjeren prema Zemlji, teško mu je odrediti pravu brzinu kretanja. Uglavnom, što je smjer gibanja više otklonjen od ravnine neba, to mjerenje trpi veću nepouzdanost. S druge strane, *in situ* opažanje, npr. na 1 AU, daleko je pouzdanije, međutim izbačaj se nalazi već neposredno pred Zemljom i takvi podaci nisu upotrebljivi u prognostičke svrhe.

U poglavlju 3 bilo je navedeno da međuplanetarni izbačaj povećava gustoću protona u Sunčevom vjetru i kontinuirano mijenja usmjerenje vektora magnetskog polja. Brzina takvog magnetskog „oblaka“ skoro da je identična brzini Sunčevog vjetra, i kreće se u rasponu od prosječnih 400 do 700 km/s. Očito Sunčev vjetar nastoji ubrzati spore, ili za kočiti brze koronine izbačaje. Proces je sličan aerodinamičkom otporu, međutim u takvom nesudarnom okruženju zanemarivi su viskozno-disipacijski procesi, pa se prijenos impulsa i energije s izbačaja na Sunčev vjetar (i obratno) provodi magnetohidrodinamičkim valo-

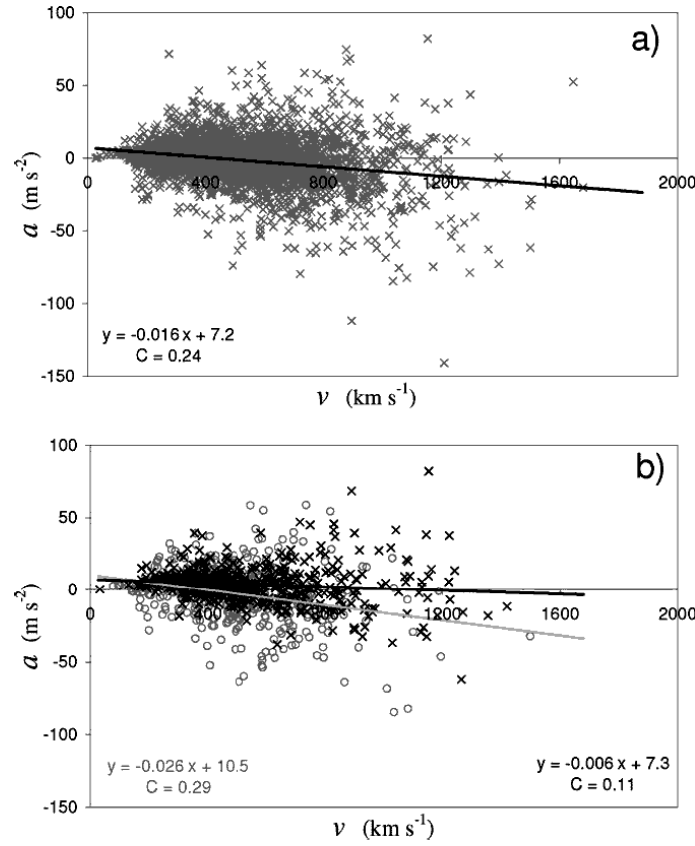
vima.

Prognostičke metode i modeli mogu se svrstati u nekoliko kategorija. U glavnoj razdobi, imamo potpuno empiričko-statističke (još se nazivaju i kinematičko-empiričkim metodama), te numeričke magnetohidrodinamičke (MHD) metode. Osnova kinematičko-empiričkih metoda sastoji se od traženja veza između početnih opažачkih koronagrafskih parametara, karakteristika heliosferskog gibanja i tranzitnog vremena međuplanetarnog izbačaja do Zemlje (Brueckner et al., 1998; Gopalswamy et al., 2000; Vršnak i Gopalswamy, 2002; Manoharan et al., 2004; Michałek et al., 2004; Schwenn et al., 2005; Manoharan i Mujiber Rahman, 2011).

Numerički MHD modeli isključivo numeričkim metodama rješavaju MHD jednadžbe i izračunavaju gibanje međuplanetarnih koroninih izbačaja ili potisnutih udarnih valova (McKenna-Lawlor et al., 2002; Fry et al., 2003; González-Esparza et al., 2003; Dryer et al., 2004; Manchester et al., 2004; Odstrčil et al., 2004, 2005; Smith et al., 2009; Taktakishvili et al., 2009; Falkenberg et al., 2010).

U procjepu između osnovnih metoda nalaze se kinematičke (magneto)hidrodinamičke analitičke metode. U sebi sadrže hipotezu da nakon određene heliocentrične udaljenosti međuplanetarni izbačaj podpada pod utjecaj okolnog Sunčevog vjetra (Vršnak, 2001b; Vršnak i Gopalswamy, 2002; Cargill, 2004; Owens i Cargill, 2004; Vršnak i Žic, 2007; Borgazzi et al., 2009; Lara i Borgazzi, 2009; Vršnak et al., 2010; Temmer et al., 2011, 2012). Hipoteza proizlazi iz opažачke činjenice da se izbačaji brži od Sunčevog vjetra u međuplanetarnom prostoru usporavaju, a sporiji ubrzavaju (Gopalswamy et al., 2001b; Vršnak et al., 2004b; Yashiro et al., 2004; Manoharan, 2006; Webb et al., 2009). Na slici 5.10 prikazane su srednje vrijednosti ubrzanja a izbačaja mjerenih LASCO (Large Angle and Spectrometric Coronagraph, (Brueckner et al., 1995)) u ovisnosti o njihovim srednjim vrijednostima brzina u projekciji na ravninu neba. LASCO koronograf obuhvaća heliocentrične udaljenosti od $2 - 30 r_{\odot}$. Uzorak se sastoji od 3091 izbačaja mjerenih u periodu od siječnja 1997. g. do lipnja 1996. g. (Vršnak et al., 2009). Uočljiva je antikorelacija između ubrzanja i brzine izbačaja, odnosno vidi se da brzi izbačaji bivaju usporeni, dok spori ubrzani. Pravci prilagođeni metodom najmanjih kvadrata podacima sijeku apscisu na otprilike $v \approx 400 \text{ km/s}$, što je prosječna brzina Sunčevog vjetra. Zanimljivo je da *svi* spori izbačaji ubrzavaju (odnosno uvijek im je $a > 0$). S druge strane, neki od brzih nastavljaju ubrzavati, iako bi se očekivalo da budu zakočeni i počnu usporavati. Očito na njih još uvijek djeluje Lorentzova sila.

Tranzitno vrijeme τ definira se kao vrijeme koje je potrebno da vodeći luk izbačaja zapažen u koronagrafu preraste u međuplanetarni i zabilježi se *in situ* mjerenjima, npr. na 1 AU. Ponekad je teško procijeniti da li je izbačaj prerastao u identični međuplanetarni, tj. da postoji direktna veza među njima. Jedan od jednostavnijih modela je model



Slika 5.10.: (a) antikorelacija ubrzanja i brzine izbačaja mjerena LASCO koronagrafom; (b) antikorelacije za izbačaje malih (sivi ○) i velikih masa (crni ×). Ispisane su jednadžbe pravaca na osnovu njihove prilagodbe podacima metodom najmanjih kvadrata, te koeficijenti korelacije C (Vršnak et al., 2009).

konstantnog ubrzanja izbačaja u međuplanetarnom prostoru (Gopalswamy et al., 2000) i bio je već spomenut u poglavlju 3.3.1. U sljedećim poglavljima ponovit će se i usporediti s ostalim modelima.

5.2.1. Linearni i kvadratični magnetohidrodinamički oblik otpora

Međudjelovanje Sunčevog vjetra i izbačaja je takvo da Sunčev vjetar koči ili tjera koronin izbačaj. Najjednostavniji empirički model gibanja prikazan je u Gopalswamy et al. (2000). U modelu se u grubom približenju pretpostavlja da efektivno ubrzanje izbačaja a ostaje konstantno tijekom cjelokupnog njegovog gibanja od Sunca do Zemlje (1 AU). Srednja vrijednost ubrzanja dobiva se iz opažanja:

$$a = \frac{v(1 \text{ AU}) - v_0}{\tau} \quad (5.43)$$

5. Međuplanetarno gibanje koroninog izbačaja

pri čemu je $v(1 \text{ AU})$ brzina izbačaja na udaljenosti od Sunca do Zemlje, v_0 je početna brzina, a τ je tranzitno vrijeme. Tranzitno vrijeme računa se rješavanjem jednadžbe za jednoliko ubrzano gibanje izbačaja uz poznavanje udaljenosti koju izbačaj prevali. U ovom konkretnom slučaju ona je jednaka udaljenosti od Sunca do Zemlje, $s(\tau) = 1 \text{ AU}$:

$$s(\tau) = v_0\tau + \frac{1}{2}a\tau^2 = 1 \text{ AU}. \quad (5.44)$$

Model ne može opisati gibanje sporih izbačaja, početnih brzina $v_0 < 500 \text{ km s}^{-1}$ i tranzitnih vremena oko 4.2 dana. Gopalswamy et al. (2001b) dorađuju i unaprjeđuju model statističkom obradom empirijskog uzorka od nekoliko karakterističnih koroninih izbačaja. Slijedi da je najlakše promijeniti uvjet konstantnosti ubrzanja po cijelom putu, te se pretpostavlja da je ubrzanje a konstantno samo do neke specifične udaljenosti. Udaljenost na kojoj ubrzanje prestaje određuje se statističkom analizom uzorka i pokazalo se da ne ovisi o početnoj brzini izbačaja iz uzorka. Gopalswamy et al. (2001b) izračunavaju udaljenost prestanka akceleracijske faze i dobivaju iznos $D = 0.76 \text{ AU}$, što znači da je ukupno tranzitno vrijeme zbroj vremena konstantne akceleracijske faze do 0.76 AU i vremena balističkog gibanja³ izbačaja do 1 AU . Ukupno tranzitno vrijeme iznosi:

$$\tau = \frac{-v_0 + \sqrt{v_0^2 + 2aD}}{a} + \frac{1 \text{ AU} - D}{\sqrt{v_0^2 + 2aD}}. \quad (5.45)$$

Koronin izbačaj je pod utjecajem više sila tijekom svog putovanja do Zemlje. U početnoj akceleracijskoj fazi najjače djeluje Lorentzova sila i gravitacija, dok kasnije, na većim udaljenostima, već od nekoliko Sunčevih polumjera, i ovisno o razlici brzina izbačaja i Sunčevog vjetra, najveći utjecaj preuzima sila otpora Sunčeva vjetra. Međudjelovanje između izbačaja i Sunčevog vjetra je složen proces, sastoji se od npr. stvaranja udarnih valova, turbulencije, disipacije i izmjenu energije magnetohidrodinamičkim valovima i sl. Takvi složeni procesi mogu se parametrizirati i uobličiti u jednostavniji analitički oblik. Približni oblik ubrzanja ili usporenja parametrizira se na više načina, pa tako modeli mogu imati različite oblike. Vršnak i Gopalswamy (2002) uzimaju jednadžbu gibanja međuplanetarnog koroninog izbačaja s obzirom na normaliziranu heliocentričnu udaljenost $R = r/r_\odot$ ($r_\odot$ je Sunčev polumjer) u ovom obliku:

$$\frac{dR^2}{dt^2} = \alpha R^{-\beta} (v - w). \quad (5.46)$$

Pretpostavljaju da je brzina Sunčevog vjetra dana prema Sheeley et al. (1997) modelu

³gibanja konstantnom brzinom

(jednadžba (5.26)):

$$w(R) = w_0 \sqrt{1 - \exp\left(-\frac{R - 2.8}{8.1}\right)}. \quad (5.47)$$

U jednadžbi (5.26) za brzinu Sunčevog vjetra bolje je odgovarala vrijednost $w_0 = 400$ km/s (nego što ona u izvornom modelu iznosi $w_0 = 288.3$ km/s). Podešena je prema dodatnim *in situ* mjerenjima na 1 AU. Iznosi parametara $\alpha = 2 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ i $\beta = 1.5$ određeni su iz statističkog uzorka i najbolje su podesili kinematičke krivulje podacima. Numeričkom integracijom, od niže korone ($R = 10$) do 1 AU, dobivaju ovisnost $v(R)$, a time i tranzitno vrijeme τ .

Tappin (2006) predlaže tzv. „model ralice“ u kojem međuplanetarni izbačaj nakuplja i gura ispred sebe materijal sporog Sunčevog vjetra. Zasniva se na očuvanju količine gibanja. Kinematika izbačaja dobiva se rješavanjem dvije vezane diferencijalne jednadžbe:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = -\frac{1}{M} \frac{dM}{dt} (v - w), \quad (5.48)$$

$$\frac{dM}{dt} = \Omega \sigma (v - w). \quad (5.49)$$

U njima se nalaze v i w , brzine izbačaja i Sunčevog vjetra; M masa izbačaja; Ω heliocentrični prostorni kut izbačaja; $\sigma = dm/d\Omega dr = \rho r^2$ masa Sunčevog vjetra unutar prostornog kuta $d\Omega$ i radijalnog pomaka dr , pri čemu je ρ gustoća vjetra. Funkcionalna ovisnost heliosferske gustoće ρ o heliocentričnoj udaljenosti može se preuzeti iz različitih modela gustoće, npr. Leblanc et al. (1998), Sheeley et al. (1997), Vršnak et al. (2004a) i sl. i tako upotpuniti sve potrebne jednadžbe modela.

5.2.2. Model magnetohidrodinamičkog otpora u općenitom obliku

Cargill et al. (1996) međudjelovanje Sunčevog vjetra i izbačaja općenitije zapisuju u obliku sile „otpora“ koja djeluje na izbačaj u međuplanetarnom prostoru:

$$F_d = \frac{1}{2} c_d A \rho (v - w) |v - w|. \quad (5.50)$$

U njoj se nalazi c_d tzv. „bezdimenzionalni koeficijent otpora“, A efektivni poprečni presjek izbačaja, ρ gustoća medija u kojem se izbačaj giba i razlika brzina $(v - w)$ izbačaja i Sunčevog vjetra. Takav oblik sile „otpora“ koriste mnogi autori (Chen, 1989; Chen i Garren, 1993; Cargill et al., 2000; Cargill i Schmidt, 2002; Vršnak i Gopalswamy, 2002; Vršnak et al., 2004b, 2009, 2010).

Numeričkim proračunom Cargill et al. (1996), točnije, rješavanjem magnetohidrodinamičkih jednadžbi u 2.5 dimenzije (što je zapravo dvodimenzionalni slučaj gdje su sve

plazmene vrijednosti uzduž treće koordinatne osi, npr. z -smjera, nepromijenjene), pokazuje da magnetsko uže ubrzano u mediju određene gustoće mijenja svoj početni oblik. Poprečni kružni presjek takve usukane strukture poprima elipsasti oblik. Izobličenje dolazi iz međudjelovanja s okolnom plazmom, npr. u koroni. Na čeonom dijelu magnetskog užeta nakuplja se komprimirana plazma, dok na suprotnoj strani plazma je razrijeđena. Vremenom se nehomogenost plazmene gustoće ujednačava magnetohidrodinamičkim valovima, na način da se perturbacije u „zamrznutoj“ plazmi šire i udaljavaju od užeta. Plazmeni poremećaji mogu ulaziti i u magnetsko uže, pa se ono ne treba smatrati posebnim ili individualnim plazmenim entitetom. Ipak, uže ne mijenja i zadržava svoju magnetsku strukturu (osim u slučaju intenzivnog i efikasnog prespajanja magnetskih silnica).

Na osnovu slike 5.10 i jednadžbe (5.50) ubrzanje izbačaja nastalo djelovanjem MHD „otpora“ može se napisati u jednostavnijem obliku:

$$a_d = -\gamma (v - w) |v - w|, \quad (5.51)$$

gdje je definirana veličina:

$$\gamma = c_d \frac{A\rho}{M}, \quad (5.52)$$

i koja je obrnuto proporcionalna masi izbačaja M . Bezdimenzionalni koeficijent otpora otprilike iznosi $c_d \approx 1$ (Cargill, 2004). Gustoća okolne plazme u jednadžbi (npr. gustoća Sunčevog vjetra) $\rho(r) = m_p n(r)$ ovisi o modelu koji se koristi ($n(r)$ je čestična gustoća, a m_p je masa protona). U modelu sile MHD otpora uzimat će se prilagođen Leblanc, Dulk, Bougeret (LDB) model gustoće iz poglavlja 5.1.4.3. Efektivni poprečni presjek izbačaja $A(r)$ određuje se iz geometrijskog modela kojim se izbačaj reprezentira, npr. model stošca. Obje vrijednosti $\gamma(r)$ i $A(r)$ ovisne su o heliocentričnoj udaljenosti r . U općenitom slučaju parametar $\gamma(r)$ može se nazvati npr. „funkcijom otpora“, jer određuje jakost djelovanja sile „otpora“ s obzirom na karakteristike izbačaja i medija u kojem se izbačaj giba.

5.2.2.1. Prilagodba Leblanc, Dulk, Bougeret (LDB) modela gustoće međuplanetarnog prostora

Za model MHD otpora potrebna je odgovarajuća relacija čestične gustoće okolnog medija u kojem se izbačaj giba. Sukladno tome, pretpostavlja se da volumna čestična gustoća protona u plazmi korone i Sunčevog vjetra (i elektrona, zbog potpune ioniziranosti vodikove plazme) slijedi relaciju Leblanc-Dulk-Bougeret (nadalje LDB) modela (Leblanc et al., 1998):

$$n(R) = k_1 R^{-2} + k_2 R^{-4} + k_3 R^{-6}. \quad (5.53)$$

$R = r/r_\odot$ predstavlja relativnu udaljenost s obzirom na polumjer Sunca, $r_\odot$. Na velikim udaljenostima može se zanemariti zadnji član izraza, pa gustoća na Zemljinoj udaljenosti od 1 AU (ili $R = 215$) iznosi $n_0 = n(215) = 7.14 \text{ cm}^{-3}$. Izraz se može redimenzioniranjem koeficijenta k_1 i k_2 (u cm^{-3}) podesiti prema mjerenim (*in situ*) gustoćama na 1 AU, odnosno pretvoriti u pogodniji oblik:

$$n(R) = n_0 \tilde{n}(R) = n_0 \left(\frac{k'_1}{R^2} + \frac{k'_2}{R^4} \right), \quad (5.54)$$

Promijenjeni bezdimenzionalni koeficijenti iznose: $k'_1 = k_1/7.14 \text{ cm}^{-3} = 4.62 \times 10^4$ i $k'_2 = k_2/7.14 \text{ cm}^{-3} = 5.74 \times 10^5$. Znači, bezdimenzionalna i normalizirana funkcija $\tilde{n}(R)$ gustoće daje na udaljenosti od 1 AU (tj. $R = 215$) vrijednost: $\tilde{n}(215) = 1$. Množeći je s *in situ* mjerenom gustoćom $n_0 [\text{cm}^{-3}]$ dobivamo funkciju gustoće podešenu prema opažanim vrijednostima. Domena funkcije u LDB modelu ograničena je na područje $1.8 \leq R \leq 215$, međutim kako se na velikim udaljenostima od Sunca $n(R)$ sporo mijenja, izraz se može slobodno upotrebljavati i za udaljenosti $R \geq 215$ (slika 5.11).

5.2.2.2. Brzina Sunčevog vjetra s obzirom na LDB-model gustoće

Ovisnost brzine Sunčevog vjetra o udaljenosti od Sunca izvodi se upotrebom zakona sačuvanja mase i LDB modela gustoće. Brzina Sunčevog vjetra (u blizini Zemlje), w_c , mjeri se *in situ* i jedina nam je informacija s najmanjom nepouzdanosću. Pretpostavlja se da Sunčev vjetar kontinuirano odnosi masu sa Sunca. Zakon sačuvanja mase nalaže da tok mase sa Sunca mora biti sačuvan. Sačuvanje toka opisuje jednačba kontinuiteta:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{w}) = 0 \quad (5.55)$$

gdje je ρ masena gustoća, $\mathbf{w}$ je brzina Sunčevog vjetra. Iz jednačbe kontinuiteta izvodi se ovisnost brzine Sunčevog vjetra o heliocentričnoj udaljenosti, $w(r)$. Ako se pretpostavi da najveći doprinos masenoj gustoći daju protoni i zanemare mase elektrona⁴, masena gustoća može se napisati samo upotrebom mase protona, m_p , i čestične gustoće, $n(r)$: $\rho(r) = m_p n(r)$. Uz upotrebu izotropnog približenja, pri kojem brzina vjetra ne ovisi o smjeru strujanja, već samo o heliocentričnoj udaljenosti, jednačba kontinuiteta postaje:

$$\frac{\partial n(r)}{\partial t} + \nabla \cdot [n(r) \mathbf{w}(r)] = 0. \quad (5.56)$$

⁴jer je omjer masa protona i elektron velik, $m_p/m_e \approx 1836$

Volumnom integracijom jednadžbe unutar sfere s heliocentričnim polumjerom r dobiva se:

$$\frac{\partial \int_V n(r) dV}{\partial t} + \int_V \nabla \cdot [n(r) \mathbf{w}(r)] dV = 0 \quad (5.57)$$

$$\frac{\partial N(r)}{\partial t} + \int_{S(V)} n(r) \mathbf{w}(r) d\mathbf{a} = 0 \quad (5.58)$$

$$\frac{\partial N(r)}{\partial t} + 4\pi r^2 n(r) w(r) = 0 \quad (5.59)$$

pri čemu je $N(r) = \int_V n(r) dV$ ukupan broj čestica unutar sfere i sačuvan je u vremenu, tj. $\partial N / \partial t = konst.$ Upotrebom izotropnog približenja brzina se zapisuje u obliku: $\mathbf{w}(r) = w(r) \hat{\mathbf{r}}$. U stacionarnom slučaju vjetar je kontinuiran i brzina se vremenski ne mijenja, $\partial \mathbf{w} / \partial t = 0$. Jednadžba kontinuiteta uz sve navedene pretpostavke mora vrijediti za bilo koju heliocentričnu udaljenosti r , kao i za beskonačnu $r \rightarrow \infty$, stoga je:

$$w(r) = \lim_{r' \rightarrow \infty} \frac{r'^2 n(r') w(r')}{r^2 n(r)} = \frac{w_c}{r^2 n(r)} \lim_{r' \rightarrow \infty} r'^2 n(r'). \quad (5.60)$$

Izraz se podešava prema opažaćkim podacima, prema kojima brzina Sunčevog vjetra postaje konstantna na velikim udaljenostima ($w_c := \lim_{r \rightarrow \infty} w(r) = konst.$) i vrijednost joj je približno jednaka onoj mjerenoj u Zemljinoj okolini na 1 AU: $w(1 \text{ AU}) \approx w_c$. Nadalje, uvrštavanjem izraza za elektronsku gustoću (5.54) (i pretpostavke potpune ioniziranosti vodikove plazme, $n = n_p \approx n_e$), te sređivanjem, dobiva se konačan izraz za brzinu Sunčevog vjetra:

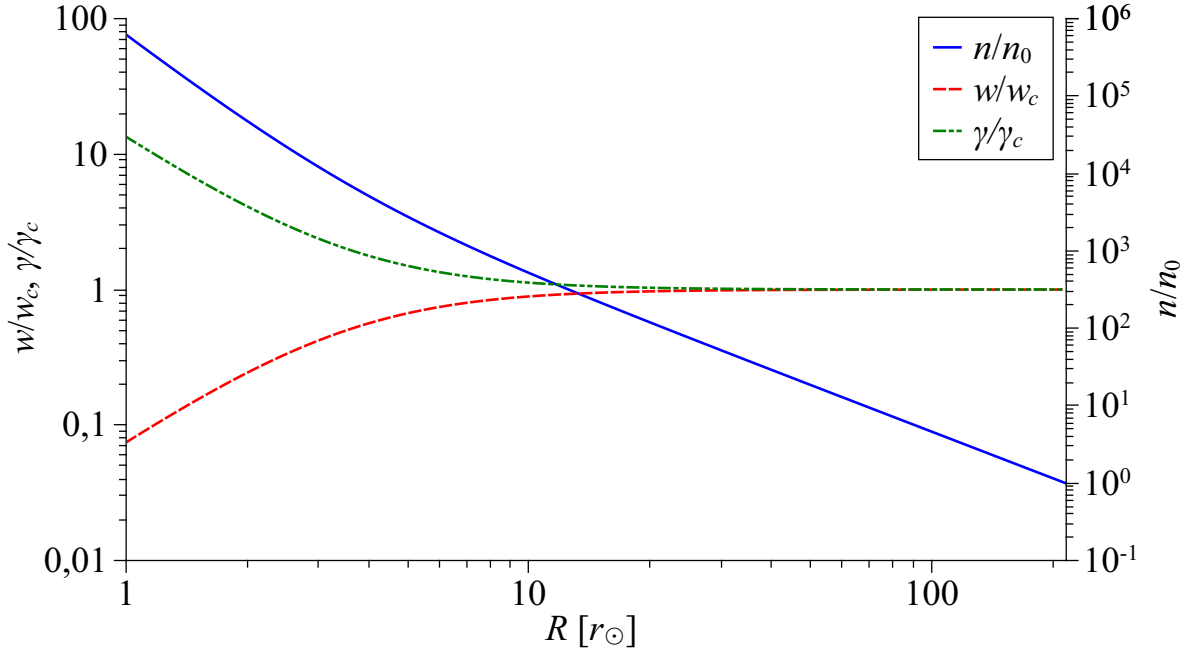
$$w(r) = w_c \left[1 + \frac{k_2/k_1}{(r/r_\odot)^2} \right]^{-1}. \quad (5.61)$$

Zanimljivo je primijetiti (slika 5.11) da zbog očuvanja toka mase, brzina Sunčevog vjetra w je mala na malim heliocentričnim udaljenostima, dok je gustoća n velika. Na malim udaljenostima dovoljna je mala brzina strujanja i velika gustoća vjetra kako bi tok ostao konstantan. Obrnuto, porastom udaljenosti, gustoća n se smanjuje, pa očuvanje toka nalaže porast brzine vjetra w . Funkcija „otpora“ naglo se približava asimptotskoj vrijednosti γ_c , već pri udaljenostima približno većim od $R \gtrsim 20$.

5.2.2.3. Jednadžba gibanja za gibanje izbačaja u međuplanetarnom prostoru

Ukupna dinamika izbačaja u međuplanetarnom prostoru je određena Lorentzovom silom, gravitacijom i magnetohidrodinamičkim otporom, pa se ukupno ubrzanje može napisati u obliku:

$$a = a_L - g + a_d \quad (5.62)$$



Slika 5.11.: Logaritamska ovisnost omjera gustoće n/n_0 (s obzirom na gustoću n_0 pri 1 AU), te omjera brzine Sunčevog vjetra w/w_c i omjera funkcije „otpora“ γ/γ_c , o logaritamskoj udaljenosti R izražene u Sunčevim polumjerima, $r_\odot$. Asimptotske vrijednosti brzine Sunčevog vjetra i funkcije „otpora“ označene su redom s w_c i γ_c .

gdje se a_L , g i a_d odnose na ubrzanja nastalih djelovanjem navedenih sila.

U međuplanetarnom prostoru iznad heliocentričnih udaljenosti $r \gtrsim 20r_\odot$ dominantna je samo sila magnetohidrodinamičkog „otpora“, proizašla iz međudjelovanja izbačaja sa Sunčevim vjetrom. U tom području jednadžba gibanja izbačaja je oblika:

$$\ddot{r}(t) = -\gamma(r) [\dot{r}(t) - w(r)] |\dot{r}(t) - w(r)|. \quad (5.63)$$

Sila je to veća što su gustoća medija, ρ i efektivni poprečni presjek A veći. Efektivni poprečni presjek u stožastom modelu izbačaja (engl. „cone model“) (Fisher i Munro, 1984) računa se iz njegove kutne širine Θ (u radijanima) i heliocentrične udaljenost r (slika 4.25):

$$A = \pi \left(r \frac{\Theta}{2} \right)^2. \quad (5.64)$$

Nasuprot tome sila bi trebala biti manja što je izbačaj „inertniji“, odnosno ako mu je masa M veća. Iz svega navedenog slijedi da za: masu izbačaja M , njegovu kutnu širinu Θ i *in situ* vrijednost čestične gustoće n_0 , definira se parametar γ koji glasi:

$$\gamma(r) \propto \frac{A(r) \rho(r)}{M} = \frac{\pi r^2 \left(\frac{\Theta}{2}\right)^2 m_p n(r)}{M} = \frac{\pi}{4} \frac{m_p}{M} \Theta^2 r^2 n_0 \tilde{n}(r). \quad (5.65)$$

5. Međuplanetarno gibanje koroninog izbačaja

U gustoći međuplanetarnog prostora, $\rho(r) = m_p n(r)$, nalazi se samo masa protona m_p , zanemarene su relativno male mase elektrona u odnosu na protonske i ostale čestice zbog njihove relativno slabe zastupljenosti (Aschwanden, 2004, tablica 1.2).

