

UNIVERZITET U BEOGRADU
MATEMATIČKI FAKULTET

Dušan M. Marčeta

**MOGUĆNOSTI I OPTIMIZACIJA
SLETANJA NA JUŽNU HEMISFERU
MARSA**

doktorska disertacija

Beograd, 2015

UNIVERSITY OF BELGRADE
FACULTY OF MATHEMATICS

Dušan M. Marčeta

**POSSIBILITIES AND OPTIMIZATION OF
LANDING ON THE SOUTHERN
HEMISPHERE OF MARS**

Doctoral Dissertation

Belgrade, 2015

Mentor:

prof. dr Stevo Šegan,

vanredni profesor, Univerzitet u Beogradu, Matematički fakultet

Članovi komisije:

prof. dr Boško Rašuo,

redovni profesor, Univerzitet u Beogradu, Mašinski fakultet

dr Zoran Knežević,

dopisni član Srpske akademije nauka i umetnosti

Želim da izrazim zahvalnost akademiku Zoranu Kneževiću, jer je uložio veliki trud kako bi ova teza dobila konačan oblik. Takođe, želim da istaknem da je profesor Boško Rašuo imao ulogu komentora u procesu izrade ove disertacije. Kroz mnogobrojne savete i literaturu koju mi je obezbedio, omogućio mi je da dođem do rezultata kojima sam težio. Na kraju, posebnu zahvalnost dugujem profesoru Stevi Šeganu, koji me je uveo u svet astronomije, a potom svojim znanjem i strpljenjem vodio do ovog cilja.

Ovaj rad posvećujem svom ocu kojem je moje obrazovanje bilo životni prioritet.

MOGUĆNOSTI I OPTIMIZACIJA SLETANJA NA JUŽNU HEMISFERU MARSA

Sažetak

Skoro 40 godina nakon prvog uspešnog sletanja na Mars, istraživanje njegove površine pomoću kosmičkih letelica i dalje predstavlja ogroman naučni i tehnološki izazov. Ovo se pre svega odnosi na Marsove južne visoravni, koje se protežu na velikom delu njegove južne hemisfere, na koje do sada nije izvršeno nijedno uspešno sletanje. Sa druge strane, na severne nizije, koje se prostiru na velikom delu severne hemisfere, do sada je izvršeno 7 uspešnih sletanja. Ova razlika je posledica specifične topografije Marsove površine usled takozvane globalne ili hemisferične dihotomije Marsa, koja predstavlja jedinstvenu karakteristiku u Sunčevom sistemu. Usled razlike u elevacijama površine, letelice koje sleću na južne visoravni imaju na raspolaganju tanji sloj atmosfere koji mogu da iskoriste za disipaciju kinetičke energije. Budući da letelice sa interplanetarnih putanja ulaze u atmosferu Marsa hiperboličkim brzinama, njihova kinetička energija je veoma velika i mogućnost da se ona smanji kroz interakciju sa atmosferom je od odlučujućeg značaja za sletanje na lokacije sa velikom elevacijom.

Osim topografske razlike između severnih nizija i južnih visoravni, postoji i velika razlika u broju udarnih kratera između ovih oblasti, što ukazuje na veliku razliku u starosti. Procenjuje se da su južne visoravni nekoliko milijardi godina starije nego severne nizije, koje su u relativno bliskoj prošlosti bile izložene snažnoj vulkanskoj aktivnosti. Ovako velika razlika u starosti predstavlja motivaciju za istraživanje celokupne površine Marsa u cilju razumevanja njegove složene geološke evolucije. Osim toga, veliki broj otvorenih basena, koji su otkriveni na južnim visoravnima, ukazuju na to da su ove regije u prošlosti mogle biti prekrivene tečnom vodom, što predstavlja jedan od najznačajnijih razloga za istraživanje ovih lokacija.

Osnovni cilj ove disertacije je da se utvrdi da li je moguće izvršiti sletanje na južne visoravni, bez unapređivanja tehnologije koja je do sada korišćena prilikom sletanja na Mars. Budući da je atmosfera Marsa veoma osetljiva na insolaciju, parametri koji utiču na proces sletanja, pre svega gustina i temperatura, imaju veoma velike promene na dnevnoj i godišnjoj skali. U tom smislu, potrebno je precizno modelovati uticaj najvažnijih parametara, kao što su orbitalni položaj Marsa i lokalno pravo Sunčano vreme, kako bi se odredili optimalni uslovi za sletanje. Za ove potrebe razvijen je numerički algoritam za određivanje putanje letelice proizvoljnih aerodinamičkih karakteristika, koja se kreće kroz atmosferu proizvoljnih vertikalnih i horizontalnih profila, pod uticajem proizvoljnog gravitacionog polja. Pomoću ovog algoritma izvršena je simulacija velikog broja putanja na osnovu čega su utvrđene mogućnosti i optimalni parametri za sletanje na lokacije sa velikom elevacijom na visoravnima na južnoj hemisferi.