U računu je zgodno prijeći u sustav jedinica koje su usuglašene sa opažачkim jedinicama. Opažачke vrijednosti najčešće su izražene tako da: heliocentrična udaljenost je u Sunčevim polumjerima $r_\odot$, brzina u km/s, ubrzanje u m/s², kutna širina izbačaja Θ u stupnjevima, parametar γ u km⁻¹, čestična gustoća u cm⁻³ i masena gustoća u g cm⁻³. U takvom sustavu jedinica nalazimo:

$$\begin{aligned}\gamma(R) &= \frac{\pi m_p}{4 M} \left(\Theta \frac{\pi}{180^\circ} \right)^2 (R r_\odot)^2 n(R) \\ &= \frac{\pi^3 m_p}{4 M} \left(\frac{\Theta}{180^\circ} \right)^2 r_\odot^2 n_0 \left(k'_1 + \frac{k'_2}{R^2} \right) \\ &= \gamma_c \left(1 + \frac{k'_2/k'_1}{R^2} \right) = \gamma_c \left(1 + \frac{12.42}{R^2} \right)\end{aligned}\quad (5.66)$$

gdje je $R = r/r_\odot$ relativna udaljenost i m_p je masa protona. Uvedena je supstitucija:

$$\gamma_c = \frac{\pi^3 m_p}{4 M} \left(\frac{\Theta}{180^\circ} \right)^2 r_\odot^2 n_0 k'_1. \quad (5.67)$$

koja predstavlja asimptotsku vrijednost funkcije $\gamma(R)$ na velikim udaljenostima i konstantna je za zadane vrijednosti M , Θ i n_0 :

$$\lim_{R \rightarrow \infty} \gamma(R) = \lim_{R \rightarrow \infty} \gamma_c \left(1 + \frac{k'_2/k'_1}{R^2} \right) = \gamma_c. \quad (5.68)$$

Prosječne mase izbačaja se kreću oko $\bar{M} \sim 10^{15}$ g, prosječni kutevi $\bar{\Theta}$ su oko 60°, dok prosječna gustoća heliosfere na 1 AU iznosi $\bar{n}_0 = 7.14$ cm⁻³. Iz toga proizlazi da prosječna vrijednost $\bar{\gamma}_c$ iznosi:

$$\begin{aligned}\bar{\gamma}_c &= \frac{\pi^3 m_p}{4 \bar{M}} \left(\frac{\bar{\Theta}}{180^\circ} \right)^2 r_\odot^2 \bar{n}_0 k'_1 = \\ &= \frac{\pi^3 1.673 \times 10^{-24} \text{ g}}{4 \cdot 10^{15} \text{ g}} \left(\frac{60^\circ}{180^\circ} \right)^2 (6.955 \times 10^5 \text{ km})^2 \times \\ &\quad \times 7.14 \text{ cm}^{-3} 4.621 \times 10^4 = \\ &= 2.300 \times 10^{-7} \text{ km}^{-1},\end{aligned}\quad (5.69)$$

i znači da se vrijednosti od γ_c približno kreću oko 10^{-7} km^{-1} . Pogodnije je izraziti γ_c u jedinicama 10^{-7} km^{-1} :

$$\gamma_c = \Gamma \times 10^{-7} \text{ km}^{-1}. \quad (5.70)$$

i definirati novi bezdimenzionalni parametar Γ . Bezdimenzionalni parametar Γ je prikladniji od γ_c , jer se u njega mogu ugraditi eventualni dodatni „nepoznati“ parametri i time bolje podesiti model opažaćkim podacima (npr. nadodati koeficijent otpora c_d i sl.) (Cargill, 2004).

5.2.2.4. Minimizacija kvadratnog odstupanja

Prilagodba kinematičke krivulje opažaćkim podacima, npr. sa STEREO satelita, može se pojednostaviti automatizacijom rješavanja diferencijalne jednadžbe (5.63). Automatizacija se provodi minimizacijom kvadratnog odstupanja (tj. metodom najmanjih kvadrata) opažaćkih podataka u odnosu na kinematičku krivulju izračunatu s bilo kojim nepoznatim ulaznim parametrom: Γ , w_c , R_0 , v_0 , ili s bilo kojom njihovom kombinacijom. Kinematička krivulja se izračunava iz diferencijalne jednadžbe (5.63) zapisane u primjerenijem obliku:

$$v(R) \frac{dv(R)}{dR} = -\gamma(R) [v(R) - w(R)] |v(R) - w(R)| r_\odot. \quad (5.71)$$

Diferencijalnu jednadžbu je moguće jedino numerički riješiti samo ako znamo cijeli skup parametara Γ , w_c , R_0 , v_0 (parametar Γ , asimptotsku brzinu Sunčevog vjetra, w_c , početni položaj izbačaja $R_0 = r_0/r_\odot$ i njegovu početnu brzinu v_0 na tom položaju). Rješavanjem se dobiva funkcionalna ovisnost brzine izbačaja $v(R)$ u nekom prethodno zadanom području vrijednosti $R \in \langle R_{min}, R_{max} \rangle$.

Međutim, pretpostavimo da mjerenjima dobivamo diskretan skup vrijednosti položaja i brzina izbačaja: $\{(R_0, v_0), (R_1, v_1), \dots, (R_N, v_N)\}$. Preformuliramo diferencijalnu jednadžbu tako da je brzina ovisna o početnim ulaznim parametrima u vitičastoj zagradi, $v(\{\Gamma, w_c, R_0, v_0\}, R)$. Kvadratno odstupanje od nekog i -tog mjernog podatka iznosi:

$$E_i(\Gamma, w_c, R_0, v_0) = [v_i - v(\{\Gamma, w_c, R_0, v_0\}, R_i)]^2$$

i ovisno je o nepoznatim početnim vrijednostima $\{\Gamma, w_c, R_0, v_0\}$. Ukupna greška s obzirom na sve podatke je zbroj pojedinačnih:

$$E(\Gamma, w_c, R_0, v_0) = \sum_{i=1}^N E_i(\Gamma, w_c, R_0, v_0) = \sum_{i=1}^N [v_i - v(\{\Gamma, w_c, R_0, v_0\}, R_i)]^2. \quad (5.72)$$

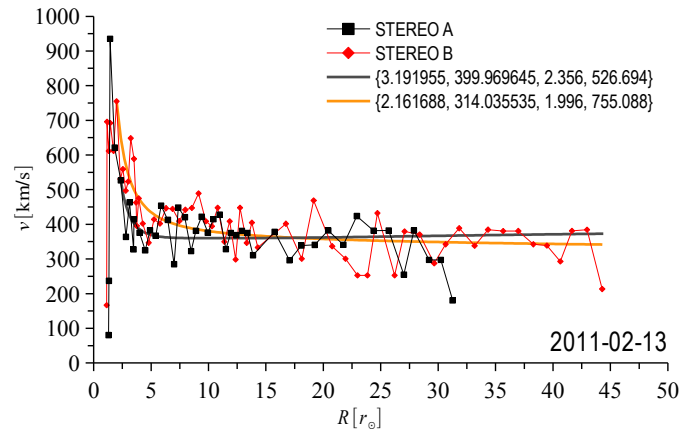
Variranjem nepoznatih parametara (bilo kojeg od Γ , w_c , R_0 , v_0 ili njihove kombinacije) i numeričkim traženjem minimuma funkcije ukupne greške $E(\Gamma, w_c, R_0, v_0)$ nalazimo nepoznate parametre koji najbolje odgovaraju diskretnim mjerenim podacima $\{(R, v_i)\}$. Čim smo odredili ulazne parametre, lako pronalazimo sve ostale kinematičke krivulje, npr. ovisnosti $R(t)$, $v(t)$, $v(R)$, itd., kao i tranzitne veličine: tranzitno vrijeme τ , tranzitnu

brzinu v_τ , ubrzanje a_τ , i sl.

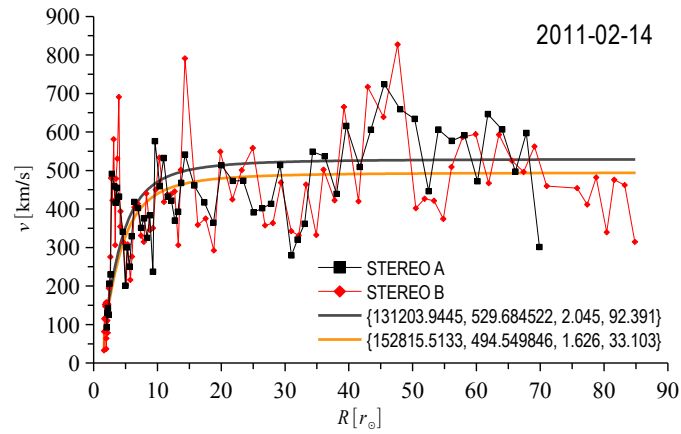
Primjeri određivanja ulaznih parametara općenitog modela MHD otpora minimizacijom kvadratnog odstupanja s obzirom na eksperimentalne podatke dobivene STEREO-A i B satelitima u području koje pokrivaju COR 1, 2 i HI prikazani su na slici 5.12. Dobiveni skupovi vrijednosti ulaznih parametara $\{\Gamma, w_c [\text{km/s}], R_0 [r_\odot], v_0 [\text{km/s}]\}$ ispisani su u legendama svake podslike. Na podslici (a) STEREO A podacima na dan 13. veljače 2011. g. odgovaraju parametri $\{3.191955, 399.969645, 2.356, 526.694\}$, dok STEREO B podatke najbolje opisuje kinematička krivulja modelirana parametrima: $\{2.161688, 314.035535, 1.996, 755.088\}$. (b) Sljedećeg dana, 14. veljače 2011. g., koroninom izbačaju zapaženom STEREO A satelitom najbolje odgovara krivulja modelirana parametrima $\{131203.9445, 529.684522, 2.045, 92.391\}$. Ulazni parametri $\{152815.5133, 494.549846, 1.626, 33.103\}$ u MHD modelu otpora dobiveni metodom najmanjeg kvadrata opisuju kinematiku istog izbačaja promatranog iz drugog kuta sa STEREO B satelitom. Zanimljivo je što između heliocentričnih udaljenosti $R \sim 20$ do ~ 70 dolazi do povećanja brzine izbačaja na oba skupa podataka dobivenih STEREO-A i B satelitima. Neočekivano povećanje brzine izbačaja najvjerojatnije se pojavljuje zbog njegovog međudjelovanja s kasnijim vrlo brzim izbačajem koji ga dostiže i povećava mu brzinu. U (c) podslici iscrtani su opažački podaci koroninog izbačaj tijekom aktivnosti Sunca na dan 15. veljače 2011. g. Metodom najmanjih kvadrata model MHD otpora se prilagodio podacima dobivenim istovremenim promatranjima sa STEREO A i B satelita. Tako STEREO A podacima najbolje odgovara krivulja s ulaznim parametrima $\{2.506356, 517.07983, 2.752, 1350.94\}$, a STEREO B podacima krivulja s parametrima: $\{1.425088, 427.517033, 2.109, 1492.507\}$.

5.2.3. Provjera općenitog modela otpora

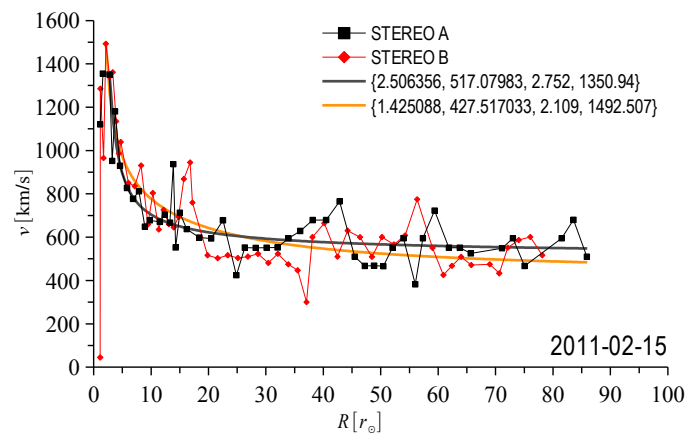
U ovome poglavlju ispitat će se kako kinematika izbačaja ovisi o početnim parametrima izbačaja: početnoj brzini v_0 , masi M i kutnoj širini Θ , te gustoći okoline n_0 na 1 AU i asimptotskoj brzini Sunčevog vjetra, w_c . Početni položaj izbačaja postaviti će se na udaljenosti $r_0 = 20r_\odot$, nakon koje Lorentzova sila postaje zanemariva, pa na izbačaj djeluje samo sila MHD otpora. Općeniti model MHD otpora pokazat će kako tranzitno vrijeme i brzina na udaljenosti 1 AU ovise o promjeni ulaznih parametara i da li se dobivaju smisleni fizikalni rezultati. Prema raspravi u Cargill (2004), koeficijent otpora iznositi će $c_d = 1$. Bitno je naglasiti da prema izrazima (5.66), (5.67) i (5.70) ulazni parametri mogu se svesti na tri osnovna: Γ , v_0 i w_c . Ipak, model će se provjeriti sa skupom parametara $\{v_0, M, \Theta, n_0, w_c\}$, bolje prilagođenim opažačkim podacima. Istovremeno, treba imati na umu da međusobni omjeri M , Θ i n_0 mogu davati istu vrijednost za Γ . Gustoća Sunčevog vjetra na Zemljinoj udaljenosti prema LDB-modelu uvijek će iznositi $n_0 = 7.14 \text{ cm}^{-3}$.



(a) Na dan 13. veljače 2011. g.



(b) Na dan 14. veljače 2011. g.



(c) Na dan 15. veljače 2011. g.

Slika 5.12.: Primjeri određivanja ulaznih parametara općenitog modela MHD otpora minimizacijom kvadratnog odstupanja s obzirom na eksperimentalne podatke dobivene STEREO-A i B satelitima. Vrijednosti ulaznih parametara $\{\Gamma, w_c [\text{km/s}], R_0 [r_\odot], v_0 [\text{km/s}]\}$ dani su u legendama svake podslike.

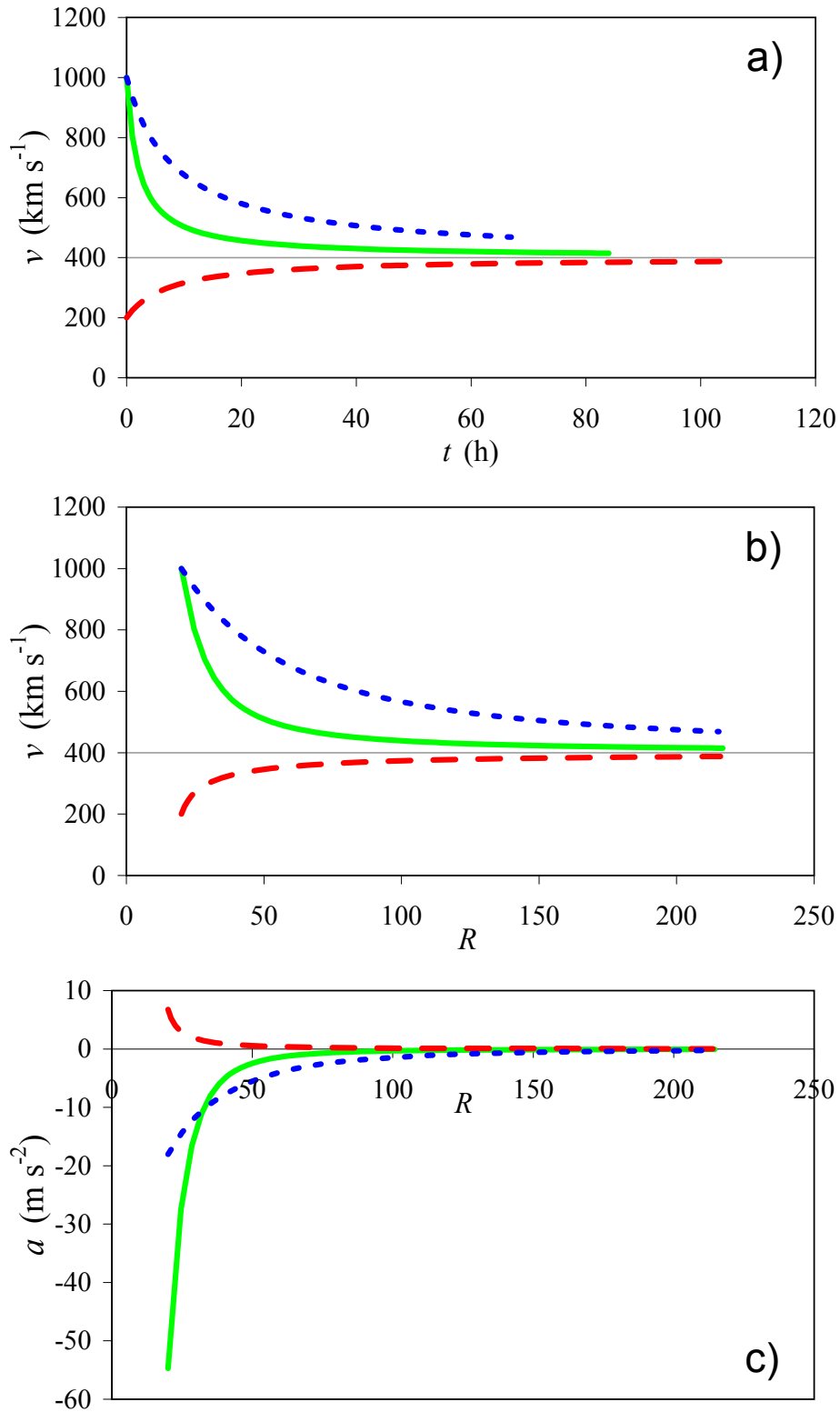
5.2.3.1. Kinematika

Na slikama 5.13a i b prikazane su brzine međuplanetarnih koroninih izbačaja kao funkcije vremena i položaja za nekoliko osnovnih kombinacija (v_0, M) . Izračun se provodio samo do udaljenosti 1 AU, pa tako očitavanjem apscise kraja $v(t)$ -krivulje dobivamo tranzitno vrijeme τ , a ordinate tranzitnu brzinu v_τ (slika 5.13a). Početne brzine prikazanih izbačaja na heliocentričnoj udaljenosti $R_0 = r_0/r_\odot = 20$ (ili u početnom trenutku $t_0 = 0$) iznose $v_0 = 200$ km/s i $v_0 = 1000$ km/s. Asimptotska brzina Sunčevog vjetra, iznosa $w_c = 400$ km/s, nije se mijenjala, a kutna širina svih prikazanih izbačaja bila je $\Theta = 1$ rad. Iscrtane su krivulje brzina za tri različita izbačaja. Puna linija odnosi se na izbačaj s početnom brzinom od $v_0 = 1000$ km/s, a crtkana na izbačaj s $v_0 = 200$ km/s. Oba izbačaja imaju masu od $M = 10^{12}$ kg, dok točkana krivulja predstavlja putanju izbačaja s početnom brzinom $v_0 = 1000$ km/s i masom $M = 4 \times 10^{12}$ kg. Naravno, vidi se iz relacije (5.67) da izbačaj početne brzine $v_0 = 1000$ km/s, kutne širine $\Theta = 1$ rad i mase $M = 4 \times 10^{12}$ kg je identičan onom s istom početnom brzinom $v_0 = 1000$ km/s, ali s manjom širinom $\Theta = 0.5$ rad i manjom masom $M = 10^{12}$ kg. Vodoravna linija na 400 km/s označava asimptotsku brzinu Sunčevog vjetra na velikim udaljenostima. Brzina izbačaja se naglo približava asimptotskoj vrijednosti w_c već i pri malim udaljenostima ($R \gtrsim 50$) od Sunca.

Na slici 5.13c iscrtana su ubrzanja izbačaja kao funkcije udaljenosti za iste ulazne parametre koji su se koristili u slikama 5.13a i b. Izbačaj s početnom brzinom $v_0 = 200$ km/s ubrzava, a onaj s 1000 km/s usporava. Takvo ponašanje odgovara koronagrafskim opažanjima (Vršnak et al., 2004b). Modelom izračunata ubrzanja u okolini $R \approx 20$ također odgovaraju tipčnim opaženim vrijednostima. S druge strane, usporedba krivulja ubrzanja izbačaja s istim početnim brzinama $v_0 = 1000$ km/s, ali s različitim masama, pokazuje da masivniji slabije usporavaju ili ubrzavaju. Izbačaji manjih masa većinu svog tranzitnog vremena putuju praktički brzinom Sunčevog vjetra. Isti rezultat bi se dobio za izbačaje iste mase, ali većih kutnih širina Θ . U gušćem mediju (veće gustoće n_0) izbačaj se lakše podvrgne utjecaju Sunčevog vjetra. Znači, najkraća tranzitna vremena postižu početno brzi, masivni i relativno uski izbačaji, pogotovo ako se kreću u brzom i rijetkom Sunčevom vjetru. Upravo izračunati primjeri potpuno odgovaraju empirički određenim značajkama izbačaja (Vršnak i Žic, 2007).

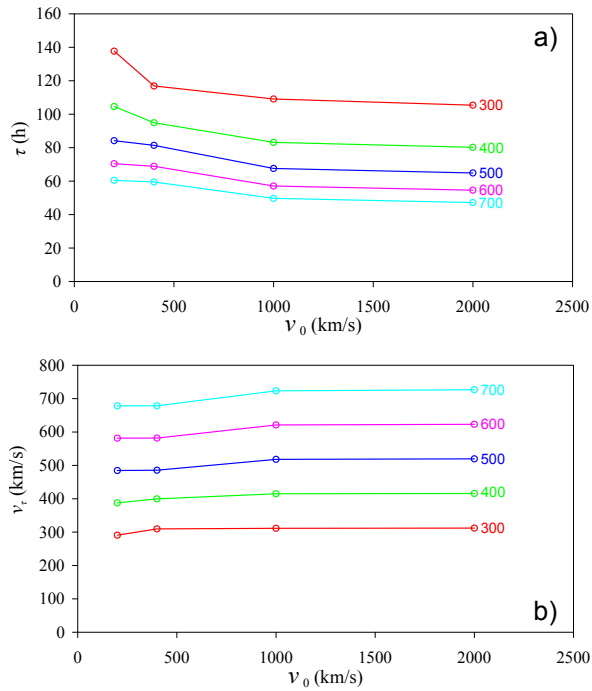
5.2.3.2. Tranzitna vremena i brzine na 1 AU

U prijašnjem poglavlju 5.2.3.1 ilustrirano je kako kinematika izbačaja u međuplanetarnom prostoru ovisi o v_0 , M , Θ , n_0 i w_c . Ovdje će se obratiti pažnja na proučavanje osjetljivosti tranzitnog vremena, τ i brzine, v_τ na 1 AU o parametrima modela, kao što su

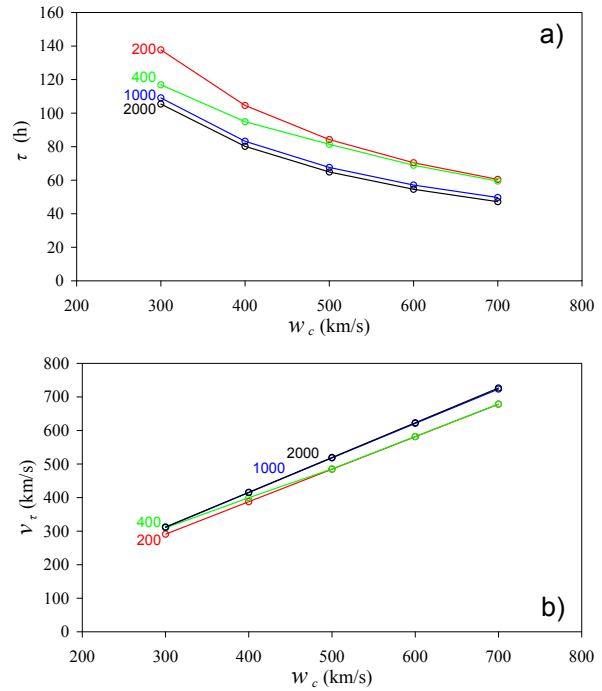


Slika 5.13.: Kinematika izbačaja izračunata s brzinom Sunčevog vjetra od $w_c = 400$ km/s (asimptotska siva linija): (a) brzina kao funkcija vremena; (b) brzina kao funkcija udaljenosti; (c) ubrzanje kao funkcija udaljenosti. Crtkana linija opisuje izbačaj s $v_0 = 200$ km/s i $M = 10^{12}$ kg, puna linija s $v_0 = 1000$ km/s i $M = 10^{12}$ kg, dok točkana linija odnosi se na izbačaj s $v_0 = 1000$ km/s i $M = 4 \times 10^{12}$ kg.

5. Međuplanetarno gibanje koroninog izbačaja



Slika 5.14.: (a) Transitno vrijeme τ izbačaja prikazano je kao funkcija početne brzine izbačaja v_0 za kutnu širinu izbačaja od $\Theta = 1$ rad, masu $M = 10^{12}$ kg, te za različite brzine Sunčevog vjetra w_c (u km/s, ispisane uz linije); (b) brzina izbačaja na 1 AU (tranzitna brzina) v_τ za iste ulazne parametre.



Slika 5.15.: (a) Transitno vrijeme τ izbačaja prikazano je kao funkcija brzine Sunčevog vjetra w_c za kutnu širinu izbačaja od $\Theta = 1$ rad, masu $M = 10^{12}$ kg, te za različite početne brzine izbačaja v_0 (u km/s, ispisane uz linije); (b) brzina izbačaja na 1 AU (tranzitna brzina) v_τ za iste ulazne parametre.

početna brzina izbačaja v_0 , kutna širina Θ i asimptotska brzina Sunčevog vjetra w_c . Na slici 5.14 se vide krivulje ovisnosti tranzitnog vremena $\tau(v_0)$ i brzine $v_\tau(v_0)$ o početnoj v_0 brzini izbačaja izračunate, za različite asimptotske brzine Sunčevog vjetra w_c , ali s istim kutnim širinama $\Theta = 1$ rad i masama $M = 10^{12}$ kg izbačaja. Rezultat se ne bi promijenio uvrštavanjem npr. $\Theta = 2$ rad i $M = 4 \times 10^{12}$ kg (ili $\Theta = 2$ rad i četiri puta manju gustoću n_0 Sunčevog vjetra na 1 AU). Uglavnom, jednak rezultat dobiva se za bilo koju kombinaciju vrijednosti parametara M , Θ i n_0 koji daju isti Γ . Pokraj svake krivulje nalazi se pripadajuća vrijednost asimptotske brzine Sunčevog vjetra w_c . Krivulja tranzitnog vremena $\tau(v_0)$ gotovo da se ne mijenja povećanjem brzine v_0 , dok povećanje w_c paralelno je spušta prema nižim vrijednostima. Obrnuta je situacija s tranzitnim brzinama $v_\tau(v_0)$, povećanje iznosa w_c paralelno podiže krivulje na veće vrijednosti. Očekivano su tranzitna vremena veća za male brzine Sunčevog vjetra, jer vjetar preuzima glavnu ulogu i odnosi izbačaj sa sobom. Što je Sunčevom vjetru brzina manja, to će i izbačaj duže putovati do Zemlje. Zaključno, za navedeni skup parametara tranzitno vrijeme τ više ovisi o brzini

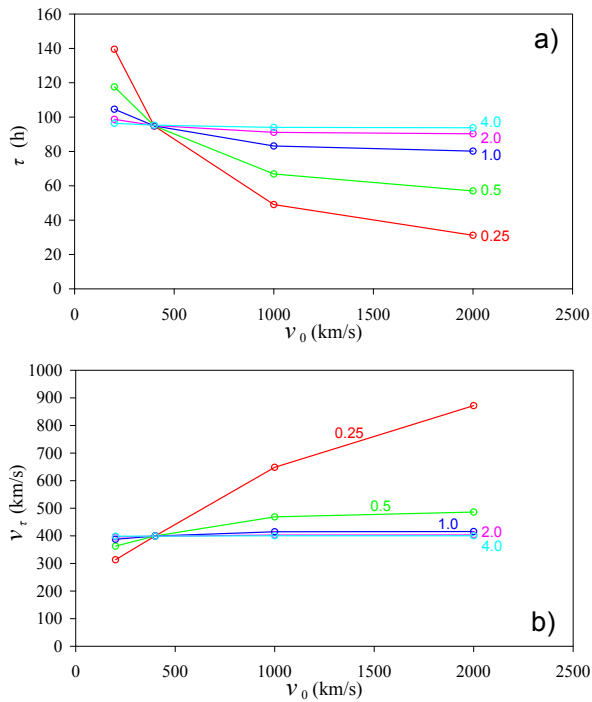
Sunčevog vjetra, w_c , nego o početnoj brzini izbačaja, v_0 .

Na slici 5.15 je prikazano ponašanje tranzitnog vremena $\tau(w_c)$ i brzine $v_\tau(w_c)$ s promjenom asimptotske vrijednosti brzine Sunčevog vjetra w_c , za različite početne brzine izbačaja v_0 . Pokraj svake krivulje nalazi se ispisana vrijednost v_0 . Iz nagiba krivulja nedvojbeno se vidi da su tranzitna vremena i brzine izbačaja, s većim iznosom parametra $\Gamma \propto \Theta n_0/M$, osjetljivije na promjenu brzine Sunčevog vjetra w_c . Kako su krivulje za različite vrijednosti v_0 grupirane i bliske jedna drugoj, to povlači da su tranzitne vrijednosti približno su neovisne o promjeni brzine v_0 . Početna brzina v_0 postaje bitna tek kod vrlo masivnih izbačaja (ili kod uskih koji se gibaju u plazmi niske gustoće). Slika 5.16 upravo prikazuje kako se tranzitna vremena $\tau(v_0)$ i brzine $v_\tau(v_0)$, ovisna o v_0 , mijenjaju s promjenom kutne širine izbačaja. U svim izračunima na slici asimptotska brzina Sunčevog vjetra držala se konstantom na $w_c = 400$ km/s. Tranzitno vrijeme izbačaja kojemu je početna brzina jednaka asimptotskoj brzini Sunčevog vjetra iznosi $\tau(v_0 = w_c) \approx 100$ h. Sve krivulje približno se sijeku u toj točki, što znači da je sila MHD otpora vrlo mala ili iščezava za izbačaje bilo kojih karakteristika. Iz jednadžbe otpora (5.63) se vidi da kada nema razlike između brzine izbačaja i Sunčevog vjetra, sila MHD otpora iščezava. Izbačaji se gibaju brzinama koje približno slijede brzinu Sunčevoj vjetra $w(R)$. Međutim, bilo kojim odmakom početne brzine izbačaja v_0 od brzine Sunčevog vjetra na R_0 , $w(R_0 = 20)$, gibanje izbačaja postaje osjetljivo na njihovu kutnu širinu Θ . Očigledno su tranzitna vremena i brzine uskih izbačaja osjetljivija na početne brzine v_0 , nego što su kod širokih.

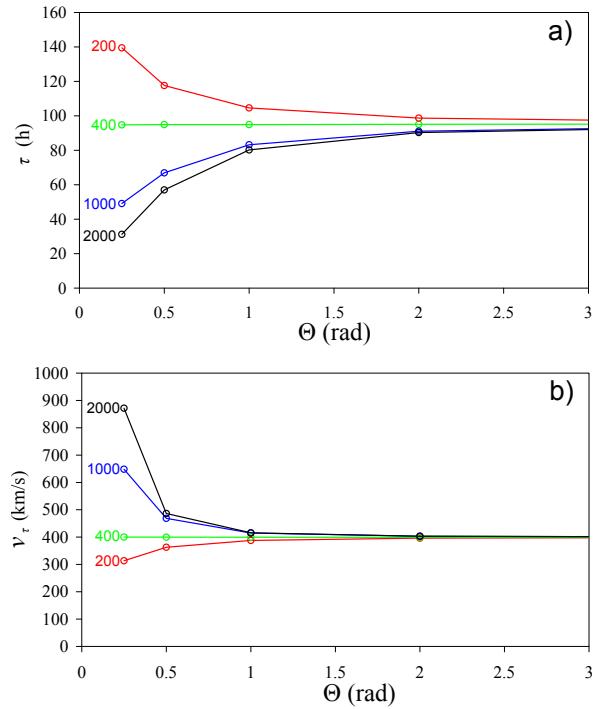
Sažeti zaključci sa slika 5.14 – 5.16 prikazani su u slici 5.17. Iscrtna je ovisnost tranzitnih vremena i brzina o kutnoj širini izbačaja Θ . Brzina Sunčevog vjetra fiksirana je na $w_c = 400$ km/s, a krivulje se razlikuju prema početnim brzinama izbačaja v_0 . Uočljivo je da se krivulje stapaju kada kutne širine izbačaja postanu velike, što znači da tranzitna vremena i brzine vrlo širokih izbačaja (ili ekvivalentno, manjih masa) ne ovise o njihovim početnim brzinama v_0 . Početna brzina v_0 postaje bitna samo kod uskih i masivnih izbačaja (ili općenito onih s manjom vrijednosti parametra Γ).

Jak utjecaj Sunčevog vjetra na tranzitna vremena objašnjava i tzv. „Brücknerovo 80-satno pravilo“, tj. grubu procjenu dolaska izbačaja do Zemlje koja se svodi na vrijeme potrebno da Sunčev vjetar, prosječne brzine od 400 km/s, prevali 1 AU (Brueckner et al., 1998). Slika 5.15 pokazuje da u određenim uvjetima „prosječan“ izbačaj (kojem je početna brzina između $v_0 = 300 - 500$ km/s, Yashiro et al. (2004)) dolazi do Zemlje u prosjeku za 60 do 100 sati. Rezultati pokazuju da najkraće tranzitno vrijeme ($\tau < 1$ dan, Gopalswamy et al. (2005)) mogu postići samo masivni izbačaji s velikim početnim brzinama, $v_0 > 2000$ km/s, i koji se gibaju u brzom Sunčevom vjetru. Ostali izbačaji mogu imati kratko tranzitno vrijeme samo ako Lorentzova sila ima produljeno djelovanje, sve

5. Međuplanetarno gibanje koroninog izbačaja



Slika 5.16.: (a) Transitno vrijeme τ izbačaja prikazano je kao funkcija početne brzine izbačaja v_0 za brzinu Sunčevog vjetra $w_c = 400$ km/s, masu izbačaja $M = 10^{12}$ kg, te za različite vrijednosti kutne širine izbačaja Θ (u rad, ispisanim uz linije); (b) brzina izbačaja na 1 AU (transzitna brzina) v_τ za iste ulazne parametre. Isti rezultat bi se dobio za fiksnu širinu $\Theta = 1$ rad i mase u rasponu $M = 6.25 \times 10^{10}$ do 1.6×10^{13} kg.



Slika 5.17.: (a) Transitno vrijeme τ izbačaja prikazano je kao funkcija kutne širine Θ izbačaja, uzimajući brzinu Sunčevog vjetra $w_c = 400$ km/s, masu izbačaja $M = 10^{12}$ kg, te različite početne brzine izbačaja v_0 (u km/s, ispisane uz linije); (b) brzina izbačaja na 1 AU (transzitna brzina) v_τ za iste ulazne parametre.

do velikih heliocentričnih udaljenosti. Lorentzova sila tjera izbačaje suprotstavljajući se otporu okolnog medija visoke gustoće. Na malim heliocentričnim udaljenostima MHD otpor je najsnažniji i Lorentzova sila mora poništiti ili nadjačati otpor kako bi pokrenula izbačaj.

Radi lakšeg uspoređivanja s opažачkim podacima, masa izbačaja može se napisati u obliku $M = \rho_{\text{CME}} V$, te tako parametar $\gamma(r)$ (iz izraza (5.65)) izraziti pomoću volumena, V , te gustoće izbačaja ρ_{CME} i medija u kojem se giba ρ . Slijedi da parametar γ je približno proporcionalan gustoći medija i obrnuto proporcionalan gustoći izbačaja (tj. $\gamma \propto \rho/\rho_{\text{CME}}$). Iz toga proizlazi da masivni ili uski izbačaji (na koje djeluje slabiji otpor) predstavljaju izbačaje većih gustoća u odnosu na gustoću okolnog Sunčevog vjetra u kojem se kreću.

5.2.3.3. Usporedba općenitog modela s izbačajem na dan 25. srpnja 2004.

Usporedit će se model općenitog MHD otpora s pojedinačnim „halo“ izbačajem, opaženim na dan 25. srpnja 2004. g. (pojavio se u vidnom polju LASCO koronagrafa u 14:54 UT). Događaj je detaljnije proučen tijekom europskog FP-7 projekta SOTERIA (Solar-Terrestrial Investigations and Archives, <http://soteria-space.eu>). U tom trenutku korona je bila relativno mirna, morfologija relativno jednostavna i povoljna za opažanje izbačaja. Podrobniji opis događaja može se naći u Yousef et al. (2005a,b).

Koronin izbačaj uz pojavu bljeska izlazi iz aktivnog područja NOAA 10652 na heliografskim koordinatama N08W33. Izbačaj u vidnom polju LASCO koronagrafa zadržava približno konstantnu brzinu $v = 1330$ km/s. Prilikom opažanja kinematike izbačaja, vrijeme se često izražava u danima u godini ili skraćeno *DOY* (dolazi iz engl. Day Of Year). Na heliocentričnu udaljenost od $R = 20$ izbačaj dolazi u 17:28 UT ili u $DOY = 207.72$. *In situ* mjerenja ACE (engl. Advanced Composition Explorer) i Wind satelita pokazuju da čeonu udarnu val stiže na 1 AU u $DOY = 208.94$, odnosno da tranzitno vrijeme iznosi 1.2 dana (ili 28.8 h). Mjerenjem promjena magnetskog polja nalazi se da vodeći luk međuplanetarnog izbačaja nalijeće na Zemlju u $DOY \approx 209.09 \pm 0.02$. Znači, tranzitno vrijeme (potrebno izbačaju da prevali put od $R = 20$ do 215) iznosi $\tau = 1.36$ dana ili 32.6 sati. Izmjerena tranzitna brzina izbačaja (definirana kao maksimalna brzina unutar pridošlog magnetskog oblaka) je $v_\tau = 1000 \pm 20$ km/s.

Prilikom rješavanja diferencijalne jednadžbe gibanja potrebno je poznavati masu i kutnu širinu izbačaja, te asimptotsku brzinu Sunčevog vjetra (na velikim heliocentričnim udaljenostima) i gustoću medija na 1 AU. Izbačaj svojim gibanjem perturbira gustoću korone, pa time i intenzitet Thomsonovog raspršenja svjetlosti na elektronima, što zapaža kao promjena kontrasta u koronagrafskim snimkama. Iz promjena kontrasta koronagrafskih snimki može se procijeniti masa izbačaja (Vourlidis et al., 2000). Mase određene tim postupkom bilježe se u LASCO katalog: http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/ (Yashiro et al., 2004), pa masa izbačaja ovog razmatranja u katalogu iznosi $M = 1.1 \times 10^{13}$ kg.

Kutna širina „halo“ izbačaja određuje se iz pretpostavke stožaste geometrije, prema metodi Xie et al. (2004), pomoću koje se nalazi $\Theta = 150^\circ = 2.6$ rad. Promatranjem i mjerenjem koroninog zatamnjenja nakon erupcije okvirno se provjerava ili ustanovljuje donja granica vrijednosti kutne širine izbačaja. Dodatno, širinu možemo odrediti iz veličine izvora, uz pretpostavku da on predstavlja početnu dimenziju „halo“ izbačaja. Takve procjene daju minimalnu vrijednost širine izbačaja, i za izbačaj u našem razmatranju ona je približno jednaka ili veća od $\Theta \gtrsim 63^\circ = 1.1$ rad.

Prije samog dolaska izbačaja do Zemlje, *in situ* instrumenti (u vremenu od $DOY = 108$ do 109) su mjerili veliku brzinu Sunčevog vjetra, $w_c = 600 - 650$ km/s, i gustoću

$n_0 = 2 - 2.5 \text{ cm}^{-3}$. Postavlja se pitanje kojim načinom je nastao tako brz Sunčev vjetar? Sigurno nije nastao zbog otvorene koronine šupljine, jer se one tada nisu opazile. Vektor magnetskog polja na *in situ* položaju kontinuirano je mijenjao smjer tijekom tog perioda mjerenja, što je naznaka i karakteristika nailaska „magnetskog oblaka“. Očito je visoka brzina plazme bila rezultat prolaska slabog izbačaja koji je prethodio ovome od našeg interesa. Da bi se odredila prava vrijednost brzine kontinuiranog Sunčevog strujanja, potrebno je bilo izmjeriti vrijednosti brzine i gustoće Sunčevog vjetra nakon (za $DOY > 110$) što izbačaj prošao *in situ* položaj. Naknadno izmjerena brzina iznosila je $w_c = 650 - 700 \text{ km/s}$, a gustoća $n_0 = 0.5 - 1 \text{ cm}^{-3}$. Dodatni problem se pojavio što se poslije prolaska izbačaja otvorila ekvatorijalna koronina šupljina (opažena na Sunčevom disku), pa su izmjerene vrijednosti brzine i gustoće vjetra bile veće od pravih u trenutku prolaska izbačaja. Jedino što se moglo učiniti jest procijeniti ili uzeti minimalnu vrijednost za asimptotsku brzinu Sunčevog vjetra: $w_c = 650 \text{ km/s}$. Zaključno, utvrđene su ove ulazne vrijednosti potrebne modeliranje kinematike izbačaja:

- $v_0 = 1330 \text{ km/s}$,
- $R_0 = 20$,
- $\Theta = 1.1 - 2.6 \text{ rad}$,
- $M = 1.1 \times 10^{13} \text{ kg}$,
- $w_c = 650 \text{ km/s}$,
- $n_0 = 0.5 - 2.5 \text{ cm}^{-3}$.

Sažetak usporedbe numerički izračunatih tranzitnih vremena τ i brzina v_τ , te mjerenih τ_o i $v_{\tau o}$ na 1 AU prikazan je u tablici 5.2. Tranzitna vremena i brzine, iz prva dva stupca tablice, izračunati su za različite kombinacije ulaznih parametara Θ i n_0 . Od 3. do 5. stupca nalaze se redom: izračunato tranzitno vrijeme τ , razlika između izmjerene vrijednosti i izračunate $\Delta\tau = \tau_o - \tau$, te relativna razlika $\Delta\tau/\tau_o$. U 6. do 8. stupcu imamo: izračunatu tranzitnu brzinu v_τ , razliku $\Delta v_\tau = v_{\tau o} - v_\tau$ i relativna razliku $\Delta v_\tau/v_{\tau o}$. Negativna vrijednost razlike tranzitnog vremena ($\Delta\tau < 0$) znači da „modelirani“ izbačaj kasni s obzirom na opaženi.

Iz tablice vidimo da „modelirani“ izbačaj dolazi do Zemlje za 20 do 42 sata, što predstavlja interval od 13 sati. Tranzitne „modelirane“ brzine kreću se između $v_\tau = 1260$ do 770 km/s . Najmanje odstupanje izračunatih i mjerenih vrijednosti ($\Delta\tau = 0$) dobivamo za kutnu širinu $\Theta = 2.6 \text{ rad}$ i gustoću Sunčevog vjetra na 1 AU, $n_0 = 0.5 \text{ cm}^{-3}$, i za najnižu vrijednost kutne širine $\Theta = 1.1 \text{ rad}$ i najveću gustoću vjetra $n_0 = 2.5 \text{ cm}^{-3}$.

Tablica 5.2.: Usporedba izračunatih tranzitnih vremena τ i brzina v_τ na 1 AU s opaženim τ_o i $v_{\tau o}$.

Θ rad	n_0 cm^{-3}	τ h	$\Delta\tau$ h	$\Delta\tau/\tau_o$ %	v_τ km/s	Δv_τ km/s	$\Delta v_\tau/v_{\tau o}$ %
2.6	2.5	42.4	-9.8	-30	765	235	23
2.6	1.5	34.2	-1.6	-5	973	27	3
1.8	2.5	37.2	-4.6	-14	871	129	13
2.6	0.5	32.7	-0.1	0	1041	-41	-4
1.8	1.5	38.5	-5.9	-18	838	162	16
1.1	2.5	32.4	0.2	0	1056	-56	-6
1.8	0.5	30.6	2.0	6	1161	-161	-16
1.1	1.5	30.9	1.7	5	1145	-145	-14
1.1	0.5	29.3	3.3	10	1258	-258	-26

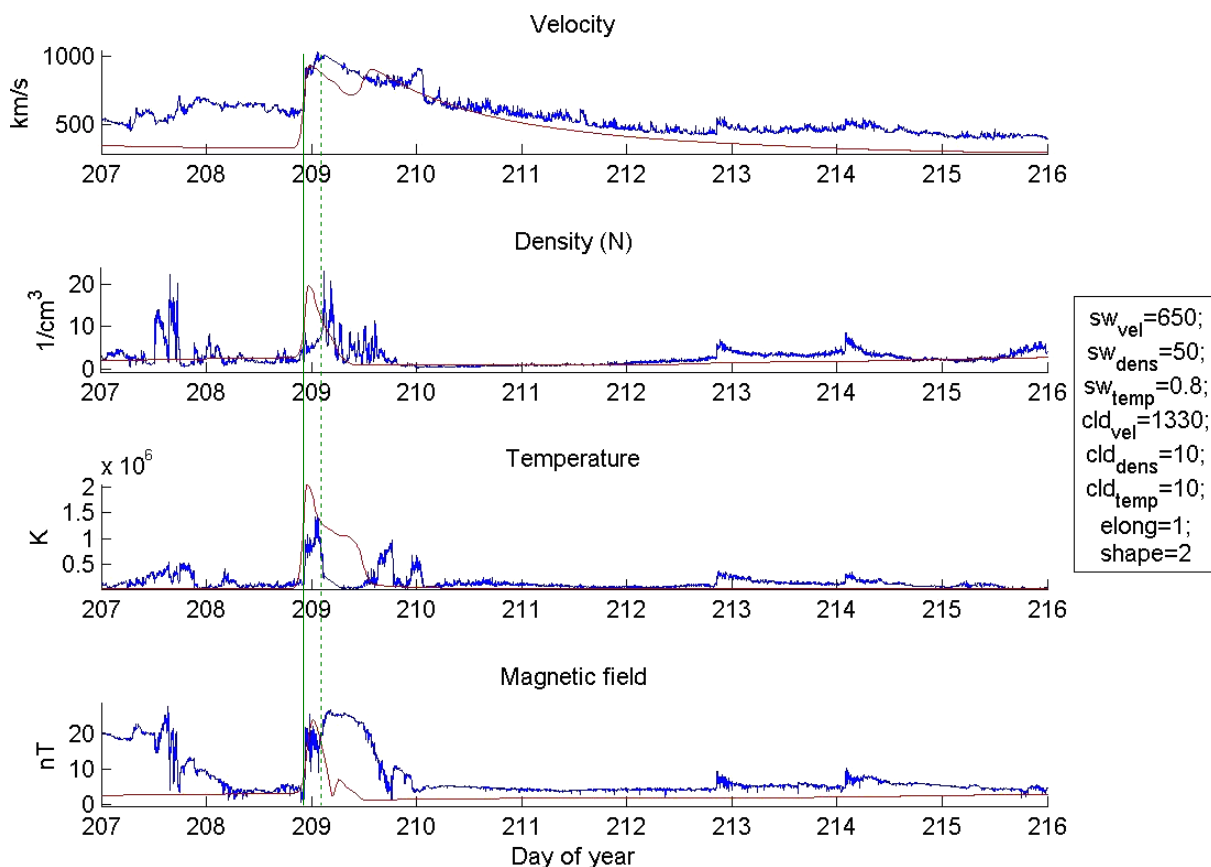
S druge strane, najveće odstupanje od $\Delta\tau = -9.8$ h dobiva se za granične vrijednosti $\Theta = 2.6$ rad i $n_0 = 2.5 \text{ cm}^{-3}$. Ostale kombinacije parametara Θ i n_0 daju odstupanja $\Delta\tau$ samo unutar nekoliko sati. Znači, pretpostavivši da vršimo prognostički izračun u realnom vremenu, granična odstupanja tranzitnog vremena kretala bi se od $\Delta\tau \approx 3.5$ h do $\Delta\tau \approx -10$ h s pripadajućim odstupanjima brzina od $\Delta v_\tau \approx 240$ km/s do $\Delta v_\tau \approx -260$ km/s.

5.2.3.4. Usporedba općenitog modela s numeričkim ENLIL modelom

Prikazani model magnetohidrodinamičkog (MHD) otpora računa samo kinematiku koroninog izbačaja, ali ne i kinematiku čeonog udarnog vala izbačaja. Poželjno je model usporediti s potpuno numeričkim heliosferskim MHD ENLIL modelom koji simulira i računa stanje Sunčevog vjetra u heliosferi na osnovu fotosferskih magnetograma (http://ccmc.gsfc.nasa.gov/models/Code_description.pdf, (Odstrcil i Pizzo, 2002; Odstrcil et al., 2004)). Simulacija se vrši na zahtjev korisnika na internetskoj adresi: <http://ccmc.gsfc.nasa.gov/> i pristup je slobodan zahvaljujući zajednici CCMC (Community Coordinated Modeling Center) sa sjedištem u NASA Goddard Space Flight Center-u. U posebnoj modifikaciji ENLIL programa koronin izbačaj je predstavljen stožastim poremećajem gustoće, brzine i temperature pozadinskog Sunčevog vjetra, ali bez definirane magnetske strukture. Iako je takva reprezentacija koroninog izbačaja manjkava, može poslužiti u simulaciji gibanja udarnog vala i u kombinaciji s našim modelom usporedo dobivamo informacije o gibanju koroninog izbačaja i čeonog udarnog vala kojeg potiče izbačaj.

Na slici 5.18 je rezultat ENLIL simulacije (tanka linija) preklopljena na *in situ* mjerenja dobivenih s misije ACE (engl. Advanced Composition Explorer). Za ENLIL simulaciju korišteni su sljedeći ulazni podaci (definirani na udaljenosti $21.5r_\odot$ od središta Sunca):

5. Međuplanetarno gibanje koroninog izbačaja



Slika 5.18.: Usporedba numeričkog ENLIL modela (tanka linija) s ACE *in situ* mjerenjima. Vidljivo je jako strujanje Sunčevog vjetra nakon *DOY* > 210. Uspravna puna i iscrtkana linija određuju dolazak udarnog vala i vodećeg luka međuplanetarnog koroninog izbačaja.

- datum početka gibanja perturbacije: 2004-07-25,
- vrijeme početka gibanja perturbacije: 17:49 UT,
- polarni kut (kolatituda): 111° (0° = sjever, 180° = jug),
- azimutalni kut (longituda): 205° (90° = istok, 180° = prema Zemlji, 270° = zapad kada se gleda sa Zemlje),
- polumjer stošca (ili kutna poluširina): 75° ,
- početna brzina perturbacije: $v_0 = 1330 \text{ km/s}$,
- brzina Sunčevog vjetra; $w = 650 \text{ km/s}$,
- gustoća Sunčevog vjetra: $n_w = 50 \text{ cm}^{-3}$,
- temperatura Sunčevog vjetra: $T_w = 0.8 \text{ MK}$,

- omjer gustoća izbačaja i Sunčevog vjetra: $n_{CME}/n_w = 10$,
- omjer temperatura izbačaja i Sunčevog vjetra: $T_{CME}/T_w = 10$.

Udarni val je određen kao najveći gradijent brzine izračunate ENLIL modelom, pa je tako dan dolaska udarnog vala bio $DOY = 208.91$, što je za 1 sat ranije nego što se on stvarno opazio. Znači, ako je ENLIL model započeo računati gibanje perturbacije Sunčevog vjetra na dan $DOY = 207.73$, ispada da tranzitno vrijeme izračunatog udarnog vala iznosi $\tau_u = 1.18 \text{ dan} = 28.4 \text{ h}$. Maksimalna brzina toka perturbiranog Sunčevog vjetra je 942 km/s .

5.2.3.5. Rasprava

Iz navedenoga, modelom je pokazano da tranzitno vrijeme međuplanetarnog koroninog izbačaja mase ponajviše ovisi upravo o ulaznim parametrima modela: njegovoj početnoj brzini, masi, širini, ali također i o brzini Sunčevog vjetra i gustoći. Ipak, postoje dva bitna granična slučaja i bitne poveznice među parametrima. U prvom slučaju izbačaj ima malu masu i velike je kutne širine (ujedno i male gustoće). Njegovo tranzitno vrijeme regulirano je brzinom Sunčevog vjetra, jer se izbačaj već na malim heliocentričnim udaljenostima prilagođava Sunčevom vjetru. S druge strane, izbačaj može biti uzak i masivan (tj. velike gustoće) i njegovo tranzitno vrijeme najviše će ovisiti o njegovoj početnoj brzini. Najkraće opaženo tranzitno vrijeme, $\tau \lesssim 1 \text{ dan}$, izbačaj može postići jedino ako mu je početna brzina $v_0 > 2000 \text{ km/s}$, te ako se giba u brzom Sunčevom vjetru niske gustoće.

U „svemirskoj“ prognostici potrebno je u realnom vremenu odrediti početne ulazne parametre modela i na vrijeme prognozirati dolazak izbačaja do Zemlje i nastanak popratnih pojava. U slučaju modela MHD otpora ulazni parametri direktno se dobivaju iz praćenja početne propagacijske faze izbačaja u koronagrafu. Iz koronagrafskih LASCO podataka procjenjuje se masa (Vourlidas et al., 2000) i brzina, te kutna širina izbačaja (Xie et al., 2004). Neperturbiranu brzinu i gustoću Sunčevog vjetra dobivamo *in situ* mjerenjima. Naravno, svi navedeni parametri opterećeni se određenom nepouzdanošću, te će tako i izračunate tranzitne vrijednosti imati određenu nepouzdanost. U pokazanim primjerima nepouzdanost tranzitnih vremena kretala se oko nekoliko sati.

Potrebno je spomenuti da glavna pretpostavka modela oslanja se na vremensku stacionarnost Sunčevog vjetra, što ne odgovara stvarnosti. Heliosfera je dinamičko okruženje ovisno o Sunčevoj aktivnosti, orijentaciji Sunčevog magnetskog polja i koroninih šupljina, učestalosti pojava koroninih izbačaja i sl. Čak kad bi se izbačaji i gibali u stacionarnoj koroni, ona bi deformirala njihov početni oblik. Brz Sunčev vjetar na polovima odnosio bi rubne dijelove izbačaja, dok bi se centralni dio gibao u sporom i gustom ekvatorijalnom području.

Međutim, na prilike na Zemlji utječu samo oni koronini izbačaji koji se gibaju usporedo ili u blizini ekliptike. Takvi izbačaji uglavnom se gibaju i u Sunčevom ekvatorijalnom području (ili u području malih heliografskih širina) gdje struji spor Sunčev vjetar, pa se njihovo gibanje može odrediti modelom. Polarni dijelovi odnešeni brzim vjetrom jednostavno nas niti ne zanimaju, jer oni ionako nisu usmjereni prema Zemlji. Otežavajuću okolnost stvaraju eventualne i naglo nastale ekvatorijalne koronine šupljine koje ubrzavaju plazmu i stvaraju lokalno brz Sunčev vjetar. Stanje heliosfere i nepovoljan utjecaj ekvatorijalnih koroninih šupljina donekle je moguće procijeniti na temelju *in situ* mjerenja u trenutku erupcije i usuglašavanjem s modelima koji simuliraju ukupno stanje Sunčevog vjetra.

5.2.4. Model s konstantnom vrijednosti parametra γ i konstantnom brzinom Sunčevog vjetra

Općenito se jednadžba (5.73) rješava numerički (Vršnak i Žic, 2007), ali s obzirom na ponašanje gustoće okolnog Sunčevog vjetra, ispada da nakon $r > 50r_\odot$ funkcija $\gamma(r)$ i brzina Sunčevog vjetra $w(r)$ vrlo brzo se približavaju asimptotskim vrijednostima γ_c i w_c (slika 5.11). Kinematiku izbačaja opisuje diferencijalna jednadžba (5.63), koja se za konstantne vrijednosti funkcija $\gamma(r) = \gamma_c$ i $w(r) = w_c$ pojednostavljuje u:

$$\dot{v}(t) = -\gamma_c [v(t) - w_c] |v(t) - w_c|. \quad (5.73)$$

Diferencijalna jednadžba može se analitički riješiti, ali je potrebno je razlučiti dva slučaja, kada je:

- brzina izbačaja $v(t) > w_c$, uvijek veća od konstantne brzine Sunčevog vjetra w_c , opada i na velikim udaljenostima približava se w_c ,
- izbačaj spor ($v(t) < w_c$), ubrzava ga Sunčev vjetar, brzina mu raste i da bi na velikim udaljenostima asimptotski dosegno brzinu Sunčevog vjetra w_c .

5.2.4.1. Kočeni izbačaj, $v(t) > w_c$

Za izbačaje čija brzina uvijek je veća od brzine Sunčevog vjetra, $v(t) > w_c$, jednadžba (5.73) ima oblik:

$$\dot{v}(t) = -\gamma_c (v(t) - w_c)^2 \quad (5.74)$$

i rješava se na način:

$$\frac{\dot{v}}{(v - w_c)^2} = -\gamma_c,$$

$$\frac{dv}{(v - w_c)^2} = -\gamma_c dt,$$

uz uvođenje supstitucije: $s = v - w_c$, iz čega slijedi da je $ds = dv$. Integracijom slijedi:

$$\int \frac{ds}{s^2} = -\gamma_c t + c_1,$$

$$-\frac{1}{s} = -\gamma_c t + c_1,$$

$$v - w_c = \frac{1}{\gamma_c t - c_1}.$$

Općenito rješenje je:

$$v(t) = \frac{1}{\gamma_c t - c_1} + w_c. \quad (5.75)$$

Uvrštavanjem početnih uvjeta $v_0 := v(0)$ slijedi:

$$v_0 = -\frac{1}{c_1} + w_c$$

iz čega se dobiva konstanta:

$$-c_1 = \frac{1}{v_0 - w_c}$$

i njenim uvrštavanjem u općenito rješenje (5.75) slijedi konačno:

$$v(t) = \frac{v_0 - w_c}{1 + \gamma_c(v_0 - w_c)t} + w_c. \quad (5.76)$$

Diferencijalna jednadžba za položaj u navedenom slučaju ima oblik:

$$\ddot{r}(t) = -\gamma_c (\dot{r}(t) - w_c)^2 \quad (5.77)$$

a rješavanje se zapravo svodi na integraciju brzine (5.76) u vremenu:

$$\begin{aligned} r(t) &= \int v(t) dt = \int \left(\frac{v_0 - w_c}{1 + \gamma_c(v_0 - w_c)t} + w_c \right) dt = \\ &= (v_0 - w_c) \int \frac{dt}{1 + \gamma_c(v_0 - w_c)t} + \int w_c dt. \end{aligned}$$

Supstitucijom $s := 1 + \gamma_c(v_0 - w_c)t$ (iz čega proizlazi: $ds = \gamma_c(v_0 - w_c)dt$, $dt = ds/[\gamma_c(v_0 -$

w_c)) integral se riješi i dobiva općenito rješenje:

$$\begin{aligned} r(t) &= \frac{1}{\gamma_c} \int \frac{ds}{s} + w_c t + c_2 = \\ &= \frac{1}{\gamma_c} \ln [1 + \gamma_c(v_0 - w_c)t] + w_c t + c_2. \end{aligned} \quad (5.78)$$

Uvrštavanjem početnog uvjeta dobiva se konstanta c_2 :

$$r_0 := r(0) = \frac{1}{\gamma_c} \ln 1 + c_2 = c_2$$

i time konačno rješenje:

$$r(t) = \frac{1}{\gamma_c} \ln [1 + \gamma_c(v_0 - w_c)t] + w_c t + r_0. \quad (5.79)$$

5.2.4.2. Gonjeni izbačaj, $v(t) < w_c$

U obrnutom slučaju, kada je brzina izbačaja uvijek manja od brzine Sunčevog vjetra, $v(t) < w_c$, općenita diferencijalna jednačba (5.73) postaje:

$$\begin{aligned} \dot{v}(t) &= -\gamma_c (v(t) - w_c) |v(t) - w_c| = \\ &= -\gamma_c (v(t) - w_c) (w_c - v(t)) = \\ &= \gamma_c (v(t) - w_c)^2 \end{aligned} \quad (5.80)$$

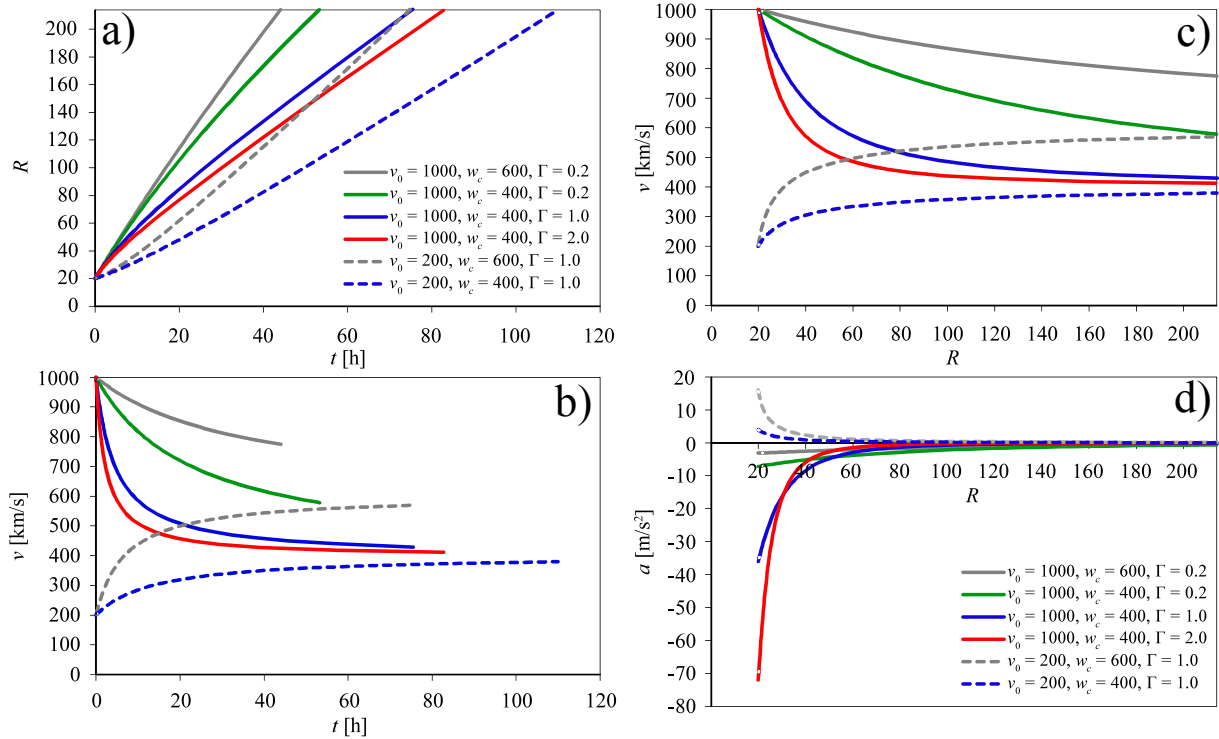
i na sličan način se rješava kao i u prethodnom slučaju, točnije konstanta γ_c samo promijeni predznak u rješenju za brzinu:

$$v(t) = \frac{v_0 - w_c}{1 - \gamma_c(v_0 - w_c)t} + w_c. \quad (5.81)$$

Također je tako i kod rješenja za položaj:

$$r(t) = -\frac{1}{\gamma_c} \ln [1 - \gamma_c(v_0 - w_c)t] + w_c t + r_0. \quad (5.82)$$

Zaključno, jednačba (5.73) se može rješavati u oba slučaja slučaja: kada je $v(t) > w_c$ (za $0 \leq t \leq \tau$) pri kojem je desna strana diferencijalne jednačbe negativnog predznaka (usporavanje), dok je u slučaju $v(t) < w_c$ (tijekom $0 \leq t \leq \tau$) pozitivnog predznaka (ubrzavanje). U rješenjima će brzina $v(t)$ uvijek biti manja (ili veća, ovisno da li izbačaj ubrzava ili usporava) tijekom cijelog vremena $t < \tau$, gdje τ predstavlja tranzitno vrijeme, tj. vrijeme kada izbačaj doseže tranzitni položaj, npr. 1 AU (udaljenost do Zemlje). Znači, predznak ispred koeficijenta γ_c govori o kakvom se režimu gibanja radi.



Slika 5.19.: Primjeri kinematike međuplanetarnih koroninih izbačaja izračunati pomoću modela MHD otpora s konstantnim γ . Početna heliocentrična udaljenost iznosi 20 Sunčevih polumjera ($R_0 = 20$). (a) ovisnost heliocentrične udaljenosti o vremenu; (b) ovisnost brzine izbačaja o vremenu; (c) ovisnost brzine izbačaja o udaljenosti; (d) ovisnost ubrzanja izbačaja o udaljenosti. Brzine u legendama v_0 i w_c su izražene u km/s, dok parametar otpora iznosi $\gamma_c = \Gamma \times 10^{-7} \text{ km}^{-1}$.

5.2.4.3. Primjeri

Na slici 5.19 prikazano je nekoliko primjera kinematike međuplanetarnih izbačaja mase modeliranih pomoću modela MHD otpora s konstantnom funkcijom otpora $\gamma(r) = \gamma_c = \text{konst.}$ i konstantnom brzinom Sunčevog vjetra $w(r) = w_c = \text{konst.}$ Kinematičke krivulje dobivene su analitičkim rješavanjem jednadžbi (5.76), (5.79), (5.81) i (5.82). Brzi izbačaji u ovom primjeru imaju početnu brzinu $v_0 = 1000 \text{ km/s}$ i različite vrijednosti parametra Γ (prikazani su punom linijom). Početna brzina sporih međuplanetarnih izbačaja (isprekidane linije) iznosi $v_0 = 200 \text{ km/s}$. Obje vrste izbačaja se gibaju u sporom ($w_c = 400 \text{ km/s}$) i brzom ($w_c = 600 \text{ km/s}$, sive linije) Sunčevom vjetru. Podslika 5.19a prikazuje promjene heliocentrične udaljenosti ($R = r/r_\odot$) izbačaja u vremenu. Izbačaj dolazi do Zemlje ($R = 215$) u trenutku kada krivulje dotiču gornji rub podslike 5.19a. Ovisnost brzine izbačaja o vremenu vidi se iz podslike 5.19b. Završeci kinematičkih krivulja predstavljaju dolazak izbačaja do Zemlje. Apscisa završetka određuje tranzitno vrijeme, a ordinata tranzitnu brzinu. Podslika 5.19c opisuje ovisnost brzina o radialnim udaljenostima izbačaja. Tranzitne brzine (na $R = 215$) dobivamo iz sjecišta krivulja s desnim rubom slike.

Konačno, podslika 5.19d prikazuje promjenu ubrzanja izbačaja, a , s povećanjem radijalne udaljenosti R .

Iz podslika 5.19b i c je uočljiva asimptotska prilagodba brzina izbačaja brzini Sunčevog vjetra ($\lim_{t \rightarrow \infty} v(t) = w_c$). Prilagodba je izraženija za veće vrijednosti parametra Γ koje posredno opisuju gibanje izbačaja manjih masa u gustom Sunčevom vjetru. Tranzitna vremena su uglavnom između ~ 40 h i ~ 110 h, ali s konvergencijom prema ~ 80 h. Povećana zastupljenost tranzitnih brzina oko vrijednosti od 80 h je u suglasnosti s tzv. „Brückerovim 80-satnim pravilom“ (Brueckner et al., 1998).

Zanimljivo je primijetiti da spor izbačaj, male početne brzine ($v_0 \ll w_c$), koji se giba u brzom Sunčevom vjetru, ima kraće tranzitno vrijeme od onoga koje mu je početna brzina bila puno veća ($v_0 \gg w_c$) i nastavlja se gibati u sporom Sunčevom vjetru, iako oba imaju istu vrijednost parametra Γ . Nadalje, vrlo brzi izbačaji s malom vrijednosti parametra Γ u brzom Sunčevom vjetru imaju najkraća tranzitna vremena. To su masivni izbačaji male kutne širine, te se gibaju u brzom Sunčevom vjetru niske gustoće.

Podslika 5.19d otkriva da se ubrzanje (ili usporenje) izbačaja najintenzivnije događa pri malim heliocentričnim udaljenostima (unutar $R \sim 20 - 40$). Izračunata ubrzanja (ili usporenja) su u suglasnosti s opažачkim, mjerenim podacima dobivenim SoHO/LASCO-C3 koronagrafom (Vršnak, 2001b; Vrřnak i Gopalswamy, 2002). Srednja vrijednost izračunatih ubrzanja je unutar $\pm 2 \text{ m/s}^2$ za raspon udaljenosti $R = 20 - 215$. Usporenje seže do minimalnih -10 m/s^2 za velike vrijednosti parametra Γ . Navedene vrijednosti odgovaraju opaženima, npr. Gopalswamy et al. (2000), Gopalswamy et al. (2001b), Michařek et al. (2004).

Prikazanim primjerima pokazali smo kako se model MHD otpora ponaša s obzirom na početne uvjete, uvjete okoline u kojoj se giba i sl. Međutim, model ima određena fizikalna ograničenja. U modelu se međuplanetarni izbačaj giba i širi u izotropnom okruženju koje struji konstantnom brzinom. Okolna gustoća opada $\sim 1/r^2$ i zajedno s pretpostavkom konstantnosti mase izbačaja mora biti i parametar „otpora“ konstantan. Takva pretpostavka je jedino točna ako je i bezdimenzionalni koeficijent otpora c_d konstantan. Međutim, pokazuje se da koeficijent otpora c_d može ovisiti o radijalnoj udaljenosti (Cargill, 2004). Ipak, promjene nisu velike i kreću unutar prvog reda veličine, te tako male promjene koeficijenta c_d dovode samo do manjih nepouzdanosti u prognostici tranzitnog vremena i tranzitne brzine.

U nekim slučajevima Lorentzova sila može imati „produljeno“ djelovanje, tako da na velikim udaljenostima još uvijek tjera izbačaj (akceleracijska faza izbačaja detaljnije je objašnjena u poglavlju 4). Produljeno djelovanje Lorentzove sile očito će narušiti pouzdanost prognoziranih tranzitnih vrijednosti (npr. tranzitno vrijeme, brzinu i sl.) izbačaja dobivenih MHD modelom. Problem se može zaobići preciznijim mjerenjima kinematike,

npr. STEREO (engl. Solar TERrestrial RELations Observatory) opažanjima i postavljanjem početnog položaja r_0 na veću udaljenost, sukladno opažanjima.

Sljedeći nedostatak je što su izbačaji dosta učestali tijekom maksimuma ciklusa Sunčeve aktivnosti (prosječno ih se pojavljuje nekoliko na dan), dok model opisuje izoliranu kinematiku izbačaja. U stvarnosti se često događaju međudjelovanja između više izbačaja. Brzi izbačaj može potisnuti svog sporog prethodnika pri čemu sam biva zakočen i to mnogo efikasnije nego li samim Sunčevim vjetrom.

5.2.5. Statistički pristup i provjera modela s $\gamma(r) = konst.$ i

$$w(r) = konst.$$

Većina ulaznih parametara modela određuje se opažanjima izbačaja. Za model su potrebni početni položaj r_0 i početna brzina $v_0 = v(r_0)$ izbačaja koji se određuju iz uvjeta da vrijednosti funkcije $\gamma(r_0)$ i brzine Sunčevog vjetra $w(r_0)$ postanu bliske asimptotskim vrijednostima γ_c i w_c . Redovito je to na $\approx 20r_\odot$ i u približenju se uzima da su $\gamma(r) = \gamma_c = konst.$ i $w(r) = w_c = konst.$ Izmjerene vrijednosti v_0 i r_0 ovise o nepovoljnim projekcijskim efektima (Burkepile et al., 2004; Michałek et al., 2004; Schwenn et al., 2005; Vršnak et al., 2007) i metodama koje se koriste u njihovom određivanju. Statistička analiza (objasnit će se u ovom poglavlju) najbolje određuje vrijednosti navedenih parametara. Statistički utvrđeni parametri malo odstupaju od izmjerenih direktnim koronagrafskim opažanjima u projekciji na ravninu neba i dovoljno su dobri za model MHD otpora.

Ostale ulazne vrijednosti modela, kao što su parametar Γ i brzina Sunčevog vjetra w_c , moraju se procijeniti ili izračunati raznim numeričkim metodama (npr. numeričkom minimizacijom kvadrata ukupne greške, poglavlje 5.2.2.4). Vrijednosti parametra Γ i brzine Sunčevog vjetra w_c , dobivene numeričkom minimizacijom kvadrata ukupne greške, postaju sve preciznija kako u vremenu pratimo izbačaj i nadopunjavamo skup $\{(r_i, v_i)\}$ uređenih parova položaja i brzina.

5.2.5.1. Rješivost kinematičke diferencijalne jednadžbe

Fizikalnost rješenja. Ponekad se, zbog nedostatnih koronografskih mjerenja, točnije nedostatka izmjerenih početnih položaja i brzine izbačaja, postavlja pitanje u kojem rasponu vrijednosti možemo očekivati smisleno rješenje za tranzitno vrijeme τ i brzinu v_τ . Iz tog razloga razmotrit ćemo i ocijeniti kako tranzitno vrijeme ovisi o različitim početnim vrijednostima r_0, v_0 . Ispitat će se i raspon pravovaljanih *in situ* mjerenih vrijednosti tranzitne brzine izbačaja v_τ , dok su poznati ili zadani ostali parametri.

Često među parametrima vezanim za izbačaj $(r_0, v_0, r_\tau, v_\tau)$, nedostaje brzina Sunčevog vjetra w_c . Tek poznavanjem svih veličina $(r_0, v_0, \gamma_c, w_c)$ potrebnih modelu moguće je

izračunati i opisati kinematiku izbačaja u međuplanetarnom prostoru i odrediti njegovo tranzitno vrijeme τ .

Sljedeće rasprave o valjanosti tranzitnih vremena τ , početnih brzina v_0 izbačaja ili prilikom određivanja brzine Sunčevog vjetra w_c , vrijede samo u situacijama „fizikalnog ponašanja“ kinematičkih krivulja izbačaja. Fizikalno postoje dvije mogućnosti s obzirom na suodnos brzina izbačaja i Sunčevog vjetra:

1. *Usporavanje* izbačaja. U tom slučaju je: $0 < w_c < v_\tau < v_0$. To znači da izbačaj započinje svoje gibanje heliosferom s početnom brzinom v_0 većom od Sunčevog vjetra w_c i Sunčev vjetar ga kontinuirano usporava do *in situ* tranzitne brzine v_τ . Ako je $\gamma_c > 0$, tranzitna brzina izbačaja će uvijek biti veća od brzine Sunčevog vjetra ($v_\tau > w_c$), odnosno tek u $\lim_{t \rightarrow \infty} v(t) = w_c$.
2. *Ubrzavanje* izbačaja. Izbačaj kreće s malom brzinom $v_0 < w_c$ i Sunčev vjetar ga kontinuirano ubrzava do tranzitne brzine v_τ . Tranzitna brzina v_τ se asimptotski približava brzini Sunčevog vjetra w_c . U ovome slučaju vrijedi $0 < v_0 < v_\tau < w_c$.

Raspon tranzitnog vremena τ . U situacijama kada je lakše mjeriti i odrediti početne i *in situ* položaje (r_0, r_τ), te brzine izbačaja (v_0, v_τ), kao i *in situ* brzinu Sunčevog vjetra w_c na 1 AU, nego karakteristike izbačaja (masu, M , kutnu širinu Θ i sl.) što tvore parametar γ_c , postoje dvije krajnje mogućnosti za procjenu tranzitnog vremena τ : kada $\gamma_c \rightarrow \infty$ ili $\gamma_c \rightarrow 0$. U slučaju pri kojem $\gamma_c \rightarrow \infty$, izbačaj putuje npr. u „mediju“ izrazito velike gustoće i, uvjetno rečeno odmah, poprima kinematičke karakteristike medija, odnosno skoro trenutno poprima brzinu Sunčevog vjetra, w_c . U drugom slučaju, kada $\gamma_c \rightarrow 0$, Sunčev vjetar uopće nema utjecaj na izbačaj i on se giba bez ikakvog usporavanja ili ubrzavanja ($v \approx konst.$).

Nadalje, izbačaj može biti brži ili sporiji od Sunčevog vjetra w_c : $v_0 > w_c$ ili $v_0 < w_c$. Određivanje raspona tranzitnih vremena, τ , je najbolje objasniti na konkretnom primjeru. Za početak, pretpostavimo da je početna brzina izbačaja veća od brzine Sunčevog vjetra ($v_0 > w_c$). Izbačaj će najprije stići (τ je minimalno), ako zadrži svoju veliku početnu brzinu v_0 (kao da se giba neovisno o Sunčevom vjetru i ništa ga ne usporava, $\gamma_c \rightarrow 0$). Tada je minimalno tranzitno vrijeme: $\tau_{min} = (r_\tau - r_0)/v_0$, pri kojem je r_τ „tranzitni položaj“, npr. heliocentrična udaljenost do Zemlje. Obratno, izbačaj najduže putuje do r_τ (τ je maksimalno) kada se odmah „stopi“ sa Sunčevim vjetrom i koji ga onda nosi svojom sporijom brzinom w_c (sila otpora je jaka, $\gamma_c \rightarrow \infty$). Pri tome je tranzitno vrijeme maksimalno: $\tau_{max} = (r_\tau - r_0)/w_c$.

Druga mogućnost je da početna brzina izbačaja bude manja od brzine Sunčevog vjetra, $v_0 < w_c$. Izbačaj je sporiji od Sunčevog vjetra i dobivamo obratnu situaciju. Minimalno

tranzitno vrijeme će iznositi: $\tau_{min} = (r_\tau - r_0)/w_c$ (za jaku „asimilaciju“ $\gamma_c \rightarrow \infty$), a maksimalno: $\tau_{max} = (r_\tau - r_0)/v_0$ (za neovisno gibanje $\gamma_c \rightarrow 0$).

Oba slučaja se mogu sažeti u jedinstven izraz za minimalnu vrijednost tranzitnog vremena τ_{min} :

$$\tau_{min} \gtrapprox \frac{r_\tau - r_0}{\max(v_0, v_\tau)}. \quad (5.83)$$

U izrazu je upotrijebljena nejednakost (ili približna jednakost), jer bi točnije bilo uzeti brzinu Sunčevog vjetra, w_c , umjesto „tranzitne brzine“, v_τ , jer se u nekim slučajevima vrijednost w_c teže mjeri ili se ne nalazi u katalozima opaženih izbačaja. Jedino što možemo učiniti jest pretpostaviti da izbačaj nastoji doseći asimptotsku brzinu w_c tzv. procesom „asimilacije“. Dodatno, pretpostavljamo da je udaljenost r_τ dovoljno velika da bi pri njoj brzina izbačaja bila približno izjednačena sa brzinom Sunčevog vjetra, $v_\tau \approx w_c$. U stvarnosti, ona će uvijek biti manja i vrlo bliska ($v_\tau \lesssim w_c$) za spore ($v_0 < w_c$), a veća i približno jednaka ($v_\tau \gtrapprox w_c$), za brze izbačaje ($v_0 > w_c$).

Sličnim razmišljanjem možemo procijeniti maksimalnu vrijednost ili gornju granica tranzitnog vremena, τ_{max} :

$$\tau_{max} \lesssim \frac{r_\tau - r_0}{\min(v_0, v_\tau)}. \quad (5.84)$$

Raspon početnih brzina izbačaja, v_0 . Brzina v_0 je dosta nepouzdan parametar (ovisi o metodama mjerenja u kojima se koriste različite pretpostavke i sl.) i pitanje je kako usuglasiti neko mjerenje s rješenjem kinematičke diferencijalne jednadžbe. Brzina v_0 mora biti unutar „intervala rješivosti“ jednadžbe. Izmjereni početni položaj r_0 ima manju nepouzdanost, stoga se uzima da je dobro definiran. Općenito, direktna *in situ* mjerenja daju manje nepouzdanosti, pa su tako τ i v_τ „bolje“ zadani od r_0 i v_0 , mjerenih na daljinu. Sličnim načinom razmišljanja, kojim se određivao τ -interval valjanosti, može se procijeniti donja i gornja granica valjanosti početne brzine v_0 . Minimalna početna brzina, koju izbačaj mora imati da bi kinematička jednadžba bila rješiva, dobiva se uzimanjem manje vrijednosti od ove dvije: prosječne $\bar{v} = (r_\tau - r_0)/\tau$ i direktno mjerene v_τ , odnosno:

$$v'_{0,min} := \min(\bar{v}, v_\tau). \quad (5.85)$$

Isto tako gornja granica za početnu brzinu koju izbačaj mora imati da zadovolji kinematičku diferencijalnu jednadžbu je:

$$v'_{0,max} := \max(\bar{v}, v_\tau). \quad (5.86)$$

Treba naglasiti da je nepoznata prava minimalna početna brzina nešto manja ($v_{0,min} \lesssim v'_{0,min}$), a maksimalna je nešto veća od gore procijenjene ($v_{0,max} \gtrapprox v'_{0,max}$). Uzrok tomu je

što je tranzitna brzina v_τ nešto veća (ili manja) od brzine w_c , ovisno da li je izbačaj brži ili sporiji od Sunčevog vjetra.

Znači, kinematička diferencijalna jednadžba se može riješiti ako mjerimo početni položaj izbačaja r_0 , njegovo tranzitno vrijeme τ i tranzitnu brzinu v_τ , a nedovoljno poznata početna brzina mora se nalaziti unutar intervala $\langle v'_{0,min}, v'_{0,max} \rangle$.

Ipak, postoji izostavljeno područje u kojem također rješenja postoje, međutim teško je odrediti vrijednost v_0 unutar tog područja. Izostavljeno područje se nalazi unutar intervala od $v_{0,min}$ do $v'_{0,min}$ i od $v'_{0,max}$ do $v_{0,max}$ (interval $\langle v_{0,min}, v'_{0,min} \rangle \cup \langle v'_{0,max}, v_{0,max} \rangle$).

Može se postaviti pitanje, zašto se uzima prosječna brzina $\bar{v}$ u određivanju intervala valjanosti za v_0 ? Pretpostavimo da je izbačaj brži od Sunčevog vjetra ($v_0 > w_c$), tada slijedi da za bilo koju vrijednost $\gamma_c > 0$, brzina $v(t)$ stalno će opadati, dok će se prosječna brzina uvijek nalaziti između v_0 i w_c (ukratko, $v_0 > \bar{v} > w_c$).

Obrnuto, za spori izbačaj ($v_0 < w_c$) će biti $v_0 < \bar{v} < w_c$. Stoga ako se postavi interval u kojem se nalazi početna brzina $v_0 \in \langle v'_{0,min}, v'_{0,max} \rangle$ jednadžba (5.73) će sigurno imati rješenje za unaprijed poznate i nedvosmislene vrijednosti r_0 , τ , v_τ .

Određivanje brzine Sunčevog vjetra, w_c . U slučaju da ne znamo ili ne možemo odrediti brzinu Sunčevog vjetra w_c koja je potrebna za rješavanje diferencijalne jednadžbe (5.73), analiza o postojanju rješenja može se olakšati definiranjem sljedećih funkcija:

$$\gamma_c = \frac{v_0 - v_\tau}{(v_0 - w_c)(v_\tau - w_c)\tau} \quad (5.87)$$

$$F(w_c) := \frac{1}{\gamma_c} \ln[l(w_c)] + w_c\tau + r_0 - r_\tau = \quad (5.88)$$

$$= \left\{ \frac{(v_\tau - w_c)(v_0 - w_c)}{v_0 - v_\tau} \ln[l(w_c)] + w_c \right\} \tau + r_0 - r_\tau \quad (5.89)$$

gdje je definiran logaritmand:

$$l(w_c) := 1 + \frac{(v_0 - v_\tau)(v_0 - w_c)}{(v_\tau - w_c)(v_0 + w_c)}. \quad (5.90)$$

Funkcije $F(w_c)$ i $l(w_c)$ proizlaze iz rješavanja jednadžbi (5.76) i (5.79) u tranzitnom trenutku ($r_\tau = r(\tau)$, $v_\tau = v(\tau)$), točnije rješavanjem (5.76) po parametru γ_c i njegovom supstitucijom u (5.79). Logaritmand (5.90) je posebno izvučen radi lakše provjere domene funkcije $F(w_c)$.

Izračunavanje brzine Sunčevog vjetra w_c se svodi na traženje nul-točke od jednadžbe

$F(w_c)$:

$$F(w_c) = 0. \quad (5.91)$$

U prvom koraku mora se provjeriti je li logaritmand $l(w_c)$ uvijek pozitivan, tj. $l(w_c) > 0$, da bi logaritam $\ln[l(w_c)]$ bio definiran. Prilikom *usporavanja* izbačaja to je uvijek ispunjeno, jer je uvijek $0 < w_c < v_\tau < v_0$. Kod *ubrzavanja* vrijedi $0 < v_0 < v_\tau < w_c$, stoga uvjet da logaritmand (5.90) bude pozitivan više nije trivijalno zadovoljen kao u prethodnom slučaju. Znači, potrebno je odrediti kritičnu vrijednost w_c^* iznad koje brzina Sunčevog vjetra daje pozitivan predznak logaritmandu, preciznije treba vrijediti: $l(w_c^* < w_c) > 0$.

Ukratko, ako jednadžba (5.91) nema nul-točke, to jedino može značiti da su početne vrijednosti r_0 , v_0 i tranzitne τ , v_τ , loše zadane ili su mjerenja opterećena velikom nepouzdanosću. Dodatno, rješenje jednadžbe (5.91) može biti višestruko, pa se numeričko traženje brzine w_c dijeli na dvije kategorije:

1. prilikom *usporavanja* izbačaja uvijek je $0 < w_c < v_\tau < v_0$, te se traženje vrijednosti w_c provodi numeričkim rješavanjem jednadžbe (5.91) od vrijednosti v_τ prema manjim brzinama, odnosno brzina Sunčevog vjetra w_c uvijek mora biti manja od tranzitne brzine izbačaja v_τ :

$$w_c < v_\tau.$$

2. kod *ubrzavanja* izbačaja uvijek vrijedi $0 < v_0 < v_\tau < w_c$, traženje w_c se svodi na numeričko rješavanje jednadžbe (5.91) od kritične vrijednosti (koja se dobiva rješavanjem nejednakosti $l(w_c) > 0$) prema većim vrijednostima, odnosno mora vrijediti:

$$w_c^* = v_\tau - v_0 + \sqrt{2v_0^2 - 2v_0v_\tau + v_\tau^2} < w_c.$$

Numeričkim nailaskom do nul-točke određujemo vrijednost brzine Sunčevog vjetra w_c .

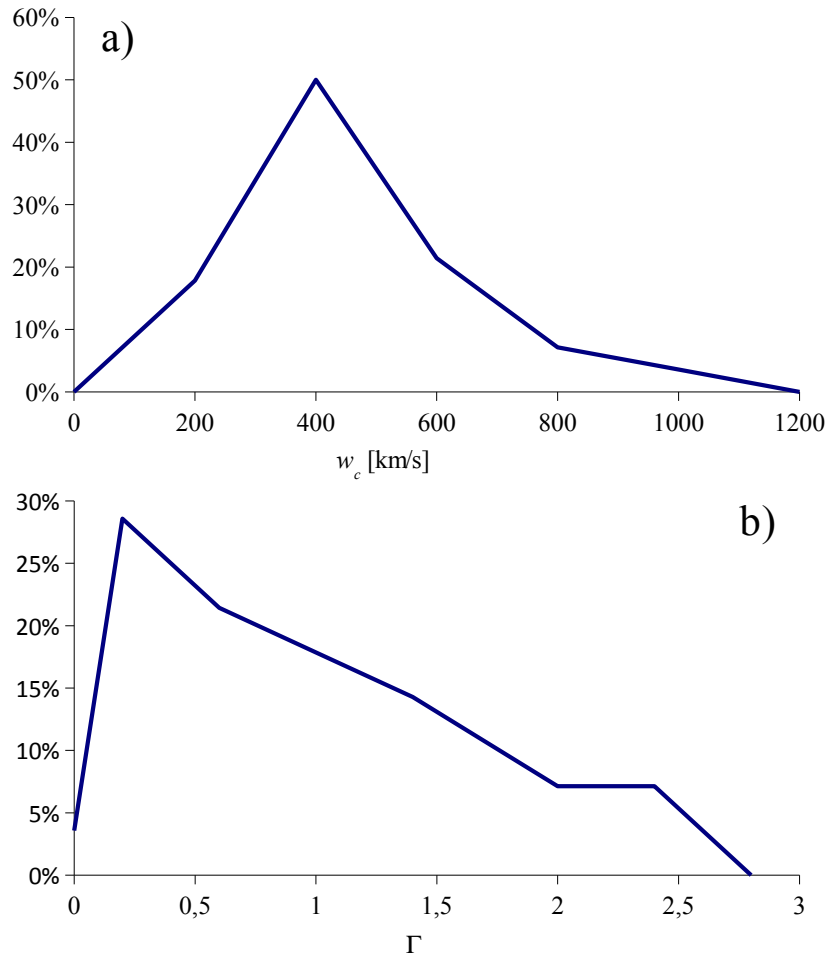
Na kraju imamo sve potrebne veličine koje uvrštavamo u izraz (5.87), tj.:

$$\gamma_c = \frac{v_0 - v_\tau}{(v_0 - w_c)(v_\tau - w_c)\tau}, \quad (5.92)$$

pa možemo odrediti potpunu kinematiku izbačaja u međuplanetarnom prostoru i pripadne tranzitne vrijednosti (τ , v_τ i sl.).

5.2.5.2. Statistička provjera

Za ilustraciju kako vrijednosti Γ i w_c utječu na krajnji rezultat, promotrimo izbačaj s početnom brzinom $v_0 = 1000$ km/s i početnim položajem na $r_0 = 20r_\odot$ (jedan o primjera



Slika 5.20.: Distribucija vrijednosti (a) brzine Sunčevog vjetra w_c i (b) parametra Γ ($\gamma_c = \Gamma \times 10^{-7} \text{ km}^{-1}$) dobivenih uvrštavanjem opažачkih podataka u izraze (5.91) i (5.87).

sa slike 5.19). Ako su $\Gamma = 1$ i $w_c = 500 \text{ km/s}$, model daje tranzitno vrijeme $\tau = 61 \text{ h}$ i tranzitnu brzinu $v_\tau = 542 \text{ km/s}$. Za istu vrijednost w_c , ali s $\Gamma = 0.5$ i $\Gamma = 2$, dobiva se redom $\tau = 55 \text{ h}$ s $v_\tau = 584 \text{ km/s}$ i $\tau = 66 \text{ h}$ s $v_\tau = 520 \text{ km/s}$. Znači, nepouzdanost tranzitnog vremena je $\delta\tau \approx \pm 5 \text{ h}$, a tranzitne brzine $\delta v_\tau \approx \pm 30 \text{ km/s}$.

S druge strane, ako ne mijenjamo $\Gamma = 1$, a uvrstimo $w_c = 400 \text{ km/s}$ i $w_c = 600 \text{ km/s}$, tranzitne vrijednosti postaju redom $\tau = 74 \text{ h}$ s $v_\tau = 435 \text{ km/s}$ i $\tau = 52 \text{ h}$ s $v_\tau = 647 \text{ km/s}$. Ispada da je nepouzdanost tranzitnog vremena $\delta\tau \approx \pm 10 \text{ h}$, a brzine $\delta v_\tau \approx \pm 100 \text{ km/s}$.

Ovim primjerima smo ilustrirali smo koliko je bitno provjeriti postoji li koronina šupljina u okolini nastanka izbačaja, odgovorna za brzo strujanje plazme Sunčevog vjetra. Brza plazma iz koronine šupljine brže odnosi izbačaj, nego li okolni sporiji Sunčev vjetar, iako se na 1 AU ne zapaža drastično povećanje brzine w_c .

Slika 5.20 prikazuje raspodjelu izračunatih vrijednosti brzine Sunčevog vjetra w_c i parametra otpora Γ dobivenu uvrštavanjem podataka iz opažачkog uzorka Schwenn et al.

(2005) i Manoharan (2006) u jednadžbe (5.91) i (5.87). Za određene izbačaje iz skupa podataka nije se mogla odrediti brzina Sunčevog vjetra, w_c , jer logaritmand (5.90) nije bio pozitivan s obzirom na opažene vrijednosti v_0 i v_τ . Aritmetičke sredine distribucija iznose $\bar{\Gamma} = (1 \pm 0.6)$ i $\bar{w}_c = (470 \pm 190)$ km/s, a medijani su $\text{Me}(\{\Gamma\}) = 0.8$ i $\text{Me}(\{w_c\}) = 410$ km/s. Iako je raspodjela parametra Γ asimetrična i nagnuta prema manjim vrijednostima, nije nađena nikakva korelacija između Γ i w_c . Nagnutost raspodjele je posljedica sastava uzorka: usporedbom masa izbačaja preuzetih iz LASCO kataloga: http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/, (Yashiro et al., 2004), nađeno je da prosječna masa uzorka gotovo je za red veličine veća od srednje vrijednosti masa izbačaja iz LASCO kataloga. Veća vrijednost prosječne mase uzorka objašnjava asimetričnost i nagnutost distribucije prema manjim vrijednostima Γ , iz razloga što veća masa smanjuje vrijednost parametra Γ (vidi se iz jednadžbi 5.67 i 5.70).

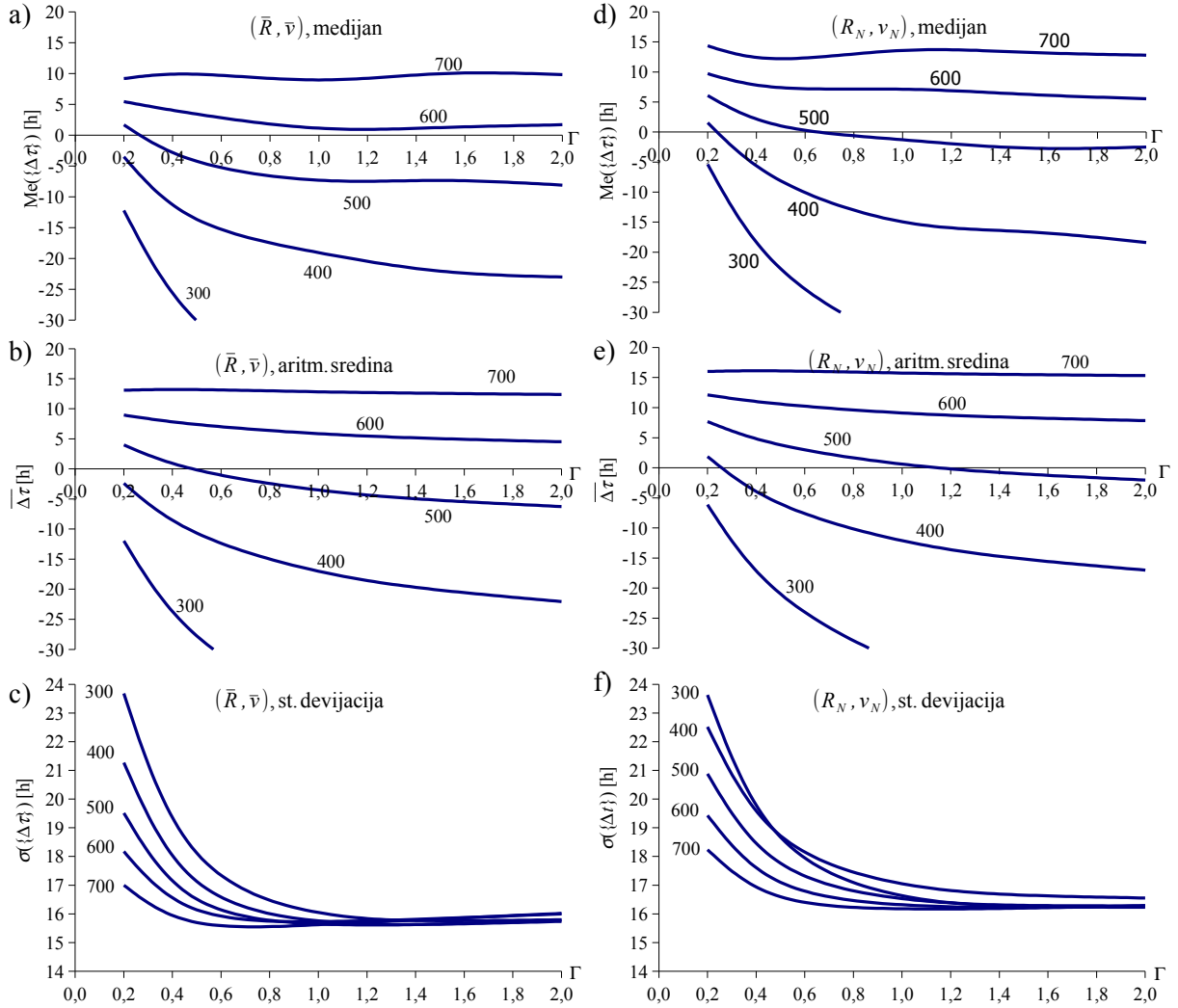
Sljedeći korak je opažачke podatke tranzitnih vremena τ_o i brzina v_{τ_o} iz Schwenn et al. (2005) uzorka usporediti s „modeliranim“ τ i v_τ vrijednostima. Prilikom izračuna parametar Γ nalazio se unutar intervala $\langle 0.2, 2 \rangle$, a brzina Sunčevog vjetra bila je ograničena između $w_c = 300$ i 700 km/s. Određena je razlika $\Delta\tau = \tau_o - \tau$ između opažачkih i izračunatih tranzitnih vremena i napravljena raspodjela u ovisnosti o parametru Γ , za različite brzinama Sunčevog vjetra w_c . Cilj je pronaći kombinaciju parametra Γ i w_c kada srednje odstupanje iznosi $\overline{\Delta\tau} = 0$ h. Rezultati su sažeti u slici 5.22.

Npr. na podslici 5.21a krivulja označena s $w_c = 700$ km/s, dobivena je izračunom medijana razlika tranzitnih vremena $\text{Me}(\{\Delta\tau\})$ za vrijednosti $w_c = 700$ km/s, $R_0 = \bar{R}$ i $v_0 = \bar{v}$ i u rasponu $\Gamma \in \langle 0.2, 2 \rangle$. Srednje vrijednosti položaja i brzine $(\bar{R}, \bar{v})$ izračunate su iz koronagrafskih mjerenja. Podslike 5.22a, b i c na lijevoj strani prikazuju kako se ponašaju medijan, aritmetička sredina i standardna devijacija skupa $\{\Delta\tau\}$ promjenom vrijednosti parametra Γ . Krivulje u podslikama razlikuju se prema vrijednostima brzina Sunčevog vjetra w_c , ispisanih pokraj svake krivulje. Početne vrijednosti položaja i brzine $(R_0 = \bar{R}, v_0 = \bar{v})$ izbačaja su iste za svaku krivulju.

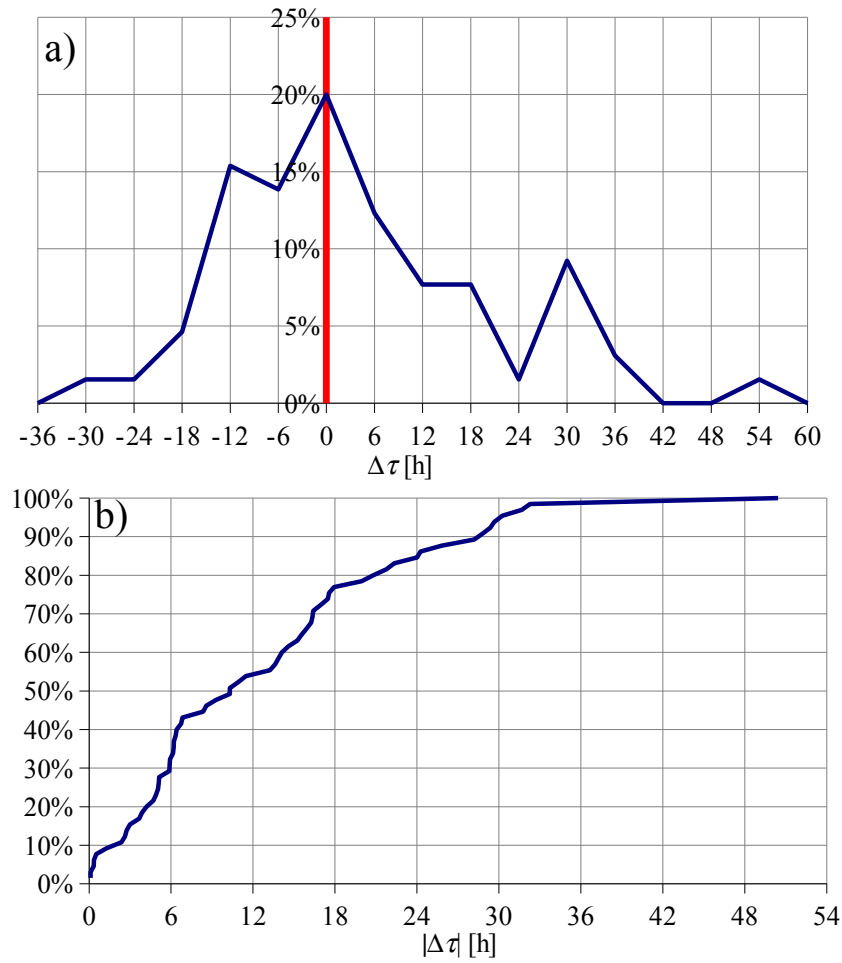
Na desnoj strani slike (u podslikama 5.21d, e i f) iscrtane su krivulje istim postupkom kao što su i s lijeve strane, samo se za R_0 i v_0 uvrštavaju posljednje opažene vrijednosti (R_N, v_N) položaja i brzine izbačaja u vidnom polju LASCO koronagrafa.

Vidi se da krivulja medijana ili aritmetičke sredine za zadanu brzinu Sunčevog vjetra w_c siječe apscisu (na poslikama 5.21a, b, d i e) na nekoj vrijednosti parametra Γ . Vrijednost parametra Γ pri kojoj je $\text{Me}(\{\Delta\tau\}) = 0$ h raspolavlja raspodjelu razlike opaženih i izračunatih tranzitnih vremena, $\Delta\tau = \tau_o - \tau$, na dva jednaka dijela, te će polovica izbačaja u uzorku imati $\tau_o < \tau$, a druga polovica $\tau_o > \tau$. Sjecište kada je $\overline{\Delta\tau} = 0$ h određuje prosječnu vrijednost Γ za koju je opažачko i izračunato tranzitno vrijeme jednako, tj. $\tau_o = \tau$.

5. Međuplanetarno gibanje koroninog izbačaja



Slika 5.21.: Analiza razlike $\Delta\tau = \tau_o - \tau$, opaženog tranzitnog vremena τ_o i izračunatog τ . Na lijevim slikama (a), (b) i (c) su korištene srednje vrijednosti heliocentrične udaljenosti i brzine izbačaja $(R_0, v_0) = (\bar{R}, \bar{v})$ koje se opažaju u LASCO koronagrafu. Desne slike (d), (e) i (f) uzimaju zadnje opažene vrijednosti $(R_0, v_0) = (R_N, v_N)$ u vidnom polju LASCO koronagrafa. (a) i (d) prikazuju medijan, (b) i (e) aritmetičku sredinu, a (c) i (f) standardnu devijaciju. Vrijednosti brzine Sunčevog vjetra w_c [km/s] zapisani su pokraj krivulja.



Slika 5.22.: (a) Distribucija razlike $\Delta\tau = \tau_o - \tau$ opaženih τ_o i izračunatih vrijednosti τ tranzitnih vremena, za parametar $\Gamma = 1$ (ili $\gamma_c = 10^{-7} \text{ km}^{-1}$) i brzinu Sunčevog vjetra $w_c = 500 \text{ km/s}$, te za početni položaj i brzinu, R_N , v_N . (b) Kumulativna distribucija apsolutne razlike $|\Delta\tau|$.

Međutim, standardna devijacija povećava se kako je parametar Γ manji, a postaje otprilike konstantna ($\Delta\tau \approx 16 \text{ h}$) za vrijednosti veće od $\Gamma \geq 1$. Za vrijednost $\Gamma = 1$ optimalna brzina Sunčevog vjetra se kreće oko $w_c \sim 500 - 550 \text{ km/s}$ (jer je $\Delta\tau \approx 0 \text{ h}$). Povećanjem Γ , mora i w_c rasti da bi odstupanje opažene od izračunate vrijednosti bilo zanemarivo, $\Delta\tau \approx 0 \text{ h}$. Rezultati za $\Gamma = 1$ i $w_c = 500 \text{ km/s}$ u suglasnosti su sa slikom 5.20.

Raspodjela $\Delta\tau$ za fiksirane vrijednosti $\Gamma = 1$, $w_c = 500 \text{ km/s}$, te početni položaj $R_0 = R_N$ i brzinu $v_0 = v_N$, prikazana je na slici 5.22. Lokalni ekstremi na desnoj strani raspodjele na $\Delta\tau \approx 30$ i 54 h vjerojatno su nastali zbog krive identifikacije koroninog i međuplanetarnog izbačaja. Raspodjela $\Delta\tau$ ima maksimum za $\Delta\tau = 0 \text{ h}$ sa standardnom devijacijom od 16 h . Standardna devijacija pada na 15 h ako se isključe loše identificirani izbačaji.

Slika 5.22b prikazuje kumulativnu raspodjelu $|\Delta\tau|$ bez krivo identificiranih događaja. Srednja vrijednost iznosi ~ 12 h. Distribucija pokazuje da $\sim 55\%$ izbačaja ima $|\Delta\tau| < 12$ h, a više od 85% ima $|\Delta\tau| < 1$ dan. Ako promotrimo samo izbačaje kojima računamo tranzitno vrijeme s početnim položajem $R_N > 15$ ili čak $R_N > 20$, prosječni $|\Delta\tau|$ pada ispod 12 h. Međutim, oblik raspodjele se ne mijenja bitno, osim što sada $\sim 60\%$ izbačaja ima $|\Delta\tau| < 12$ h i $\sim 90\%$ ih ima $|\Delta\tau| < 1$ dan.

Statistička analiza dodatno je provedena i upotrebom srednjih vrijednosti $(\bar{R}, \bar{v})$ iz uzorka kojeg koristi Schwenn et al. (2005), te s uzorcima iz Manoharan (2006) i Zhang et al. (2003), ali nije dala bitno različit rezultat od onog prikazanog na slici 5.22.

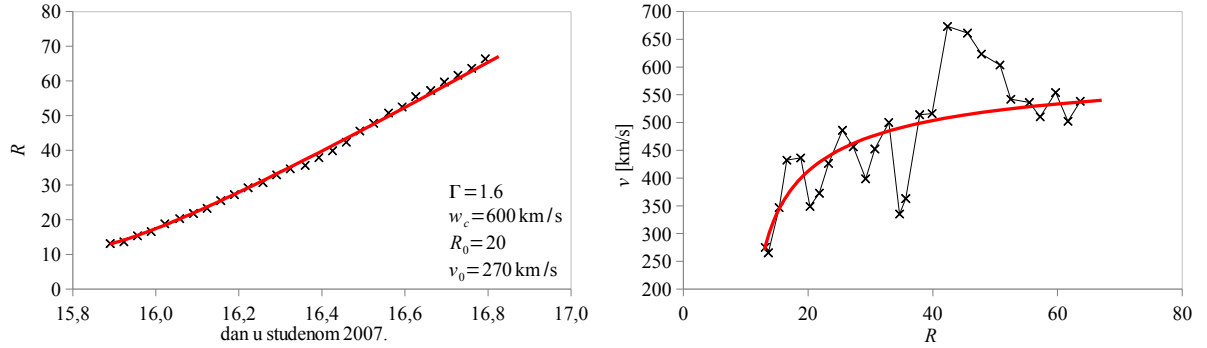
Statistička analiza parametra Γ pokazuje da se valjane vrijednosti kreću unutar intervala $\Gamma \in \langle 0.2, 2 \rangle$. Masivni izbačaji (koji u koronagrafu pokazuju intenzivan svijetli vodeći luk i jako izraženu jezgru) bi trebali imati male vrijednosti parametra Γ , dok je izbačajima malih gustoća (tj. difuznog vodećeg luka u koronagrafu) parametar Γ bliže gornjoj granici intervala.

Rezultati pokazuju da je optimalna brzina Sunčevog vjetra u području od 300 do 600 km/s. Statistički se najbolja prognostika dobiva za brzine vjetra od $w_c = 500$ km/s. Tijekom minimuma Sunčeve aktivnosti Sunčev vjetar je slabiji i bolje je uzimati vrijednosti između $w_c = 300 - 400$ km/s. Ako se u istom trenutku slučajno pojavi ekvatorijalna koronina šupljina brzina, potrebno je povećati brzinu w_c na vrijednost između 500 – 600 km/s, te istovremeno smanjit vrijednost parametra Γ , jer tada Sunčev vjetra ima i manju gustoću.

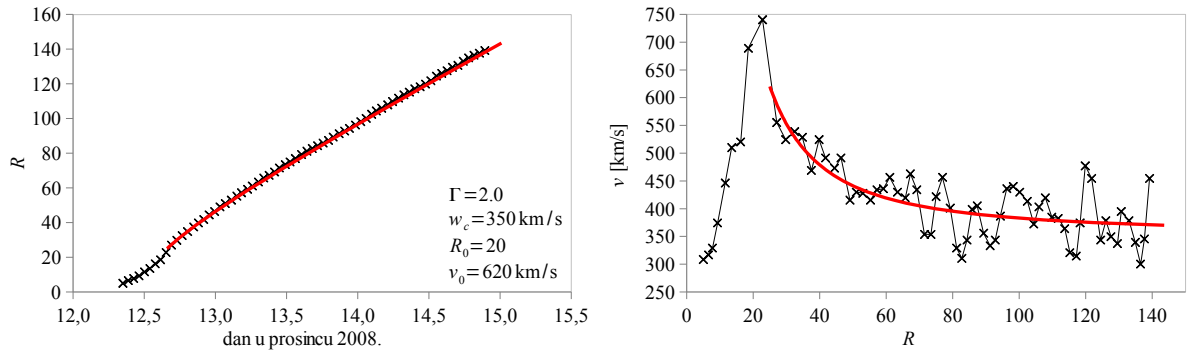
5.2.5.3. Kinematika pojedinačnih izbačaja

Mogućnosti modela konstantnog $\gamma(r) = konst.$ i $w(r) = konst.$ ispitane su statističkom analizom i usporedbom s opažачkim podacima. Na slici 5.23 prikazane su tri tipične individualne kinematike međuplanetarnog koroninog izbačaja. Uz eksperimentalne podatke, crvenom linijom iscrtane su krivulje dobivene modelom MHD otpora s konstantnim γ i w . Opažачke podatke izbačaja s prve dvije podslike (slika 5.23a i b) detaljnije su analizirali Liu et al. (2010), a s treće (slika 5.23c) Temmer et al. (2011).

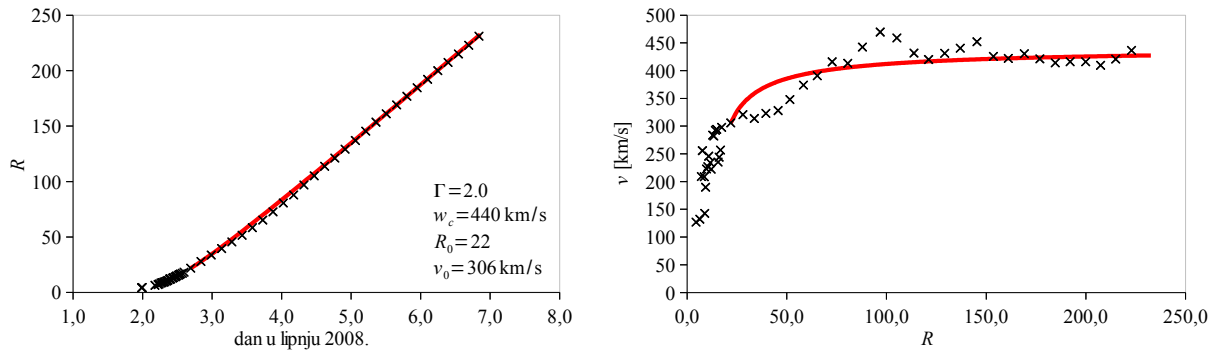
Međuplanetarni koronin izbačaj zapažen na dan 15. studenog 2007. g. s početnom malom brzinom v_0 kontinuirano ubrzava do brzina 500 – 600 km/s. Model konstantnog otpora i brzine Sunčevog vjetra najbolje ocrtava opažачke podatke ako se u model uvrste vrijednosti: $\Gamma = 1.6$ i $w_c = 600$ km/s, te početni položaj $R_0 = 20$ i brzina izbačaja $v_0 = 270$ km/s. Na Sunčevom disku u okolini erupcije bile su opažene koronine šupljine i razlog su povećanja asimptotske brzine Sunčevog vjetra w_c . LASCO/SoHO katalog klasificira izbačaj kao „slab događaj“ što znači da je masa izbačaja mala, što povlači da je parametar Γ velikog iznosa.



(a) Izbačaj na dan 15. studenog 2007.



(b) Izbačaj na dan 12. prosinaca 2008.



(c) Izbačaj na dan 1-2. lipnja 2008.

Slika 5.23.: Kinematika tri međuplanetarna izbačaja u heliosferi. Na lijevoj strani svake slike prikazana je ovisnost vremenu, dok su s desne strane prikazane ovisnosti brzine o heliocentričnim udaljenostima izraženim u Sunčevim polumjerima, $R = r/r_{\odot}$. Opažene i mjerene vrijednosti su označene crnim križićima, a crvena linija prikazuje izračunatu kinematičku krivulju prema modelu MHD otpora s konstantnim parametrom γ i konstantnom brzinom Sunčevog vjetra w .

Izbačaj na dan 12. prosinca 2008. g. vrlo naglo ubrzava do udaljenosti od $R \approx 23$ i postiže relativno visoku brzinu od $v \approx 740$ km/s. Nakon akceleracijske faze izbačaj počinje usporavati. Model dobro opisuje deceleraciju uz ove zadane parametre: $\Gamma = 2$, $w_c = 350$ km/s, $R_0 = 20$ i $v_0 = 620$ km/s. Prema LASCO/SoHO katalogu izbačaj je svrstan također u „slabe“, što se podudara s visokom vrijednosti parametra Γ . U okolini erupcije nije bilo ekvatorijalnih koroninih šupljina, pa je asimptotska brzina Sunčevog vjetra, w_c , manja. Kako je spor Sunčev vjetar gušći, u model se obavezno mora uvrstiti veća vrijednost parametra Γ .

STEREO-B satelit je patio treći izbačaj tijekom 1. – 2. lipnja 2008. g. (Temmer et al., 2011). Iz priložene slike 5.23c vidi se da model s ulaznim vrijednostima: $\Gamma = 2$, $w_c = 440$ km/s, $R_0 = 22$ i $v_0 = 306$ km/s vrlo dobro opisuje njegovu kinematiku. Istovremeno u LASCO koronagrafu izbačaj nije bio izrazito zamjetljiv, što znači da se gibao u gustom mediju ili je bio male mase, stoga je u model bilo potrebno uvrstiti veliku vrijednost parametara Γ .

5.2.5.4. Internetsko EU-FP7 SOTERIA/COMESSEP prognostičko sučelje

Velika prednost modela MHD otpora s konstantnim $\gamma(r) = konst.$ i $w_c(r) = konst.$ nad ostalima sastoji se od velike brzine izračuna. U prognostici je pogodan za izračun tranzitnih vrijednosti koroninih izbačaja u realnom vremenu. S tim ciljem osmišljeno je prognostičko internetsko pomagalo, dostupno na adresi: <http://oh.geof.unizg.hr/CADBM/cadbm.php>.

Internetsko sučelje izrađeno je na Opservatoriju Hvar u sklopu EU-FP7 SOTERIA (Solar-TERrestrial Investigations and Archives; <http://www.soteria-space.eu>) i COMESSEP (COronal Mass Ejections and Solar Energetic Particles; <http://www.comesep.eu>) projekata.

Početna stranica s ulaznim podacima prikazana je na slici 5.24a. Prve dvije rubrike služe za unos datuma i vremena (UT) kada se u koronagrafu zamijeti izbačaj. Početna heliocentrična udaljenost R_0 (izražena u Sunčevim polumjerima, $R = r/r_\odot$) se unosi u treću rubriku. Optimalno bi bilo da je početna udaljenost $R_0 \geq 20$, jer nakon te udaljenosti Lorentzova sila postaje zanemariva i izbačaj se isključivo giba pod utjecajem MHD otpora Sunčevog vjetra. U četvrtoj rubrici potrebno je naznačiti početnu brzinu koju izbačaj ima na početnoj udaljenosti $v_0(R_0)$. Ponuđene standardne vrijednosti su $R_0 = 20$ i $v_0 = 1000$ km/s.

U sljedeće dvije rubrike upisuju se vrijednosti za parametar Γ ($\gamma_c = \Gamma \times 10^{-7}$ km $^{-1}$) i asimptotsku brzinu Sunčevog vjetra w_c [km/s]. Predefinirane standardne zadane vrijednosti su $\Gamma = 1$ i $w_c = 500$ km/s. Statističkom analizom u poglavlju 5.2.5 objašnjeno je da se vrijednost parametra Γ uglavnom nalazi unutar intervala od 0.2 – 2, dok brzina



Forecasting the Arrival of ICMEs at 1 AU: The Drag-Based Model



Full description about the calculation method you can find [here](#).

CME take-off date:	Sep	21	2011	
CME take-off time:	00	h	00	min
R_0 - starting radial distance of CME (R_s)	20			
v_0 - speed of CME at R_0 (km/s)	1000			
γ - drag parameter (10^{-7} km^{-1})	1			
w - asymptotic solar wind speed (km/s)	500			
Calculate Reset!				

(a) Stranica namijenjena upisu ulaznih parametara.



Forecasting the Arrival of ICMEs at 1 AU: The Drag-Based Model



Full description about the calculation method you can find [here](#).

Output:

CME arrival date & time at 1AU: **2011-9-23 13h:5min**

Travel time (1AU): **61.08** h

Transit distance in R_s : **214** R_s

Transit speed (at 215 R_s): **542** km/s

Input parameters:

CME take-off date & time: **2011-9-21 0h:0min**

$R_0=20 R_s$, $v_0=1000$ km/s, $\gamma=1 \times 10^{-7} \text{ km}^{-1}$, $w=500$ km/s

Calculated in 0.13 seconds.

CME start date:	Sep	21	2011	
CME start time:	00	h	00	min
R_0 - starting radial distance of CME (R_s)	20			
v_0 - speed of CME at R_0 (km/s)	1000			
- drag parameter (10^{-7} km^{-1})	1			
w - asymptotic solar wind speed (km/s)	500			
Calculate Reset!				

(b) Izlazni rezultati modela.

Slika 5.24.: Internetska primjena modela MHD otpora nalazi se na adresi: <http://oh.geof.unizg.hr/CADBm/cadbm.php>.

5. Međuplanetarno gibanje koroninog izbačaja

$w_c = 300 - 600$ km/s. Masivnim izbačajima (koji su u koronagrafu izrazito svijetli) upisuju se male vrijednosti Γ , a izbačajima niskih gustoća (koronagrafsko blijedim) vrijednost se kreće oko $\Gamma \approx 2$. U slučaju da se izbačaj giba u sporom Sunčevom vjetru, brzinu w_c je potrebno postaviti na veće vrijednosti npr. između $300 - 400$ km/s. Ako je prisutna i ekvatorijalna koronina šupljina, brzinu w_c treba povećati na, recimo, $500 - 600$ km/s i kombinirati s malom vrijednosti Γ , jer brz Sunčev vjetar ima nisku gustoću i smanjuje parametar Γ .

Nakon što su sve ulazne vrijednosti pravilno upisane, pritiskom na „Calculate“ pojavljuje se stranica s izlaznim rezultatima modela (slika 5.24b). Na njoj se nalazi prognozirani dan i sat dolaska međuplanetarnog koroninog izbačaja na 1 AU. Također je prikazano tranzitno vrijeme τ , odnosno vrijeme potrebno da izbačaj prevali udaljenost od $R = R_0$ do $R = 215$ (1 AU) i tranzitna brzina v_τ koju izbačaj ima na 1 AU.

Potrebno je naglasiti da su izlazne vrijednosti izračunate na osnovu kinematike vodećeg luka međuplanetarnog izbačaja. Ne govore ništa o dolasku čeonog udarnog vala tjeranog izbačajem. Model ne računa orijentaciju i usmjerenje izbačaja, pa je tako moguće da rubni dijelovi izbačaja nakon nekoliko sati zakašnjenja (čak i do 1 dan) dolaze do Zemlje. Sljedeći korak je nadogradnja i poboljšanje modela kako bi se prognozirao i dolazak udarnog vala, i/ili rubnih dijelova međuplanetarnog koroninog izbačaja.

6. Zaključak

Eruptivni procesi u Sunčevoj atmosferi imaju veliki utjecaj na stanje heliosfere i Zemljina svemirskog okoliša. Koronin izbačaj predstavlja eruptivnu promjenu globalnog magnetskog polja korone. U početnoj fazi dolazi do gubitka ravnoteže magnetskog ustrojstva korone usidrenog u tromoj fotosferi. Stabilnost strukture ovisi o količini energije uskladištene u magnetskom polju, a erupciju pokreće Lorentzova sila. Bitan činitelj u razvoju nestabilnosti predstavlja sačuvanje magnetskog toka i induktivni efekti. Lorentzova sila slabi s udaljenošću zbog induktivitetnih efekata i vodeću ulogu preuzima magnetohidrodinamički (MHD) otpor koji je posljedica nesudarnog međudjelovanja izbačaja s okolinom, tj. izmjene količine gibanja i kinetičke energije između Sunčevog vjetra i izbačaja MHD valovima bez disipacijskih procesa.

Dosad se u većini slučajeva pri proučavanju toroidalnih magnetskih nestabilnosti na Suncu u modelima primjenjivao izraz za induktivitet vrlo tankih toroidalnih struja što odstupa od opažanih činjenica, te stoga se odredio induktivitet torusa proizvoljne debljine numeričkim integriranjem Biot-Savartove jednadžbe. Izračunala se ovisnost induktiviteta o velikom radijusu torusa, te omjeru malog i velikog radijusa, za različite profile osne struje. Induktivitet je također bitan u proučavanju nestabilnosti jer utječe na silu nastalu zbog nejednakosti magnetskog tlaka na unutarnjem i vanjskom rubu torusa (engl. hoop-force). Ova sila povezana je s magnetskom energijom sistema i izračunava se primjenom principa virtualnog rada.

Ukupan induktivitet nekog ustrojstva izražen je zbrojem tzv. unutarnjeg i vanjskog induktiviteta, $L = L_i + L_e$. Unutarnji induktivitet, L_i , se izračunava iz magnetske energije sadržane u poloidalnom magnetskom polju torusa. Vanjski tok, Φ_e , je onaj kroz plohu na ravnini u kojoj torus leži i koju opisuje svojim unutarnjim rubom. Unutarnji poloidalni tok, Φ_i , prolazi kroz prstenastu plohu unutar torusa, opasanu unutarnjim rubom i torusnom osi. Ispitano je kako on ovisi o različitim gustoćama struje unutar torusa. Numerički određen induktivitet uspoređen je s onim iz prijašnjih modela nestabilnosti magnetskih cijevi na površini Sunca (odnosno za tanke toroidalne strukture, npr. Chen i Krall (2003)) i kako poboljšanje izraza za induktivitet utječe na formu akceleracijske faze izbačaja.

U visokoj koroni tlak plazme i vanjske sile, kao što je npr. gravitacija, su zanemarive. Magnetsko polje je zamrznuto i magnetski tokovi su sačuvani $\Phi_e = konst.$, $\Phi_i = konst.$,

kao i ukupni $\Phi = \Phi_i + \Phi_e = konst.$ Unutarnji tok je proporcionalan umnošku struje i velikog polumjera toroidalne strukture, $\Phi_i \propto IR_T$. Kako je unutarnji tok sačuvan slijedi: $I \propto R_T^{-1}$, te je $L_i \propto 1/I \propto R_T$. Nadalje, kako vrijedi $\Phi_e = konst.$, a $\Phi_e = L_e I$, proizlazi da vanjski induktivitet mora biti proporcionalan s velikim polumjerom toroidalne strukture, $L_e \propto R_T$, čime ukupni induktivitet postaje $L = L_e + L_i \propto R_T$. U izrazu za vanjski induktivitet, L_e , nalazi se član $R_T \ln(R_T/r_T)$, a kako je $L_e \propto R_T$, član $\ln(R_T/r_T)$ mora biti konstantan. Ako je $\ln(R_T/r_T) = konst.$, tada je i $\eta = r_T/R_T = konst.$ To znači da se s povećanjem velikog polumjera torusa R_T , istovremeno povećava i mali polumjer r_T . Bitno je naglasiti da opažanja međuplanetarnih koroninih izbačaja mase pokazuju da se oni približno šire na taj način (Bothmer i Schwenn, 1998, slika 14.).

Postavljena je hipoteza da su koronini izbačaji posljedica pojačanja struje u usukanom toroidalnom magnetskom ustrojstvu i rekonekcijskih procesa, a cilj je bio utvrditi uvjete za nastup nestabilnosti i procijeniti intenzitet akceleracijske faze. Pojačanje struje posljedica je magnetokonvekcije u fotosferskim i podfotosferskim slojevima, gdje se kinetička energija sadržana u konvektivnim gibanjima pretvara procesom MHD dinamika u elektromagnetsku energiju koja se kao Poyntingov tok prenosi u koronu procesima kao što su npr. „izranjajući magnetski tok“, „posmicanje ili usukavanje polja“, „površinskim prespajanjem“ itd.

Osnovni pristup rješavanju postavljenih problema je analitičko rješavanje pojednostavljenih MHD jednadžbi. Analitički pristup upotpunjuje se numeričkim postupcima u situacijama koje nadilaze mogućnosti analitičkog pristupa. U ispitivanju uvjeta za nastup nestabilnosti i određivanju karakteristika akceleracijske faze, istražuje se samouravnoteženo ustrojstvo toroidalnog oblika, s nožištima „usidrenim“ u tromoj fotosferi, što u modelima opisujemo fiksnim rubnim uvjetom (Vršnak et al., 1988; Chen, 1989; Titov i Démoulin, 1999; Vršnak, 2008). Ovo približenje, u kojem se složena magnetska struktura predstavlja električki vodljivim torusom znatne debljine, je u suglasnosti s opaženom morfologijom izbačaja (Thernisien et al., 2006, 2009). Korona je visoko vodljiva, pa konstantnost ukupnog magnetskog toka, Φ , koju ta struktura zatvara s površinom Sunca, igra značajnu ulogu u stabilnosti prederuptivne toroidalne strukture (Török i Kliem, 2003; Vršnak, 2008). Razmatra se jednadžba gibanja u kojoj su zastupljene: sila gradijenta tlaka poloidalne komponente magnetskog polja („kink-efekt“), sila tenzije osne komponente polja, sila zbog dijamagnetskog efekta površine Sunca (kroz koju ne prodire magnetsko polje, pa se pri tome inducira tzv. „zrcalna“ struja) i sila vezana s pozadinskim koroninim poljem. Ponovo, kroz jednadžbu indukcije, bitan činitelj za evoluciju sustava predstavlja induktivitet prije opisanog toroidalnog ustrojstva. Zbog sačuvanja magnetskog toka slijedi da osna struja obrnuto proporcionalna samom induktivitetu, a iz izraza za induktivitet nalazimo da je omjer malog i velikog polumjera torusa konstantan. Početno ubrzanje

ovisi o geometrijskim osobinama toroidalne strukture, njegovoj masi i omjeru osne i poloidalne komponente magnetskog polja (Vršnak, 1990, 1992). Prolaskom kroz ograničeni parametarski prostor modela, uspjeli su se reproducirati opažački rezultati u vrlo ranoj akceleracijskoj fazi koroninih izbačaja mase. Model je najosjetljiviji na početnu struju koja teče magnetskim užem I_0 i na dodatno induciranu struju ΔI . Početna „uvijenost“ magnetskog polja X_0 je bitna do reda veličine 10, nakon čega model postaje neosjetljiv na promjene X_0 . Obrnuto, moguće je početnu konfiguraciju postaviti tako da se uvede smanjenje mase izbačaja i promatra koliko je model osjetljiv na promjenu mase. Smanjenje mase ima isti učinak kao i pojačanje početne struje I_0 . Sigurno je model ovisan i o „globalnim“ parametrima kao što su jačina pozadinskog polja korone B_{c0} , brzini Sunčevog vjetra i sl. Međutim, bolje je „globalne“ veličine držati fiksiranim jer se one slabo ili sporo mijenjaju oko srednjih prosječnih opažačkih vrijednosti i usredotočiti se na promjene „lokalnih“ parametara specifičnih za svaki pojedini izbačaj, kao što su: geometrijski parametri ζ_0 , η , struja koja teče toroidalnim magnetskim užem I_0 , uvijenost magnetskog polja X_0 , masa M i dodatni magnetski prtok opisan vremenom trajanja ($t_1 < t < t_2$) i jačinom ϵ_M .

Glavni pokretač erupcije je Lorentzova sila koja visinom slabi zbog opadanja jakosti struje, uzrokovanog induktivitetnim efektima koji se javljaju kao posljedica povećanja veličine ustrojstva. S vremenom, na velikim udaljenostima, glavnu ulogu preuzima „magnetohidrodinamički“ otpor (Cargill et al., 1996; Cargill, 2004; Vršnak et al., 2004b). Time započinje „propagacijska faza“ gdje najbitniji proces postaje međudjelovanje sa Sunčevim vjetrom. U toj fazi često se koristi izraz međuplanetarni koronin izbačaj (engl. skraćenica ICME). Razjašnjeni su detalji ovisnosti sile „magnetohidrodinamičkog otpora“ o relativnoj brzini izbačaja i Sunčevog vjetra, koja u nesudarnom okruženju poprima kvadratični oblik. Ubrzavanje ili usporavanje međuplanetarnog izbačaja, $a(t)$, rezultat je sile otpora, i ovisno je o relativnoj brzini izbačaja i Sunčevog vjetra: $a(r) = -\gamma(r) [v(r) - w(r)] |v(r) - w(r)|$, gdje je $\gamma(r)$ „parametar otpora“, $v(r)$ i $w(r)$ su brzina vodećeg luka izbačaja, te brzina Sunčevog vjetra. Funkcija $\gamma(r)$ ovisna je o svojstvima izbačaja, kao i svojstvima okoline, prvenstveno gustoće Sunčevog vjetra. Brzina Sunčevog vjetra proizlazi iz jednadžbe kontinuiteta, te ovisi o modelu gustoće koji se koristi. Brzina izbačaja asimptotski se približava brzini Sunčevog vjetra, w_c , iz čega proizlazi da brži izbačaju usporavaju, a spori ubrzavaju.

Tranzitno vrijeme τ međuplanetarnog koroninog izbačaja mase (vrijeme potrebno da dođe npr. do 1 AU) ponajviše ovisi o sljedećim parametrima: njegovoj početnoj brzini, masi, širini, ali također i o brzini i gustoći Sunčevog vjetra. Međutim, postoje bitna dva granična slučaja. U prvom slučaju izbačaj ima malu masu i vrlo je širok (ujedno je i male gustoće). Njegovo tranzitno vrijeme prvenstveno je određeno brzinom Sunčevog vjetra,

jer se izbačaj već na malim heliocentričnim udaljenostima prilagođava Sunčevom vjetru. S druge strane, izbačaj može biti uzak i masivan (tj. velike gustoće). U tom slučaju tranzitno vrijeme najviše ovisi o njegovoj početnoj brzini. Najkraća tranzitna vremena $\tau \lesssim 1$ dan mogu postići jedino izbačaji s $v_0 > 2000$ km/s, koji se gibaju u brzom Sunčevom vjetru niske gustoće. Treba spomenuti da je glavna pretpostavka u modelu vremenska stacionarnost Sunčevog vjetra. Heliosfera je dinamičko okruženje ovisno o Sunčevoj aktivnosti, orijentaciji Sunčevog magnetskog polja i koroninih šupljina, učestalosti pojava koroninih izbačaja i sl. Čak kad bi se izbačaji i gibali u stacionarnoj koroni, korona bi deformirala njihov početni oblik. Brz Sunčev vjetar na polovima bi odnosio rubne dijelove izbačaja, dok bi se centralni dio gibao u sporom i gustom ekvatorijalnom području. Međutim, za prognozu utjecaja koroninih izbačaja na prilike na Zemlji bitni su samo oni dijelovi koji se gibaju usporedo i u blizini ekliptičke ravnine. Takvi izbačaji se gibaju u ekvatorijalnom (ili u području malih heliografskih širina), tj. u sporom Sunčevom vjetru, i njihova propagacija može se odrediti modelom. Otežavajuću okolnost predstavlja povremeno pojavljivanje koroninih šupljina, što su izvori brzog Sunčeva vjetra, u ekvatorijalnom području. Utjecaj ovih brzih strujanja moguće je procijeniti *in situ* mjerenjem u vrijeme nastanka izbačaja i usuglašavanjem s modelima koji simuliraju stanje Sunčevog vjetra.

Rezultati temeljeni na predloženom modelu uspoređeni su s empirijskim rezultatima baziranim na satelitskim mjerenjima (Zhang et al., 2003; Schwenn et al., 2005; Manoharan, 2006) uz upotrebu većeg skupa podataka (Yashiro et al., 2004). Usporedbom su pronađene optimalne vrijednosti za parametar γ i asimptotsku brzinu Sunčeva vjetra, w_c . Uz statističku analizu, model se testirao i na pojedinačnim mjerenjima kinematike ICME-a na cijelom putu od Sunca do Zemlje, na osnovu opažanja sa svemirske misije STEREO (Liu et al., 2010; Temmer et al., 2011).

Statistička analiza podataka dobivena primjenom modela s konstantnim $\gamma(r) = \gamma_c = konst.$ i $w(r) = w_c = konst.$ na statističkom uzorku pokazala je da se optimalne vrijednosti parametra Γ ($\gamma_c = \Gamma \times 10^{-7} \text{ km}^{-1}$) kreću između 0.2 i 2. Male vrijednosti odgovaraju masivnom izbačaju koji se giba u brzom Sunčevom vjetru male gustoće, dok velike vrijednosti opisuju izbačaje malih gustoća u sporom Sunčevom vjetru velike gustoće. Asimptotska brzina Sunčevog vjetra $w_c = 500$ km/s najbolje reproducira kinematiku opažачkih podataka. Potrebno je istaknuti da su izlazne vrijednosti izračunate na osnovu kinematike svijetlog luka međuplanetarnog izbačaja. Ne govore ništa o dolasku čeonog udarnog vala guranog tim izbačajem. Model također ne uzima u obzir orijentaciju i usmjerenje izbačaja, pa je tako moguće da njegovi rubni dijelovi dosegnu Zemlju s kašnjenjem od nekoliko sati, pa čak i do 1 dan. Tipične nepouzdanosti u predviđanju vremena dolaska međuplanetarnih izbačaja do Zemlje (1 AU) iznosi otprilike pola dana.

Krajnji oblik modela objavljen prilagođen je javnoj primjeni putem interneta u sklopu EU FP7-projekata SOTERIA i COMESEP, te za uporabu u međunarodnoj razmjeni podataka Solar Alert i nalazi se na internetskoj adresi: <http://oh.geof.unizg.hr/CADB/cadbm.php>.

A. Koordinatni sustavi

A.1. Heliografski sustavi

A.1.1. Inercijalni IHG koordinatni sustav

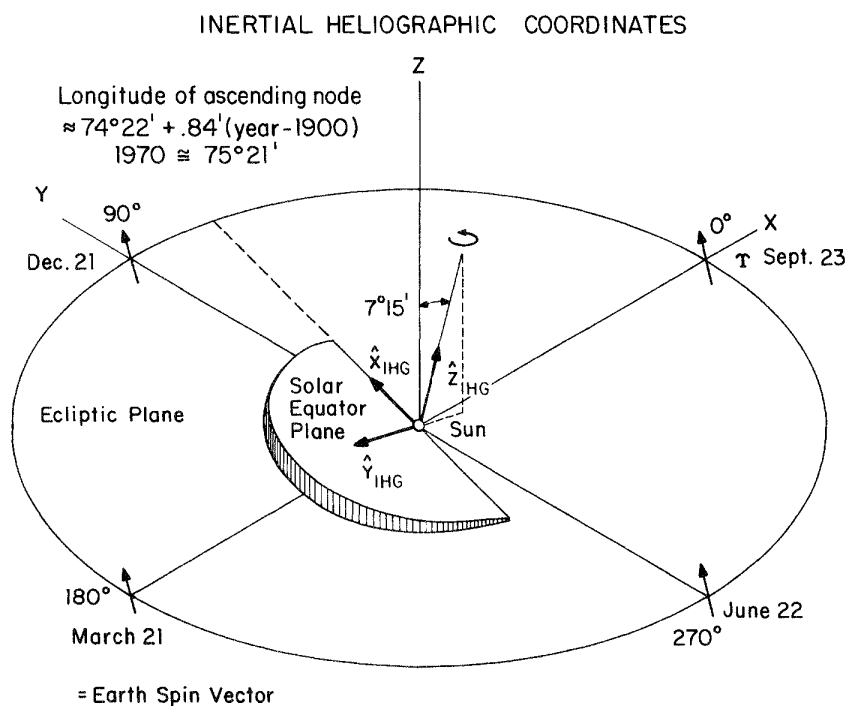
Položaj u međuplanetarnom prostoru određuje se u *inercijalnom heliografskom koordinatnom sustavu* (IHG sustavu). Definicija IHG sustava nije jednoznačna, međutim prikladno je odabrati sistem kao što je prikazan na slici A.1a.

Ishodište sustava se nalazi u središtu Sunca, a jedinični vektor ortogonalne baze $\hat{z}_{\text{IHG}}$ usporedan je s osi rotacije Sunca. Rotacija definira Sunčevu ekvatorijalnu ravninu koja je nagnuta s obzirom na ravninu ekliptike za $7^\circ 15'$. Sjecište ekvatorijalne i ravnine ekliptike određuje pravac i na njega se smješta vektor baze $\hat{x}_{\text{IHG}}$. Sjecište ekliptike i Sunčeve ekvatorijalne ravnine vremenom se sporo pomiče, za $1/72^\circ$ po godini, stoga se vektor baze $\hat{x}_{\text{IHG}}$ fiksira prema položaju pravca sjecišta ravnina na početku 1900. godine. Treći ortogonalni vektor baze, $\hat{y}_{\text{IHG}}$, određuje se iz uvjeta $\hat{y}_{\text{IHG}} = \hat{z}_{\text{IHG}} \times \hat{x}_{\text{IHG}}$, tako da vektori baze tvore „desni“ ortogonalni koordinatni sustav. Vektor položaja zapisuje se u obliku $(X_{\text{IHG}}, Y_{\text{IHG}}, Z_{\text{IHG}})$ ili:

$$\mathbf{r} = X_{\text{IHG}} \hat{x}_{\text{IHG}} + Y_{\text{IHG}} \hat{y}_{\text{IHG}} + Z_{\text{IHG}} \hat{z}_{\text{IHG}}. \quad (\text{A.1})$$

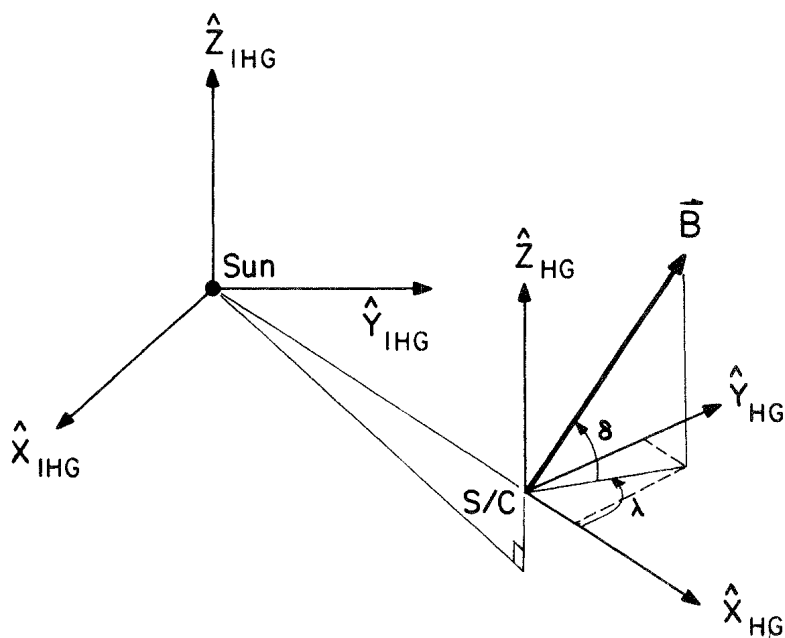
A.1.2. Heliografski HG koordinatni sustav

Vektorske veličine u heliosferi, npr. magnetskog polja ili brzine, određuju se u *in situ* koordinatnom sustavu, na položaju u kojem se veličine mjere. Koordinatni sustav na položaju mjerenja nije moguće jednoznačno odrediti. Često koristi „heliografski (HG) koordinatni sustav“ kao što je prikazan na slici A.1b. Ishodište takvog sustava se nalazi na *in situ* položaju, a jedinični vektor $\hat{x}_{\text{HG}}$ je uvijek radijalno usmjeren od Sunca, dok je $\hat{y}_{\text{HG}}$ uvijek u smjeru revolucije npr. satelita, planeta ili sl. oko Sunca i okomit je na $\hat{x}_{\text{HG}}$ i $\hat{z}_{\text{IHG}}$. Treći jedinični vektor u HG koordinatnom sustavu, $\hat{z}_{\text{HG}}$, definiran je upravo tako da ortogonalna trojka $(\hat{x}_{\text{HG}}, \hat{y}_{\text{HG}}, \hat{z}_{\text{HG}})$ čini desni koordinatni sustav, odnosno da vrijedi $\hat{z}_{\text{HG}} = \hat{x}_{\text{HG}} \times \hat{y}_{\text{HG}}$.



(a) Inercijalni heliografski (IHG) sustav.

HG Coordinates



(b) Heliografske koordinate.

Slika A.1.: Heliografski koordinatni sustav (Burlaga, 1995).

U većini se slučajeva vektor mjerene veličine dobiva iz apsolutne vrijednosti („magnitude“) i usmjerenja. Apsolutna vrijednost vektora neovisna je o koordinatnom sustavu, dok se orijentacija određuje iz azimutalnog λ i deklinacijskog δ kuta. Deklinacijski kut δ definira se kao kut otklona vektora od $x_{\text{HG}}y_{\text{HG}}$ -ravnine, dok azimutalni λ predstavlja kut između projekcije vektora na $x_{\text{HG}}y_{\text{HG}}$ -ravninu i koordinatne x_{HG} -osi. Kutovi δ i λ dobivaju se iz iznosa komponenata B_x , B_y , B_z i apsolutne vrijednosti B , vektora $\mathbf{B}$ (slika A.1b). Izrazi glase:

$$\delta = \arcsin\left(\frac{B_z}{B}\right), \quad (\text{A.2})$$

$$\lambda = \arctan\left(\frac{B_y}{B_x}\right). \quad (\text{A.3})$$

U inercijalnom heliografskom (IHG) sustavu vektor položaja određuje se na isti način, pomoću njegove apsolutne vrijednosti, te kutova δ_{IHG} i λ_{IHG} (Burlaga, 1995).

A.2. Geocentrični sustavi

A.2.1. Geocentrično-solarni ekliptički sustav

Geocentrično-solarni ekliptički sustav (engl. Geocentric Solar Ecliptic system, skraćeno GSE, Russell (1971)) ima ishodište u Zemljinom središtu i x -os usmjerenu prema Suncu, dok je y -os odabrana tako da leži na ekliptičkoj ravnini i usmjerena je prema zapadu (suprotno od npr. planetarnog kretanja). Treća z -os koordinatnog sustava usporedna je s ekliptičkim polom. Sustav se koristi pri opisu putanja satelita, opažanju međuplanetarnih magnetskih polja i brzine Sunčevog vjetera. Longituda je definirana u xy -ravnini kao kut otklona od x -osi, dok je latituda kut otklona od xy -ravnine prema z -osi.

A.2.2. Geocentrično-solarni ekvatorijani sustav

Geocentrično-solarnom ekvatorijalnom sustavu (engl. Geocentric Solar Equatorial system, skraćeno GSEQ, Russell (1971)) ishodište se nalazi u Zemljinom središtu, a x -os je usmjerena prema Suncu. Razlikuje se od GSE sustava jer y -os GSEQ sustava leži u ekvatorijalnoj ravnini Sunca, a ne u ekliptičkoj ravnini. Tada z -os nije nužno usporedna s rotacijskom osi Sunca, ali leži u xz -ravnini GSEQ sustava i u smjeru je ekliptičke polarne osi.

NASA-in Ames istraživački centar (Ames) uglavnom koristi GSEQ sustav pri opisu međuplanetarnog magnetskog polja, međutim nije prikladan pri opisu međudjelovanja Sunčevog magnetskog polja sa Zemljinim već je pogodniji *geocentrično-solarni magneto-*

sferski sustav (GSM) sustav.

A.2.3. Geocentrično-solarni magnetosferski sustav

Ishodište geocentrično-solarnom magnetosferskom sustavu (engl. Geocentric Solar Magnetospheric system, skraćeno GSM, Russell (1971)) nalazi se u središtu Zemlje, a x -os usmjerena prema Suncu. U takvom sustavu Zemljin magnetski dipol nalazi se u xz -ravnini, a y -os je uvijek okomita na tu ravninu. Smjer z -osi određen je prema orijentaciji Zemljinog magnetskog polja i uvijek je usmjerena prema sjevernom magnetskom polu. Rotacijom GSE i GSEQ sustava oko x -osi dobiva se GSM sustav.

Sustav se koristi pri određivanju Zemljine magnetopauze, mjerenju dosega udarnih valova, prostiranja Zemljinog magnetskog repa, mjerenju brzine Sunčevog vjetra i sl. U GSE i GSEQ sustavima Zemljin magnetski dipol giba se u svim smjerovima, dok se u GSM giba samo u xz -ravnini. Kut otklona Zemljinog sjevernog magnetskog pola od z -osi GSM sustava je pozitivan ako je otklonjen u Sunčevom smjeru. Longituda GSM sustava predstavlja kut otklona od x -osi u xy -ravnini, a latituda je definirana kao kutni otklon od xy -ravnine prema z -osi.

Bibliografija

- D. Alexander, I. Richardson, i T. Zurbuchen. A Brief History of CME Science. *Space Sci. Rev.*, 123:3–11, Ožujak 2006. URL http://dx.doi.org/10.1007/978-0-387-45088-9_1.
- H. Alvarez i F. T. Haddock. Solar Wind Density Model from km-Wave Type III Bursts. *Solar Phys.*, 29:197–209, Ožujak 1973. doi: 10.1007/BF00153449.
- J. J. Aly. On some properties of force-free magnetic fields in infinite regions of space. *Astrophys. J.*, 283:349–362, Kolovoz 1984. doi: 10.1086/162313.
- Ames. NASA Ames Research Center. <http://www.nasa.gov/centers/ames/>.
- M. D. Andrews i R. A. Howard. A two-Type Classification of Lasco Coronal Mass Ejection. *Space Sci. Rev.*, 95:147–163, Siječanj 2001.
- U. Anzer. Can coronal loop transients be driven magnetically. *Solar Phys.*, 57:111–118, Ožujak 1978. doi: 10.1007/BF00152048.
- M. J. Aschwanden. *Physics of the Solar Corona. An Introduction*. Praxis Publishing Ltd, Kolovoz 2004.
- X. Bao, H. Zhang, J. Lin, i G. A. Stenborg. Coronal mass ejections and the associated activities on the solar disk observed on October 26, 2003. *Astron. Astrophys.*, 463: 321–331, Veljača 2007. doi: 10.1051/0004-6361:20065471.
- V. V. Batygin i I. N. Toptygin. *Problems in Electrodynamics*. Academic Press Inc., 1962.
- P. M. Bellan, J. Yee, i J. F. Hansen. Spheromaks, solar prominences, and Alfvén instability of current sheets. *Earth Planets Space*, 53:495–499, Lipanj 2001. URL http://adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph-bib_query?bibcode=2001EP%26S...53..495B&db_key=AST.
- A. Benz, urednik. *Plasma Astrophysics, second edition*, svezak 279 od *Astrophysics and Space Science Library*, Lipanj 2002.

- A. O. Benz. Flare Observations. *Living Rev. Solar Phys.*, 5:1–+, Veljača 2008.
- M. A. Berger i A. Ruzmaikin. Rate of helicity production by solar rotation. *J. Geophys. Res.*, 105:10481–10490, Svibanj 2000. doi: 10.1029/1999JA900392.
- J. Birn, T. G. Forbes, i M. Hesse. Stability and Dynamic Evolution of Three-dimensional Flux Ropes. *Astrophys. J.*, 645:732–741, Srpanj 2006. doi: 10.1086/504280.
- A. Borgazzi, A. Lara, E. Echer, i M. V. Alves. Dynamics of coronal mass ejections in the interplanetary medium. *Astron. Astrophys.*, 498:885–889, Svibanj 2009. doi: 10.1051/0004-6361/200811171.
- V. Bothmer i R. Schwenn. Eruptive prominences as sources of magnetic clouds in the solar wind. *Space Sci. Rev.*, 70:215–220, Listopad 1994. doi: 10.1007/BF00777872.
- V. Bothmer i R. Schwenn. The structure and origin of magnetic clouds in the solar wind. *Ann. Geophys.*, 16:1–24, 1998. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1998AnGeo..16....1B>.
- J.-L. Bougeret, J. H. King, i R. Schwenn. Solar radio burst and in situ determination of interplanetary electron density. *Solar Phys.*, 90:401–412, Veljača 1984. doi: 10.1007/BF00173965.
- J.-L. Bougeret, M. L. Kaiser, P. J. Kellogg, R. Manning, K. Goetz, S. J. Monson, N. Monge, L. Friel, C. A. Meetre, C. Perche, L. Sitruk, i S. Hoang. Waves: The Radio and Plasma Wave Investigation on the Wind Spacecraft. *Space Sci. Rev.*, 71: 231–263, Veljača 1995. doi: 10.1007/BF00751331.
- J. Braithwaite. The stability of toroidal fields in stars. *Astron. Astrophys.*, 453:687, 2006.
- G. E. Brueckner, R. A. Howard, M. J. Koomen, C. M. Korendyke, D. J. Michels, J. D. Moses, D. G. Socker, K. P. Dere, P. L. Lamy, A. Llebaria, M. V. Bout, R. Schwenn, G. M. Simnett, D. K. Bedford, i C. J. Eyles. The Large Angle Spectroscopic Coronagraph (LASCO). *Solar Phys.*, 162:357–402, Prosinac 1995. doi: 10.1007/BF00733434.
- G. E. Brueckner, J.-P. Delaboudiniere, R. A. Howard, S. E. Paswaters, O. C. St. Cyr, R. Schwenn, P. Lamy, G. M. Simnett, B. Thompson, i D. Wang. Geomagnetic storms caused by coronal mass ejections (CMEs): March 1996 through June 1997. *Geophys. Res. Lett.*, 25:3019–3022, 1998. doi: 10.1029/98GL00704.
- J. T. Burkepile, A. J. Hundhausen, A. L. Stanger, O. C. St. Cyr, i J. A. Seiden. Role of projection effects on solar coronal mass ejection properties: 1. A study of CMEs

- associated with limb activity. *J. Geophys. Res.-Space*, 109(A18):A03103, Ožujak 2004. doi: 10.1029/2003JA010149.
- L. F. Burlaga. *Interplanetary magnetohydrodynamics*. Oxford University Press, 1995.
- L. F. Burlaga. Magnetic Clouds and Force-Free Fields With Constant Alpha. *J. Geophys. Res.*, 93:7217, 1998.
- L. F. Burlaga, L. Klein, N. R. Sheeley, Jr., D. J. Michels, R. A. Howard, M. J. Koomen, R. Schwenn, i H. Rosenbauer. A magnetic cloud and a coronal mass ejection. *Geophys. Res. Lett.*, 9:1317–1320, Prosinac 1982. doi: 10.1029/GL009i012p01317.
- L. F. Burlaga, F. B. McDonald, i N. F. Ness. Cosmic ray modulation and the distant heliospheric magnetic field - Voyager 1 and 2 observations from 1986 to 1989. *J. Geophys. Res.*, 98:1–11, Siječanj 1993. doi: 10.1029/92JA01979.
- H. V. Cane i I. G. Richardson. Interplanetary coronal mass ejections in the near-Earth solar wind during 1996-2002. *J. Geophys. Res.*, 108:1156, Travanj 2003. doi: 10.1029/2002JA009817.
- H. V. Cane, S. W. Kahler, i N. R. Sheeley, Jr. Interplanetary shocks preceded by solar filament eruptions. *J. Geophys. Res.*, 91:13321–13329, Prosinac 1986. doi: 10.1029/JA091iA12p13321.
- P. J. Cargill. On the Aerodynamic Drag Force Acting on Interplanetary Coronal Mass Ejections. *Solar Phys.*, 221:135–149, Svibanj 2004. doi: 10.1023/B:SOLA.0000033366.10725.a2.
- P. J. Cargill i J. M. Schmidt. Modelling interplanetary CMEs using magnetohydrodynamic simulations. *Ann. Geophys.*, 20:879–890, Srpanj 2002. doi: 10.5194/angeo-20-879-2002.
- P. J. Cargill, J. Chen, D. S. Spicer, i S. T. Zalesak. Magnetohydrodynamic simulations of the motion of magnetic flux tubes through a magnetized plasma. *J. Geophys. Res.*, 101:4855–4870, Ožujak 1996. doi: 10.1029/95JA03769.
- P. J. Cargill, J. Schmidt, D. S. Spicer, i S. T. Zalesak. Magnetic structure of overexpanding coronal mass ejections: Numerical models. *J. Geophys. Res.*, 105:7509–7520, Travanj 2000. doi: 10.1029/1999JA900479.
- S. Chapman i H. Zirin. Notes on the Solar Corona and the Terrestrial Ionosphere. *Smithsonian Contributions to Astrophysics*, 2:1–+, 1957.

- A. Q. Chen, C. T. Yeh, J. X. Cheng, i P. F. Chen. A Reconsideration of the Classification of Two Types of CMEs. U K. Dere, J. Wang, & Y. Yan, urednik, *Coronal and Stellar Mass Ejections*, svezak 226 od *IAU Symposium*, stranice 110–111, 2005. doi: 10.1017/S1743921305000232.
- J. Chen. Effects of toroidal forces in current loops embedded in a background plasma. *Astrophys. J.*, 338:453–470, Ožujak 1989. doi: 10.1086/167211. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1989ApJ...338..453C>.
- J. Chen. Theory of prominence eruption and propagation: Interplanetary consequences. *J. Geophys. Res.*, 101:27499–27520, Prosinac 1996. doi: 10.1029/96JA02644.
- J. Chen i D. A. Garren. Interplanetary Clouds: Topology and Driving Mechanism. *Geophys. Res. Lett.*, 20:2319, 1993.
- J. Chen i J. Krall. Acceleration of coronal mass ejections. *J. Geophys. Res.*, 108:1410, Studeni 2003. doi: 10.1029/2003JA009849.
- J. Chen i V. Kunkel. Temporal and Physical Connection Between Coronal Mass Ejections and Flares. *Astrophys. J.*, 717:1105–1122, Srpanj 2010. doi: 10.1088/0004-637X/717/2/1105.
- P. F. Chen. Coronal Mass Ejections: Models and Their Observational Basis. *Living Rev. Solar Phys.*, 8(1), 2011. URL <http://www.livingreviews.org/lrsp-2011-1>.
- H. T. Claßen i H. Aurass. On the association between type II radio bursts and CMEs. *Astron. Astrophys.*, 384:1098–1106, Ožujak 2002. doi: 10.1051/0004-6361:20020092.
- E. W. Cliver, D. F. Webb, i R. A. Howard. On the origin of solar metric type II bursts. *Solar Phys.*, 187:89–114, Lipanj 1999. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1999SoPh...187...89C>.
- E. W. Cliver, A. G. Ling, i I. G. Richardson. Coronal Mass Ejections, the Tail of the Solar Wind Magnetic Field Distribution, and 11 Year Cosmic-Ray Modulation at 1 AU. *Astrophys. J.*, 592:574–579, Srpanj 2003. doi: 10.1086/375616.
- M. Dryer, Z. Smith, C. D. Fry, W. Sun, C. S. Deehr, i S.-I. Akasofu. Real-time shock arrival predictions during the “Halloween 2003 epoch”. *Sp. Wea.*, 2:9001–+, Rujan 2004. doi: 10.1029/2004SW000087.
- J. A. Eddy. A Nineteenth-century Coronal Transient. *Astron. Astrophys.*, 34:235–+, Kolovoz 1974.

- F. T. Erskine, W. M. Cronyn, S. D. Shawhan, E. C. Roelof, i B. L. Gotwols. Interplanetary scintillation at large elongation angles - Response to solar wind density structure. *J. Geophys. Res.*, 83:4153–4164, Rujan 1978. doi: 10.1029/JA083iA09p04153.
- J. Fainberg i R. G. Stone. Type III Solar Radio Burst Storms Observed at Low Frequencies. III: Streamer Density, Inhomogeneities, and Solar Wind Speed. *Solar Phys.*, 17: 392–401, Travanj 1971. doi: 10.1007/BF00150042.
- T. V. Falkenberg, B. Vršnak, A. Taktakishvili, D. Odstreil, P. MacNeice, i M. Hesse. Investigations of the sensitivity of a coronal mass ejection model (ENLIL) to solar input parameters. *Sp. Wea.*, 80:S06004, Lipanj 2010. doi: 10.1029/2009SW000555.
- R. R. Fisher i R. H. Munro. Coronal transient geometry. I - The flare-associated event of 1981 March 25. *Astrophys. J.*, 280:428–439, Svibanj 1984. doi: 10.1086/162009.
- T. Forbes, J. Linker, J. Chen, C. Cid, J. Kóta, M. Lee, G. Mann, Z. Mikić, M. Potgieter, J. Schmidt, G. Siscoe, R. Vainio, S. Antiochos, i P. Riley. CME Theory and Models. *Space Sci. Rev.*, 123:251–302, Ožujak 2006. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s11214-006-9019-8>.
- T. G. Forbes. A review on the genesis of coronal mass ejections. *J. Geophys. Res.*, 105: 23153–23166, Listopad 2000. doi: 10.1029/2000JA000005.
- T. G. Forbes i L. W. Acton. Reconnection and Field Line Shrinkage in Solar Flares. *Astrophys. J.*, 459:330–+, Ožujak 1996. doi: 10.1086/176896.
- S. E. Forbush. Three Unusual Cosmic-Ray Increases Possibly Due to Charged Particles from the Sun. *Phys. Rev.*, 70:771–772, Studeni 1946. doi: 10.1103/PhysRev.70.771.
- R. Forsyth, V. Bothmer, C. Cid, N. Crooker, T. Horbury, K. Kecskemety, B. Klecker, J. Linker, D. Odstreil, M. Reiner, I. Richardson, J. Rodriguez-Pacheco, J. Schmidt, i R. Wimmer-Schweingruber. ICMEs in the Inner Heliosphere: Origin, Evolution and Propagation Effects. *Space Sci. Rev.*, 123:383–416, Ožujak 2006. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s11214-006-9022-0>.
- C. D. Fry, M. Dryer, Z. Smith, W. Sun, C. S. Deehr, i S.-I. Akasofu. Forecasting solar wind structures and shock arrival times using an ensemble of models. *J. Geophys. Res.-Space*, 108:1070, Veljača 2003. doi: 10.1029/2002JA009474.
- D. A. Garren i J. Chen. Lorentz Self-Forces on Curved Current Loops. *Phys. Plasmas*, 1:3425, 1994.

- G. A. Gary. Plasma Beta above a Solar Active Region: Rethinking the Paradigm. *Solar Phys.*, 203:71–86, 2001. ISSN 0038-0938. doi: 10.1023/A:1012722021820. URL <http://dx.doi.org/10.1023/A:1012722021820>.
- P. Gazis, A. Balogh, S. Dalla, R. Decker, B. Heber, T. Horbury, A. Kilchenmann, J. Kota, H. Kucharek, H. Kunow, D. Lario, M. Potgieter, J. Richardson, P. Riley, L. Rodriguez, G. Siscoe, i R. von Steiger. ICMEs at High Latitudes and in the Outer Heliosphere. *Space Sci. Rev.*, 123:417–451, Ožujak 2006. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s11214-006-9023-z>.
- A. Glover, L. K. Harra, S. A. Matthews, K. Hori, i J. L. Culhane. Long term evolution of a non-active region sigmoid and its CME activity. *Astron. Astrophys.*, 378:239–246, Listopad 2001. doi: 10.1051/0004-6361:20011170.
- T. Gold. Magnetic Storms. *Space Sci. Rev.*, 1:100–114, Lipanj 1962. doi: 10.1007/BF00174637.
- T. Gold i F. Hoyle. On the origin of solar flares. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 120:89–+, 1960.
- J. Goldstein. Plasmasphere Response: Tutorial and Review of Recent Imaging Results. *Space Sci. Rev.*, 124:203–216, Lipanj 2006. doi: 10.1007/s11214-006-9105-y. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s11214-006-9105-y>.
- J. A. González-Esparza, J. Cantó, R. F. González, A. Lara, i A. C. Raga. Propagation of CMEs in the interplanetary medium: Numerical and analytical results. *Adv. Space Res.*, 32:513–518, Kolovoz 2003. doi: 10.1016/S0273-1177(03)00334-X.
- N. Gopalswamy. Coronal Mass Ejections of Solar Cycle 23. *J. Astrophys. Astr.*, 27: 243–254, Rujan 2006. doi: 10.1007/BF02702527.
- N. Gopalswamy. Coronal Mass Ejections and Solar Radio Emissions. U H. O. Rucker, W. S. Kurth, P. Louarn, i G. Fischer, urednici, *Planetary Radio Emissions VII*. Verlag der Österreichischen Akademie der Wissenschaften, 2011. (In press).
- N. Gopalswamy, A. Lara, R. P. Lepping, M. L. Kaiser, D. Berdichevsky, i O. C. St. Cyr. Interplanetary acceleration of coronal mass ejections. *Geophys. Res. Lett.*, 27:145–148, 2000. doi: 10.1029/1999GL003639. URL <http://dx.doi.org/10.1029/1999GL003639>.

- N. Gopalswamy, A. Lara, M. L. Kaiser, i J.-L. Bougeret. Near-Sun and near-Earth manifestations of solar eruptions. *J. Geophys. Res.*, 106:25261–25278, Studeni 2001a. doi: 10.1029/2000JA004025.
- N. Gopalswamy, A. Lara, S. Yashiro, M. L. Kaiser, i R. A. Howard. Predicting the 1-AU arrival times of coronal mass ejections. *J. Geophys. Res.*, 106:29207–29218, Prosinac 2001b. doi: 10.1029/2001JA000177.
- N. Gopalswamy, S. Yashiro, Y. Liu, G. Michalek, A. Vourlidas, M. L. Kaiser, i R. A. Howard. Coronal mass ejections and other extreme characteristics of the 2003 October–November solar eruptions. *J. Geophys. Res.-Space*, 110(A9):A09S15, Rujan 2005. doi: 10.1029/2004JA010958.
- J. T. Gosling i V. J. Pizzo. Formation and Evolution of Corotating Interaction Regions and their Three Dimensional Structure. *Space Sci. Rev.*, 89:21–52, Srpanj 1999. doi: 10.1023/A:1005291711900.
- J. T. Gosling, E. Hildner, R. M. MacQueen, R. H. Munro, A. I. Poland, i C. L. Ross. The speeds of coronal mass ejection events. *Solar Phys.*, 48:389–397, Lipanj 1976. doi: 10.1007/BF00152004.
- D. A. Gurnett. Heliospheric Radio Emissions. *Space Sci. Rev.*, 72:243–254, Travanj 1995. doi: 10.1007/BF00768787.
- D. A. Gurnett i W. S. Kurth. Radio Emissions from the Outer Heliosphere. *Space Sci. Rev.*, 78:53–66, Listopad 1996. doi: 10.1007/BF00170792.
- M. Hagino i T. Sakurai. Latitude Variation of Helicity in Solar Active Regions. *Publ. Astron. Soc. Japan*, 56:831–843, Listopad 2004.
- G. E. Hale. The Spectroheliograph and its Work.IV. Methods of Recording Observations. *Astrophys. J.*, 74:214, Listopad 1931. doi: 10.1086/143340.
- J. F. Hansen i P. M. Bellan. Experimental Demonstration of How Strapping Fields Can Inhibit Solar Prominence Eruptions. *Astrophys. J. Lett.*, 563:L183–L186, Prosinac 2001. doi: 10.1086/338736.
- M. Hapgood i E. Lucek. Interplanetary Scintillation and Space Weather Monitoring. U *Proceeding of the Workshop on Space Weather - held at ESTEC, 11-13 November 1998*, stranice 487–490, Studeni 1998.

- J. Hirshberg, A. Alksne, D. S. Colburn, S. J. Bame, i A. J. Hundhausen. Observations of a solar flare induced interplanetary shock and helium-enriched driver gas. *J. Geophys. Res.*, 75:1–15, 1970. doi: 10.1029/JA075i001p00001.
- T. Howard. *Coronal Mass Ejections: An Introduction*. Astrophysics and Space Science Library. Springer, 2011. ISBN 9781441987884. URL <http://books.google.com/books?id=tKFHdIbWnZgC>.
- H. Hudson, J.-L Bougeret, i J. Burkepile. Coronal Mass Ejections: Overview of Observations. *Space Sci. Rev.*, 123:13–30, Ožujak 2006. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s11214-006-9009-x>.
- J. D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. John Wiley & Sons, Inc., 1999.
- H. Ji, H. Wang, E. J. Schmahl, Y.-J. Moon, i Y. Jiang. Observations of the Failed Eruption of a Filament. *Astrophys. J. Lett.*, 595:L135–L138, Listopad 2003. doi: 10.1086/378178.
- J. Jing, J. Qiu, J. Lin, M. Qu, Y. Xu, i H. Wang. Magnetic Reconnection Rate and Flux-Rope Acceleration of Two-Ribbon Flares. *Astrophys. J.*, 620:1085–1091, Veljača 2005. doi: 10.1086/427165.
- J. Juan i J. L. Ballester. The equilibrium of coronal flux tubes under toroidal forces. *Astrophys. Space Sci.*, 188:279–288, Veljača 1992. doi: 10.1007/BF00644915.
- M. L. Kaiser. STEREO: Science and Mission Overview. *J. Hopkins APL Tech. D.*, 28(2): 94–103, 2009.
- M. L. Kaiser, T. A. Kucera, J. M. Davila, O. C. St. Cyr, M. Guhathakurta, i E. Christian. The STEREO Mission: An Introduction. *Space Sci. Rev.*, 136:5–16, Travanj 2008. doi: 10.1007/s11214-007-9277-0.
- K. O. Kiepenheuer. Solar Activity. U G. P. Kuiper, urednik, *The Sun*, stranice 322–+. The University of Chicago Press, 1953.
- H. Kimura i I. Mann. Brightness of the solar F-corona. *Earth Planets Space*, 50:493–499, Lipanj 1998.
- B. Kliem i T. Török. The torus instability. *Phys. Rev. Lett.*, 96:255002, 2006. URL <http://xxx.lanl.gov/abs/physics/0605217>.
- H. Koskinen i R. Vainio. Lectures on Solar Physics: From the core to the heliopause, 2011.

- A. Krueger. *Introduction to solar radio astronomy and radio physics*. Springer, 1979.
- M. Kuperus i M. A. Raadu. The Support of Prominences Formed in Neutral Sheets. *Astron. Astrophys.*, 31:189–+, Ožujak 1974.
- K. R. Lang. *Astrophysical Formulae. A Compendium for the Physicist and Astrophysicist*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1980.
- A. Lara i A. I. Borgazzi. Dynamics of interplanetary CMEs and associated type II bursts. U N. Gopalswamy & D. F. Webb, urednik, *IAU Symposium*, svezak 257 od *IAU Symposium*, stranice 287–290, Ožujak 2009. doi: 10.1017/S1743921309029421.
- Y. Leblanc, G. A. Dulk, i J.-L. Bougeret. Tracing the Electron Density from the Corona to 1 au. *Solar Phys.*, 183:165–180, 1998. ISSN 0038-0938. URL <http://dx.doi.org/10.1023/A:1005049730506>. 10.1023/A:1005049730506.
- C. O. Lee, J. G. Luhmann, D. Odstreil, P. J. MacNeice, I. de Pater, P. Riley, i C. N. Arge. The Solar Wind at 1 AU During the Declining Phase of Solar Cycle 23: Comparison of 3D Numerical Model Results with Observations. *Solar Phys.*, 254:155–183, Siječanj 2009. doi: 10.1007/s11207-008-9280-y.
- J. Lin i T. G. Forbes. Effects of reconnection on the coronal mass ejection process. *J. Geophys. Res.*, 105:2375–2392, Veljača 2000. doi: 10.1029/1999JA900477.
- J. Lin, T. G. Forbes, P. A. Isenberg, i P. Démoulin. The Effect of Curvature on Flux-Rope Models of Coronal Mass Ejections. *Astrophys. J.*, 504:1006–1019, 1998. doi: 10.1086/306108. URL <http://dx.doi.org/10.1086/306108>.
- J. Lin, J. C. Raymond, i A. A. van Ballegooijen. The Role of Magnetic Reconnection in the Observable Features of Solar Eruptions. *Astrophys. J.*, 602:422–435, Veljača 2004. doi: 10.1086/380900.
- G. M. Lindsay, J. G. Luhmann, C. T. Russell, i J. T. Gosling. Relationships between coronal mass ejection speeds from coronagraph images and interplanetary characteristics of associated interplanetary coronal mass ejections. *J. Geophys. Res.*, 104:12515–12524, Lipanj 1999. doi: 10.1029/1999JA900051.
- Y. Liu. Magnetic Field Overlying Solar Eruption Regions and Kink and Torus Instabilities. *Astrophys. J. Lett.*, 679:L151–L154, Lipanj 2008. doi: 10.1086/589282.

- Y. Liu, A. Thernisien, J. G. Luhmann, A. Vourlidas, J. A. Davies, R. P. Lin, i S. D. Bale. Reconstructing Coronal Mass Ejections with Coordinated Imaging and in Situ Observations: Global Structure, Kinematics, and Implications for Space Weather Forecasting. *Astrophys. J.*, 722:1762–1777, Listopad 2010. doi: 10.1088/0004-637X/722/2/1762.
- S. H. B. Livi, J. Wang, i S. F. Martin. The cancellation of magnetic flux. I - On the quiet sun. *Aust. J. Phys.*, 38:855–873, 1985.
- R. V. E. Lovelace, M. M. Romanova, i P. L. Biermann. Magnetically supported tori in active galactic nuclei. *Astron. Astrophys.*, 338:856–862, 1998. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1998A%26A...338..856L>.
- B. C. Low. Solar activity and the corona. *Solar Phys.*, 167:217–265, 1996. ISSN 0038-0938. URL <http://dx.doi.org/10.1007/BF00146338>. 10.1007/BF00146338.
- B. J. Lynch, S. K. Antiochos, C. R. DeVore, J. G. Luhmann, i T. H. Zurbuchen. Topological Evolution of a Fast Magnetic Breakout CME in Three Dimensions. *Astrophys. J.*, 683:1192–1206, Kolovoz 2008. doi: 10.1086/589738.
- R. M. MacQueen i R. R. Fisher. The kinematics of solar inner coronal transients. *Solar Phys.*, 89:89–102, Studeni 1983. doi: 10.1007/BF00211955.
- W. B. Manchester, T. I. Gombosi, I. Roussev, D. L. De Zeeuw, I. V. Sokolov, K. G. Powell, G. Tóth, i M. Opher. Three-dimensional MHD simulation of a flux rope driven CME. *J. Geophys. Res.-Space*, 109(A18):A01102, Siječanj 2004. doi: 10.1029/2002JA009672.
- G. Mann i A. Klassen. Electron beams generated by shock waves in the solar corona. *Astron. Astrophys.*, 441:319–326, Listopad 2005. doi: 10.1051/0004-6361:20034396.
- G. Mann, F. Jansen, R. J. MacDowall, M. L. Kaiser, i R. G. Stone. A heliospheric density model and type III radio bursts. *Astron. Astrophys.*, 348:614–620, Kolovoz 1999.
- P. K. Manoharan. Evolution of Coronal Mass Ejections in the Inner Heliosphere: A Study Using White-Light and Scintillation Images. *Solar Phys.*, 235:345–368, Svibanj 2006. doi: 10.1007/s11207-006-0100-y.
- P. K. Manoharan i A. Mujiber Rahman. Coronal mass ejections: Propagation time and associated internal energy. *J. Atmos. Sol.-Terr. Phy.*, 73:671–677, Travanj 2011. doi: 10.1016/j.jastp.2011.01.017.
- P. K. Manoharan, N. Gopalswamy, S. Yashiro, A. Lara, G. Michalek, i R. A. Howard. Influence of coronal mass ejection interaction on propagation of interplanetary shocks. *J. Geophys. Res.-Space*, 109(A18):A06109, Lipanj 2004. doi: 10.1029/2003JA010300.

- D. Maričić, B. Vršnak, A. L. Stanger, i A. Veronig. Coronal Mass Ejection of 15 May 2001: I. Evolution of Morphological Features of the Eruption. *Solar Phys.*, 225:337–353, Prosinac 2004. doi: 10.1007/s11207-004-3748-1.
- D. Maričić, B. Vršnak, A. L. Stanger, A. M. Veronig, M. Temmer, i D. Roša. Acceleration Phase of Coronal Mass Ejections: II. Synchronization of the Energy Release in the Associated Flare. *Solar Phys.*, 241:99–112, Ožujak 2007. doi: 10.1007/s11207-007-0291-x.
- S. F. Martin, S. H. B. Livi, i J. Wang. The cancellation of magnetic flux. II - In a decaying active region. *Australian Journal of Physics*, 38:929–959, 1985.
- S. M. P. McKenna-Lawlor, M. Dryer, Z. Smith, K. Kecskemety, C. D. Fry, W. Sun, C. S. Deehr, D. Berdichevsky, K. Kudela, i G. Zastenker. Arrival times of Flare/Halo CME associated shocks at the Earth: comparison of the predictions of three numerical models with these observations. *Ann. Geophys.*, 20:917–935, Srpanj 2002. doi: 10.5194/angeo-20-917-2002.
- G. Michałek, N. Gopalswamy, A. Lara, i P. K. Manoharan. Arrival time of halo coronal mass ejections in the vicinity of the Earth. *Astron. Astrophys.*, 423:729–736, Kolovoz 2004. doi: 10.1051/0004-6361:20047184.
- C. H. Miklenic, A. M. Veronig, i B. Vršnak. Temporal comparison of nonthermal flare emission and magnetic-flux change rates. *Astron. Astrophys.*, 499:893–904, Lipanj 2009. doi: 10.1051/0004-6361/200810947.
- G. E. Moreton i H. E. Ramsey. Recent Observations of Dynamical Phenomena Associated with Solar Flares. *Pub. Astron. Soc. Pac.*, 72:357–358, Listopad 1960. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1960PASP...72..357M>.
- P. Morrison. Solar Origin of Cosmic-Ray Time Variations. *Phys. Rev.*, 101:1397–1404, Veljača 1956. doi: 10.1103/PhysRev.101.1397.
- T. C. Mouschovias i A. I. Poland. Expansion and Broadening of Coronal Loop Transients: A Theoretical Explanation. *Astrophys. J.*, 220:675, 1978.
- T. Mrozek. Failed Eruption of a Filament as a Driver for Vertical Oscillations of Coronal Loops. *Solar Phys.*, 270:191–203, Svibanj 2011. doi: 10.1007/s11207-011-9750-5.
- NASA. National Aeronautics and Space Administration. <http://www.nasa.gov>.
- G. J. Nelson i D. B. Melrose. Type II bursts. U McLean, D. J. & Labrum, N. R., urednik, *Solar Radiophysics: Studies of Emission from the Sun at Metre Wavelengths*, stranice 333–359. Cambridge and New York, Cambridge University Press, 1985.

- G. Newkirk, Jr. A model of the electron corona with reference to radio observations. U R. N. Bracewell, urednik, *URSI Symp. 1: Paris Symposium on Radio Astronomy*, svezak 9 od *IAU Symposium*, stranice 149–+, 1959.
- G. Newkirk, Jr. The Solar Corona in Active Regions and the Thermal Origin of the Slowly Varying Component of Solar Radio Radiation. *Astrophys. J.*, 133:983–+, Svibanj 1961. doi: 10.1086/147104.
- G. Newkirk, Jr. Structure of the Solar Corona. *Annu. Rev. Astron. Astr.*, 5:213–+, 1967. doi: 10.1146/annurev.aa.05.090167.001241.
- D. Odstrcil. Modeling 3-D solar wind structure. *Adv. Space Res.*, 32:497–506, Kolovoz 2003. doi: 10.1016/S0273-1177(03)00332-6.
- D. Odstrcil i V. J. Pizzo. Numerical simulation of interplanetary disturbances. U H. Sawaya-Lacoste, urednik, *Solspa 2001, Proceedings of the Second Solar Cycle and Space Weather Euroconference*, svezak 477 od *ESA Special Publication*, stranice 281–284, Ožujak 2002.
- D. Odstrcil, P. Riley, i X. P. Zhao. Numerical simulation of the 12 May 1997 interplanetary CME event. *J. Geophys. Res.-Space*, 109(A18):2116–+, Veljača 2004. doi: 10.1029/2003JA010135.
- D. Odstrcil, V. J. Pizzo, i C. N. Arge. Propagation of the 12 May 1997 interplanetary coronal mass ejection in evolving solar wind structures. *J. Geophys. Res.-Space*, 110(A9):A02106, Veljača 2005. doi: 10.1029/2004JA010745.
- M. Owens i P. Cargill. Predictions of the arrival time of Coronal Mass Ejections at 1AU: an analysis of the causes of errors. *Annales Geophysicae*, 22:661–671, Veljača 2004. doi: 10.5194/angeo-22-661-2004.
- E. N. Parker. Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields. *Astrophys. J.*, 128:664–+, Studeni 1958. doi: 10.1086/146579.
- E. N. Parker. Sudden Expansion of the Corona Following a Large Solar Flare and the Attendant Magnetic Field and Cosmic-Ray Effects. *Astrophys. J.*, 133:1014–+, Svibanj 1961. doi: 10.1086/147105.
- K. I. Paularena, C. Wang, R. von Steiger, i B. Heber. An ICME Observed by Voyager 2 at 58 AU and by Ulysses at 5 AU. *Geophys. Res. Lett.*, 28:2755–2758, Srpanj 2001. doi: 10.1029/2001GL013122.

- A. A. Pevtsov i K. S. Balasubramaniam. Helicity patterns on the Sun. *Adv. Space Res.*, 32:1867–1874, 2003. doi: 10.1016/S0273-1177(03)90620-X.
- M. Pick, T. Forbes, G. Mann, H. Cane, J. Chen, A. Ciaravella, H. Cremades, R. Howard, H. Hudson, A. Klassen, K. Klein, M. Lee, J. Linker, D. Maia, Z. Mikic, J. Raymond, M. Reiner, G. Simnett, N. Srivastava, D. Tripathi, R. Vainio, A. Vourlidas, J. Zhang, T. Zurbuchen, N. Sheeley, i C. Marqué. Multi-Wavelength Observations of CMEs and Associated Phenomena. *Space Sci. Rev.*, 123:341–382, Ožujak 2006. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s11214-006-9021-1>.
- J. H. Piddington. Interplanetary Magnetic Field and Its Control of Cosmic-Ray Variations. *Phys. Rev.*, 112:589–596, Listopad 1958. doi: 10.1103/PhysRev.112.589.
- E. R. Priest. *Solar magneto-hydrodynamics*. Dordrecht, Holland ; Boston : D. Reidel Pub. Co. ; Hingham, 1982. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1982QB539.M23P74...>
- L. A. Rachmeler, C. E. DeForest, i C. C. Kankelborg. Reconnectionless CME Eruption: Putting the Aly-Sturrock Conjecture to Rest. *Astrophys. J.*, 693:1431–1436, Ožujak 2009. doi: 10.1088/0004-637X/693/2/1431.
- H. E. Ramsey i S. F. Smith. Flare-initiated flamelet oscillations. *Astronom. J.*, 71:197, Travanj 1966. doi: 10.1086/109903.
- T. Rhee, C.-M. Ryu, M. Woo, H. H. Kaang, S. Yi, i P. H. Yoon. Multiple Harmonic Plasma Emission. *Astrophys. J.*, 694:618–625, Ožujak 2009. doi: 10.1088/0004-637X/694/1/618.
- J. D. Richardson, Y. Liu, C. Wang, i L. F. Burlaga. ICMES at very large distances. *Adv. Space Res.*, 38(3):528–534, 2006. ISSN 0273-1177. doi: 10.1016/j.asr.2005.06.049. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6V3S-4GTW917-2/2/c339008163fd239cf419eb66e714888a>. Coronal Mass Ejections and Solar Particle Events in Solar Cycle 23.
- C. T. Russell. Geophysical coordinate transformations. *Cosmic Electrodyn.*, 2:184–196, 1971.
- K. Saito, A. I. Poland, i R. H. Munro. A study of the background corona near solar minimum. *Solar Phys.*, 55:121–134, Studeni 1977. doi: 10.1007/BF00150879.
- T. Sakurai. Magnetohydrodynamic interpretation of the motion of prominences. *Publ. Astron. Soc. Japan*, 28:177–198, 1976.

- T. Sakurai. Magnetic stellar winds - A 2-D generalization of the Weber-Davis model. *Astron. Astrophys.*, 152:121–129, Studeni 1985.
- R. Schwenn, A. dal Lago, E. Huttunen, i W. D. Gonzalez. The association of coronal mass ejections with their effects near the Earth. *Ann. Geophys.*, 23:1033–1059, Ožujak 2005. doi: 10.5194/angeo-23-1033-2005.
- R. Schwenn, J. Raymond, D. Alexander, A. Ciaravella, N. Gopalswamy, R. Howard, H. Hudson, P. Kaufmann, A. Klassen, D. Maia, G. Munoz-Martinez, M. Pick, M. Reiner, N. Srivastava, D. Tripathi, A. Vourlidas, Y.-M. Wang, i J. Zhang. Coronal Observations of CMEs. *Space Sci. Rev.*, 123:127–176, Ožujak 2006. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s11214-006-9016-y>.
- Science Definition Team and Johns Hopkins University. *The Sun and Heliosphere in Three Dimensions: Report of the NASA Science Definition Team for the STEREO Mission*. Applied Physics Laboratory, National Aeronautics and Space Administration, 1997. URL http://books.google.hr/books?id=Pvc_HQAACAAJ.
- V. D. Shafranov. Plasma Equilibrium in a Magnetic Field. *Rev. Plasma Phys.*, 2:103, 1966. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1966RvPP...2..103S>.
- N. R. Sheeley, J. H. Walters, Y.-M. Wang, i R. A. Howard. Continuous tracking of coronal outflows: Two kinds of coronal mass ejections. *J. Geophys. Res.*, 104:24739–24768, Studeni 1999. doi: 10.1029/1999JA900308.
- N. R. Sheeley, Jr., Y.-M. Wang, S. H. Hawley, G. E. Brueckner, K. P. Dere, R. A. Howard, M. J. Koomen, C. M. Korendyke, D. J. Michels, S. E. Paswaters, D. G. Socker, O. C. St. Cyr, D. Wang, P. L. Lamy, A. Llebaria, R. Schwenn, G. M. Simnett, S. Plunkett, i D. A. Biesecker. Measurements of Flow Speeds in the Corona between 2 and 30 R sub sun. *Astrophys. J.*, 484:472–+, Srpanj 1997. doi: 10.1086/304338.
- Z. K. Smith, M. Dryer, S. M. P. McKenna-Lawlor, C. D. Fry, C. S. Deehr, i W. Sun. Operational validation of HAFv2's predictions of interplanetary shock arrivals at Earth: Declining phase of Solar Cycle 23. *J. Geophys. Res.-Space*, 114(A13):5106–+, Svibanj 2009. doi: 10.1029/2008JA013836.
- SoHO. The Solar and Heliospheric Observatory. <http://sohowww.nascom.nasa.gov/>.
- STEREO. The Solar TERrestrial RELations Observatory. <http://stereo.gsfc.nasa.gov/>.

- P. A. Sturrock. Maximum energy of semi-infinite magnetic field configurations. *Astrophys. J.*, 380:655–659, Listopad 1991. doi: 10.1086/170620.
- A. Taktakishvili, M. Kuznetsova, M. MacNeice, P. and Hesse, L. Rastätter, A. Pulkkinen, A. Chulaki, i D. Odstrčil. Validation of the coronal mass ejection predictions at the Earth orbit estimated by ENLIL heliosphere cone model. *Sp. Wea.*, 70:S03004, Ožujak 2009. doi: 10.1029/2008SW000448.
- S. J. Tappin. The Deceleration of an Interplanetary Transient from the Sun to 5 Au. *Solar Phys.*, 233:233–248, Veljača 2006. doi: 10.1007/s11207-006-2065-2.
- M. Temmer, A. M. Veronig, E. P. Kontar, S. Krucker, i B. Vršnak. Combined STEREO/RHESSI Study of Coronal Mass Ejection Acceleration and Particle Acceleration in Solar Flares. *Astrophys. J.*, 712:1410–1420, Travanj 2010. doi: 10.1088/0004-637X/712/2/1410.
- M. Temmer, T. Rollett, C. Möstl, A. M. Veronig, B. Vršnak, i D. Odstrčil. Influence of the Ambient Solar Wind Flow on the Propagation Behavior of Interplanetary Coronal Mass Ejections. *Astrophys. J.*, 743:101, Prosinac 2011. doi: 10.1088/0004-637X/743/2/101.
- M. Temmer, B. Vršnak, T. Rollett, B. Bein, C. A. de Koning, Y. Liu, E. Bosman, J. A. Davies, C. Möstl, T. Zic, A. M. Veronig, V. Bothmer, R. Harrison, N. Nitta, M. Bisi, O. Flor, J. Eastwood, D. Odstrčil, i R. Forsyth. Characteristics of kinematics of a coronal mass ejection during the 2010 august 1 cme–cme interaction event. *Astrophys. J.*, 749(1):57, Travanj 2012. URL <http://stacks.iop.org/0004-637X/749/i=1/a=57>.
- A. Thernisien, A. Vourlidas, i R. A. Howard. Forward Modeling of Coronal Mass Ejections Using STEREO/SECCHI Data. *Solar Phys.*, 256:111–130, Svibanj 2009. doi: 10.1007/s11207-009-9346-5.
- A. F. R. Thernisien, R. A. Howard, i A. Vourlidas. Modeling of Flux Rope Coronal Mass Ejections. *Astrophys. J.*, 652:763–773, Studeni 2006. doi: 10.1086/508254.
- V. S. Titov i P. Démoulin. Basic topology of twisted magnetic configurations in solar flares. *Astron. Astrophys.*, 351:707, 1999.
- T. Török i B. Kliem. The evolution of twisting coronal magnetic flux tubes. *Astron. Astrophys.*, 406:1043–1059, Kolovoz 2003. doi: 10.1051/0004-6361:20030692.

- B. T. Tsurutani, W. D. Gonzalez, A. L. C. Gonzalez, F. L. Guarnieri, N. Gopalswamy, M. Grande, Y. Kamide, Y. Kasahara, G. Lu, I. Mann, R. McPherron, F. Soraas, i V. Vasyliunas. Corotating solar wind streams and recurrent geomagnetic activity: A review. *J. Geophys. Res.-Space*, 111(A10):A07S01, Lipanj 2006. doi: 10.1029/2005JA011273.
- S. Tun. Description of the LASCO instrument aboard SOHO. Technical report, New Jersey Institute of Technology, Center for Solar-Terrestrial Research, USA, 2005.
- Y. Uchida. Behavior of the flare-produced coronal MHD wavefront and the occurrence of type II radio bursts. *Solar Phys.*, 39:431–449, 1974. URL <http://www.springerlink.com/content/x55037j762342v51>.
- M. Ugai. Strong loop heating by the fast reconnection in a closed system. *Geophys. Res. Lett.*, 14:103–106, Veljača 1987. doi: 10.1029/GL014i002p00103.
- A. A. Van Ballegooijen. Solar Prominence Models. U *Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics*, stranice 4095–4099. Nature Publishing Group, 2001.
- H. C. van de Hulst. The electron density of the solar corona. *Bull. Astron. Inst. Neth.*, 11:135–+, Veljača 1950.
- L. van Driel-Gesztelyi, P. Démoulin, i C. H. Mandrini. Observations of magnetic helicity. *Adv. Space Res.*, 32:1855–1866, 2003. doi: 10.1016/S0273-1177(03)90619-3.
- A. M. Veronig, M. Temmer, B. Vršnak, i J. K. Thalmann. Interaction of a Moreton/EIT Wave and a Coronal Hole. *Astrophys. J.*, 647:1466–1471, Kolovoz 2006. doi: 10.1086/505456. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2006ApJ...647.1466V>.
- A. Vourlidas, P. Subramanian, K. P. Dere, i R. A. Howard. Large-Angle Spectrometric Coronagraph Measurements of the Energetics of Coronal Mass Ejections. *Astrophys. J.*, 534:456–467, Svibanj 2000. doi: 10.1086/308747.
- A. Vourlidas, R. A. Howard, E. Esfandiari, S. Patsourakos, S. Yashiro, i G. Michalek. Comprehensive Analysis of Coronal Mass Ejection Mass and Energy Properties Over a Full Solar Cycle. *Astrophys. J.*, 722:1522–1538, Listopad 2010. doi: 10.1088/0004-637X/722/2/1522.
- B. Vršnak. Eruptive Instability of Cylindrical Prominences. *Solar Phys.*, 129:295, 1990.
- B. Vršnak i T. Žic. Transit times of interplanetary coronal mass ejections and the solar wind speed. *Astron. Astrophys.*, 472:937–943, Rujan 2007. doi: 10.1051/0004-6361:20077499. URL <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20077499>.

- B. Vršnak, V. Ruždjak, i B. Rimpolt. Stability of prominences exposing helical-like patterns. *Solar Phys.*, 136:151–167, Studeni 1991. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1991SoPh..136..151V>.
- B. Vršnak, J. Magdalenic, H. Aurass, i G. Mann. Band-splitting of coronal and interplanetary type II bursts. II. Coronal magnetic field and Alfvén velocity. *Astron. Astrophys.*, 396:673–682, Prosinac 2002. doi: 10.1051/0004-6361:20021413. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2002A%26A...396..673V>.
- B. Vršnak, J. Magdalenic, i P. Zlobec. Band-splitting of coronal and interplanetary type II bursts. III. Physical conditions in the upper corona and interplanetary space. *Astron. Astrophys.*, 413:753–763, Siječanj 2004a. doi: 10.1051/0004-6361:20034060. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2004A%26A...413..753V>.
- B. Vršnak, D. Ruždjak, D. Sudar, i N. Gopalswamy. Kinematics of coronal mass ejections between 2 and 30 solar radii. What can be learned about forces governing the eruption? *Astron. Astrophys.*, 423:717–728, Kolovoz 2004b. doi: 10.1051/0004-6361:20047169.
- B. Vršnak, D. Sudar, D. Ruzdjak, i T. Žic. Projection effects in coronal mass ejections. *Astron. Astrophys.*, 469:339–346, Srpanj 2007. doi: 10.1051/0004-6361:20077175. URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.asr.2005.03.090>.
- B. Vršnak, D. Vrbanec, J. Čalogović, i T. Žic. The role of aerodynamic drag in dynamics of coronal mass ejections. U N. Gopalswamy & D. F. Webb, urednik, *IAU Symposium*, svezak 257 od *IAU Symposium*, stranice 271–277, Ožujak 2009. doi: 10.1017/S1743921309029391. URL <http://dx.doi.org/10.1017/S1743921309029391>.
- B. Vršnak, T. Žic, T. V. Falkenberg, C. Möstl, S. Vennerstrom, i D. Vrbanec. The role of aerodynamic drag in propagation of interplanetary coronal mass ejections. *Astron. Astrophys.*, 512:A43+, Ožujak 2010. doi: 10.1051/0004-6361/200913482. URL <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/200913482>.
- B. Vršnak. The oscillating loop prominence of July 17, 1981. *Solar Phys.*, 94:289–297, Rujan 1984. doi: 10.1007/BF00151319.
- B. Vršnak. Magnetic structure of solar prominences. *Annales Geophysicae*, 10:344–353, Lipanj 1992.
- B. Vršnak. Dynamics of solar coronal eruptions. *J. Geophys. Res.*, 106:25249–25260, Studeni 2001a. doi: 10.1029/2000JA004007.

- B. Vršnak. Deceleration of Coronal Mass Ejections. *Solar Phys.*, 202:173–189, Kolovoz 2001b.
- B. Vršnak. Processes and mechanisms governing the initiation and propagation of CMEs. *Ann. Geophys.*, 26:3089–3101, Listopad 2008. doi: 10.5194/angeo-26-3089-2008.
- B. Vršnak. The Role of Reconnection in the CME/Flare Process. *Advances in Geosciences, Volume 14: Solar Terrestrial (ST)*, 14:43–+, Ožujak 2009.
- B. Vršnak i E. W. Cliver. Origin of Coronal Shock Waves. Invited Review. *Solar Phys.*, 253:215–235, Prosinac 2008. doi: 10.1007/s11207-008-9241-5.
- B. Vršnak i N. Gopalswamy. Influence of the aerodynamic drag on the motion of interplanetary ejecta. *J. Geophys. Res.-Space*, 107:1019, Veljača 2002. doi: 10.1029/2001JA000120.
- B. Vršnak, V. Ruždjak, R. Brajša, i A. Džubur. Structure and stability of prominences with helical structure. *Solar Phys.*, 116:45–60, Ožujak 1988. doi: 10.1007/BF00171714.
- B. Vršnak, K.-L. Klein, A. Warmuth, W. Otruba, i M. Skender. Vertical Dynamics of the Energy Release Process in a Simple two-Ribbon Flare. *Solar Phys.*, 214:325–338, Lipanj 2003.
- B. Vršnak, D. Maričić, A. L. Stanger, i A. Veronig. Coronal Mass Ejection of 15 May 2001: II. Coupling of the Cme Acceleration and the Flare Energy Release. *Solar Phys.*, 225:355–378, Prosinac 2004. doi: 10.1007/s11207-004-4995-x.
- B. Vršnak, D. Maričić, A. L. Stanger, A. M. Veronig, M. Temmer, i D. Roša. Acceleration Phase of Coronal Mass Ejections: I. Temporal and Spatial Scales. *Solar Phys.*, 241: 85–98, Ožujak 2007. doi: 10.1007/s11207-006-0290-3.
- A. Warmuth. Large-scale Waves and Shocks in the Solar Corona. U K.-L. Klein & A. L. MacKinnon, urednik, *Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag*, svezak 725 od *Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag*, stranice 107–+, 2007.
- D. F. Webb, T. A. Howard, C. D. Fry, T. A. Kuchar, D. Odstreil, B. V. Jackson, M. M. Bisi, R. A. Harrison, J. S. Morrill, R. A. Howard, i J. C. Johnston. Study of CME Propagation in the Inner Heliosphere: SOHO LASCO, SMEI and STEREO HI Observations of the January 2007 Events. *Solar Phys.*, 256:239–267, Svibanj 2009. doi: 10.1007/s11207-009-9351-8.
- E. J. Weber i L. Davis, Jr. The Angular Momentum of the Solar Wind. *Astrophys. J.*, 148:217–227, Travanj 1967. doi: 10.1086/149138.

- J. P. Wild, S. F. Smerd, i A. A. Weiss. Solar Bursts. *Annu. Rev. Astron. Astr.*, 1:291–+, 1963. doi: 10.1146/annurev.aa.01.090163.001451.
- D. R. Williams, T. Török, P. Démoulin, L. van Driel-Gesztelyi, i B. Kliem. Eruption of a Kink-unstable Filament in NOAA Active Region 10696. *Astrophys. J. Lett.*, 628: L163–L166, Kolovoz 2005. doi: 10.1086/432910.
- R. F. Wimmer-Schweingruber, N. U. Crooker, A. Balogh, V. Bothmer, R. J. Forsyth, P. Gazis, J. T. Gosling, T. Horbury, A. Kilchenmann, I. G. Richardson, J. D. Richardson, P. Riley, L. Rodriguez, R. V. Steiger, P. Wurz, i T. H. Zurbuchen. Understanding Interplanetary Coronal Mass Ejection Signatures. Report of Working Group B. *Space Sci. Rev.*, 123:177–216, Ožujak 2006. doi: 10.1007/s11214-006-9017-x.
- H. Xie, L. Ofman, i G. Lawrence. Cone model for halo CMEs: Application to space weather forecasting. *J. Geophys. Res.-Space*, 109(A18):A03109, Ožujak 2004. doi: 10.1029/2003JA010226.
- T. T. Yamamoto, K. Kusano, T. Maeshiro, T. Yokoyama, i T. Sakurai. Magnetic Helicity Injection and Sigmoidal Coronal Loops. *Astrophys. J.*, 624:1072–1079, Svibanj 2005. doi: 10.1086/429363.
- S. Yashiro, N. Gopalswamy, G. Michalek, O. C. St. Cyr, S. P. Plunkett, N. B. Rich, i R. A. Howard. A catalog of white light coronal mass ejections observed by the SOHO spacecraft. *J. Geophys. Res.-Space*, 109(A18):A07105, Srpanj 2004. doi: 10.1029/2003JA010282.
- S. Yousef, M. S. El Nawawy, M. El-Nazer, i M. Yousef. Successive Impacts Of The Earth by Several Halo CMEs From Active Region NOAA 652. U K. Dere, J. Wang, & Y. Yan, urednik, *Coronal and Stellar Mass Ejections*, svezak 226 od *IAU Symposium*, stranice 477–478, 2005a. doi: 10.1017/S1743921305001109.
- S. Yousef, M. M. El-Nazer, i A. Bebars. The Successive Ejection of Several Halo CMEs from NOAA AR. 652 July 2004, a Physical Study. U K. Dere, J. Wang, & Y. Yan, urednik, *Coronal and Stellar Mass Ejections*, svezak 226 od *IAU Symposium*, stranice 145–146, 2005b. doi: 10.1017/S1743921305000414.
- H. Zhang. Helicity of solar active regions. *First Asia-Pacific Solar Physics Meeting ASI Conference Series*, 2:101–115, 2011.
- J. Zhang, K. P. Dere, R. A. Howard, i V. Bothmer. Identification of Solar Sources of Major Geomagnetic Storms between 1996 and 2000. *Astrophys. J.*, 582:520–533, Siječanj 2003. doi: 10.1086/344611.

- J. Zhang, K. P. Dere, R. A. Howard, i A. Vourlidas. A Study of the Kinematic Evolution of Coronal Mass Ejections. *Astrophys. J.*, 604:420–432, Ožujak 2004. doi: 10.1086/381725.
- M. Zhang, J. Hao, i C. Y. Wang. Hemispheric helicity sign rule and its solar cycle dependence. *First Asia-Pacific Solar Physics Meeting ASI Conference Series*, 2:155–161, 2011.
- T. Žic. Planisfera – Karta noćnog neba. *Smib*, XLIII(5):44–45, Siječanj 2012.
- T. Žic, B. Vršnak, i M. Skender. The magnetic flux and self-inductivity of a thick toroidal current. *J. Plasma Phys.*, 73:741–756, 2007. URL <http://dx.doi.org/10.1017/S0022377806006209>.
- T. Žic, B. Vršnak, M. Temmer, i C. Jacobs. Cylindrical and Spherical Pistons as Drivers of MHD Shocks. *Solar Phys.*, 253:237–247, 2008. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s11207-008-9173-0>. 10.1007/s11207-008-9173-0.
- T. Zurbuchen i I. Richardson. In-Situ Solar Wind and Magnetic Field Signatures of Interplanetary Coronal Mass Ejections. *Space Sci. Rev.*, 123:31–43, Ožujak 2006. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s11214-006-9010-4>.

Životopis

Tomislav Žic, rođen krajem 1975. g. u Koprivnici, pohađao je osnovnu školu „Branko Jabrešić – Zriko“, današnja „Đuro Ester“, u razdoblju od 1982-1990. g. Upisao 1990. g. i maturirao 1994. g. po obrazovnom programu prirodoslovno-matematičke gimnazije na Gimnaziji Koprivnica. Upisuje 1994. g. Prirodoslovno-matematički fakultet, Sveučilišta u Zagrebu i 2005. g. stječe zvanje diplomiranog inženjera fizike. Tijekom 2002-2003. godine odrađuje obvezu prema MORH-u.

Zapošljava se 2006. g. na Geodetskom fakultetu Sveučilišta u Zagrebu na radno mjesto znanstvenog novaka-asistenta za stjecanje akademskog stupnja doktora znanosti i radi na projektu „Sunčeva aktivnost i fizika sustava Sunce-Zemlja“. Bavi se proučavanjem nastanka i razvoja nestabilnosti magnetskih struktura u Sunčevoj atmosferi. Istraživanja objedinjavaju magnetohidrodinamičko modeliranje eruptivnih procesa s analizom opažanja/mjerenja provedenih na Opservatoriju Hvar Geodetskog fakulteta te svemirskim postajama Solar and Heliospheric Observatory, Geostationary Operational Enviromental Satellites i Yohkoh. Istraživanja povezana su i s međunarodnim projektom „Space Weather: Forecasting the Arrival of Coronal Mass Ejections“ (projekt prihvaćen pri European Office of Aerospace Research and Development). Sudjelovao na više konferencija, radnih sastanaka i znanstveno se usavršavao u inozemstvu. Dodatno, obavlja zadaće Microsoftovog koordinatora Geodetskog fakulteta.

Od 2008-2011. g. sudjeluje u EU FP7-SOTERIA (<http://soteria-space.eu/>) projektu. SOTERIA (Solar-TERrestrial Investigations and Archives) projekt nastoji ostvariti suradnju između različitih znanstvenih centara europskih zemalja na području solarne i geofizike kako bi se postigao visoki stupanj kvalitete i dostupnosti opažачkih podataka i teoretskih modela. Glavni cilj je postići osnovu za dublje razumijevanje Sunčevih i međuplanetarnih procesa koji utječu na Zemljske uvjete.

2011. g. priključuje se i sudjeluje u COMESEP (COronal Mass Ejections and Solar Energetic Particles) projektu. Projekt FP7 COronal Mass Ejections and Solar Energetic Particles (COMESEP, <http://www.comesep.eu/>) radi na usavršavanju tehnika prognoze geomagnetskih oluja obradom arhivskih podataka i onih dobivenih za 23. Sunčev ciklus. Radi se na identifikaciji i odijeljivanju ključnih činitelja na osnovu koji se mogu predviđati geomagnetske oluje i detektirati zračenje visokoenergetskih čestica Sunca, kao i onih koji

daju neadekvatnu prognozu. Istražuje se struktura, širenje i evolucija koroninih izbačaja radi unaprjeđenja razumijevanja njihove 3D kinematike i međuplanetarne propagacije. Dobiveno istraživanje će pomoći u razvijanju i optimizaciji algoritama i pomagala za automatsko otkrivanje koroninih izbačaja, predviđanja geomagnetskih oluja i zračenja energetskih čestica unutar Space Weather Alert sistema uzbuđivanja.

Član je Hrvatskog astronomskog društva, a u slobodno vrijeme također sudjeluje u radu amaterskog astronomskog društva AD Koprivnica (<http://www.adkoprivnica.hr>) i radi na popularizaciji astronomije (npr. Žic (2012)) i astrofizike, te znanosti uopće, u lokalnoj zajednici.

Radovi

1. Vršnak B.; T. Žic; Vrbanec, D. ; Temmer M.; Rollett, T.; Möstl, C.; Veronig, A.; Dumbović, M.; Lulić, S.; Moon, Y.-J.; Shanmugaraju A.: Propagation of Interplanetary Coronal Mass Ejections: The Drag-Based Model, Solar Physics Topical Issue „Observations and Modelling of the Inner Heliosphere“ (2012), Online FirstTM
2. Temmer, M.; Vršnak, B.; Rollett, T.; Bein, B.; de Koning, A. C.; Liu, Y.; Bosman, E.; Moestl, C.; Žic, T.; Harrison, R.; Nitta, N.; Bisi, M.; Davies, A. J.; Veronig, M. A.; Flor, O.; Eastwood, J.; Odstreil, D.; Bothmer, V.; Forsyth, R.: *Characteristics of CME kinematics during the 2010 August 1 CME-CME interaction event*, The Astrophysical Journal 749 (2012), 57-68
3. Magdaleníć, J.; Marqué, C.; Zhukov, A. N.; Vršnak, B.; Žic, T.: *Origin of Coronal Shock Waves Associated with Slow Coronal Mass Ejections*, Astrophysical Journal 718 (2010) 266-278
4. Vršnak, B.; Žic, T.; Falkenberg, T. V.; Möstl, C.; Vennerstrom, S.; Vrbanec, D.: *The Role of Aerodynamic Drag in Propagation of Interplanetary Coronal Mass Ejections*, Astronomy & Astrophysics. 512 (2010), A43, 1-7
5. Temmer, M.; Vršnak, B.; Žic, T.; Veronig, A.M.: *Analytic modeling of the Moreton wave kinematics*, The Astrophysical Journal 702 (2009), 1343-1352.
6. Vršnak, B.; Poletto, G.; Vujić, E.; Vourlidas, A.; Ko, Y.-K.; Raymond, J.; Ciaravella, A.; Žic, T.; Webb, D.; Bemporad, A.; Landini, F.; Schettino, G.; Jacobs, C.; Suess, S.: *Morphology and density structure of post-CME current sheets*, Astronomy & Astrophysics 499 (2009), 905-916

7. Vršnak, B.; Vrbanec, D.; Čalogović, J.; Žic, T.: *The role of aerodynamic drag in dynamics of coronal mass ejections*, Proceedings of the International Astronomical Union 257 (2009), 271-277
8. Žic, T.; Vršnak, B.; Temmer, M.; Jacobs, C.: *Cylindrical and Spherical Pistons as Drivers of MHD Shocks*, Solar Physics 253 (2008), 237-247
9. Vršnak, B.; Žic, T.: *Transit times of interplanetary coronal mass ejections and the solar wind speed*, Astronomy & Astrophysics 472 (2007), 937-943
10. Vršnak, B.; Veronig, A. M.; Thalmann, J. K.; Žic, T.: *Large amplitude oscillatory motion along a solar filament*, Astronomy & Astrophysics 471 (2007), 295-299
11. Vršnak, B.; Sudar, D.; Ruždjak, D.; Žic, T.: *Projection effects in coronal mass ejections*, Astronomy & Astrophysics 469 (2007), 339-346
12. Žic, T.; Vršnak, B.; Skender, M.: *The magnetic flux and self-inductivity of a thick toroidal current*, Journal of Plasma Physics (2007), 73: 741-756

Radovi u postupku objavljivanja

1. Vasanth, V.; Umapathy, S.; Vršnak, B.; Žic, T.: *Investigation on the coronal magnetic field using a type II solar radio burst*, Solar physics (2011)

Konferencije, predavanja, prezentacije i radionice

- 3. – 7. rujna 2012., XIIth Hvar Astrophysical Colloquium, THE SUN AND HELIOSPHERE, Hvar, Croatia: prisustvovao astrofizičkom sastanku kao član lokalnog organizacijskog odbora i suautor izlaganja: „Formation and evolution of large-amplitude waves in the solar corona“.
- 6. – 10. rujna 2010., Xth Hvar Astrophysical Colloquium, THE ACTIVE SUN, Hvar, Croatia: prisustvovao astrofizičkom sastanku kao član lokalnog organizacijskog odbora.
- 21. lipnja – 11. srpnja 2010., L’Observatoire de Paris, Meudon, France: boravio sam na znanstvenom usavršavanju na L’Observatoire de Paris u sklopu SOTERIA projekta gdje sam izučavao primjenu, prilagodbu i upotrebu VAC numeričkog koda, kao i numeričke metode koje se primjenjuju u MHD simulacijama fizikalnih procesa, prvenstveno eruptivnih metastabilnih usukanih magnetskih cijevi. Originalni

VAC kod je razvijen i održavan od strane Gabor Toth-a (<http://www-personal.umich.edu/~gtoth/>) i Rony Keppens-a (https://perswww.kuleuven.be/rony_keppens/).

- 14. – 19. rujna 2009., *SOTERIA event study workshop, Hvar, Croatia*: sudjelovao u radu znanstvene radionice radne grupe WP4 europskog projekta FP7 - SOTERIA.
- 7. – 13. rujna 2009., *IHY-ISWI Regional Meeting, Heliophysical phenomena and Earth's environment, Šibenik, Croatia*: održao prezentaciju naslova: „Coronal Shock Formation in Various Ambient Media“.
- 3. – 5. lipnja 2009., *Karl-Franzens-Universitaet, Graz, Austria, Međunarodna suradnja na zajedničkom SOTERIA FP7 EU projektu*.
- 22. – 26. rujna 2008., *IXth Hvar Astrophysical Colloquium, SOLAR MINIMUM MEETING, Hvar, Croatia*: izlagao i priložio poster naslova: „Formation of Coronal Shocks“.
- 15. – 19. rujna 2008., *International Astronomical Union (IAU) Symposium 257 on „Universal Heliophysical Processes“, Ioannina, Greece*: prisustvovao i održao prezentaciju naslova: „Signatures of reconnection in the post-CME rays“.
- 14. – 28. listopada 2007., *The Center for Space and Plasma and Aeronomic Research, The University of Alabama in Huntsville, Huntsville, USA*: sudjelovao na znanstveno-stručnom usavršavanju vezanom uz osnovna globalna opažanja i teoretska i numerička modeliranja eruptivnih procesa, inicijacije i propagacije, u Sunčevoj atmosferi.
- 5. – 8. listopada 2007., *5. znanstveni sastanak Hrvatskog fizikalnog društva, Primošten, Hrvatska*: prisustvovao i posterom predstavio znanstveni rad. Naslov postera je bio: „Nastanak i širenje MHD udarnih valova u Sunčevoj koroni“.
- 12. – 16. lipnja 2007., *CESRA Workshop on „SOLAR RADIO PHYSICS AND THE FLARE-CME RELATIONSHIP“, Ioannina, Greece*: prezentirao znanstveni poster i održao kratko izlaganje naslova „Cylindrical and spherical pistons as drivers of MHD shocks“ na radionici.
- 24. – 29. rujna 2006., *VIIIth Hvar Astrophysical Colloquium, DYNAMICAL PROCESSES IN THE SOLAR ATMOSPHERE, Hvar, Croatia*: usmeno izlagao prezentaciju naslova: „Torus Instability and Coronal Mass Ejections“.