Ključne reči: Mars, atmosfera, sletanje

Naučna oblast: Astronomija

Uža naučna oblast: Astronomija

UDK broj: 523.42-852:[519.876.5:533.65.015.2(043.3)]

POSSIBILITIES AND OPTIMIZATION OF LANDING ON THE SOUTHERN HEMISPHERE OF MARS

Abstract

Almost 40 years after the first successful landing on Mars, exploration of its surface still presents enormous scientific and technological challenge. This particularly holds for the Mars southern highlands, which cover large part of the southern hemisphere where no successful landings have been achieved up to date. On the other hand, in the northern lowlands, which spans most of the northern hemisphere, there has been 7 successful landings. This difference is consequence of the specific topography of the Martian surface due to so-called global or hemispheric dichotomy, which is a unique characteristic in the Solar system. Due to the difference in the surface elevations, the vehicle trying to land on the southern highlands has thinner layer of the atmosphere that can use for the dissipation of its kinetic energy. Since the vehicles from the interplanetary trajectories enter the Martian atmosphere with hyperbolic velocities, their kinetic energy is extremely large and possibility for its dissipation through the interaction with the atmosphere has crucial importance for the landing on the locations with high elevations.

Beside the differences in topography between northern lowlands and southern highlands, there is also a big difference in the number of impact craters between these two regions. This fact indicates that the southern highlands are several billion years older than the northern lowlands, which were exposed to strong volcanic activity in the relatively recent past. Such huge difference in age is strong motivation to explore the entire surface of Mars in order to understand its complex geological evolution. In addition, large number of open basins discovered in the southern highlands suggests that these regions could contain liquid water in the past, which is one of the most important reasons for exploring these sites.

The main objective of this dissertation is to determine whether it is possible to land on the southern highlands, without advancing the technology which was used for the previous landings on Mars. Since the atmosphere of Mars is extremely dynamic due to high sensitivity to insolation, the parameters influencing the process of landing, especially density and temperature, have extremely large variations on the daily and annual scale. In that sense, it is necessary to accurately model the influence of the most important parameters, such as the orbital position of Mars and local true solar time, in order to determine the optimal conditions for landing. For this purpose, a numerical algorithm for determination of the trajectory of a vehicle with arbitrary aerodynamic characteristics, moving through the atmosphere with arbitrary vertical and horizontal profiles, under the influence of arbitrary gravitational field, has been developed. Using this algorithm, large number of atmospheric trajectories was simulated which enabled determination of the possibilities and optimal conditions for landing on the southern highlands.

Keywords: Mars, atmosphere, landing

Scientific area: Astronomy

Scientific field: Astronomy

UDC number: 523.42-852:[519.876.5:533.65.015.2(043.3)

Sadržaj

1	Uvod	1
1.1	Kratak istorijski pregled istraživanja Marsa	1
1.1.1	Pre-teleskopska era	1
1.1.2	Teleskopska era	2
1.1.3	Kosmička era	4
1.2	Rekapitulacija dosadašnjih sletanja na Mars	7
1.3	Teškoće i ograničenja u istraživanju Marsa kosmičkim letelicama	9
1.4	Ciljevi ovog istraživanja	11
2	Geološka evolucija i topografija Marsa	12
2.1	Kratak pregled evolucionog procesa Marsa	12
2.2	Poreklo globalne dihotomije	16
2.3	Topografija Marsa	19
3	Gravitaciono polje	26
3.1	Potencijal i ubrzanje gravitacionog polja	26
3.2	Gravitaciono polje Marsa	29
4	Atmosfera Marsa	37
4.1	Elementi atmosferske fizike	37
4.2	Evolucija Marsove atmosfere	41
4.3	Današnja atmosfera Marsa	45
4.3.1	Vertikalna struktura atmosfere Marsa	47
4.3.2	Opšta cirkulacija atmosfere Marsa	48
4.3.3	CO_2 ciklus	51
4.4	Modeli Marsove atmosfere	52
4.4.1	Modeli opšte cirkulacije Marsove atmosfere	53
4.4.2	Atmosferski modeli mezo razmera	54
4.4.3	Modelovanje gornjih slojeva atmosfere	55
4.4.4	Model Marsove atmosfere Mars-GRAM	56
4.5	Varijabilnost atmosferskih parametara	57

4.5.1	Sezonske varijacije	58
4.5.2	Dnevne varijacije	61
5	Aerodinamičke karakteristike letelica	64
5.1	Parametri normalnog udarnog talasa	65
5.2	Dinamika gasova na visokim temperaturama	68
5.3	Režimi strujanja	72
5.3.1	Slobodno-molekularni, prelazni i kontinualni režim	73
5.3.2	Zamrznuti, neravnotežni i ravnotežni režim	76
5.4	Aerodinamičke karakteristike letelica u Marsovoj atmosferi	77
5.4.1	Njutnova teorija	78
5.4.2	Numeričke simulacije	85
5.4.3	Aerodinamičke karakteristike padobrana	86
6	Određivanje atmosfere putanje letelice	89
6.1	Interplanetarna putanja	89
6.2	Ulazak u atmosferu, spuštanje i sletanje na površinu Marsa	91
6.3	Putanja letelice kroz planetsku atmosferu	92
6.4	Pasivni balistički ulazak i spuštanje	102
6.5	Analitičko rešenje jednačina kretanja	104
6.5.1	Vertikalni ulazak u atmosferu	105
6.5.2	Ulazak u atmosferu pod proizvoljnim uglom	111
6.6	Ulazni koridor	117
7	Analiza i rezultati	122
7.1	Simulacija atmosferskih putanja	122
7.2	Pojednostavljene jednačine kretanja	123
7.3	Uslovi prilikom otvaranja padobrana	125
7.4	Uticao sezonskih varijacija atmosferskih parametara na putanju letelice	127
7.4.1	Visina otvaranja padobrana	130
7.4.2	Vreme spuštavanja	140
7.4.3	Pristupačne lokacije sletanja	142

7.4.4	Uticaј početnih uslova i njihova optimizacija	145
7.5	Uticaј dnevnih varijacija atmosferskih parametara	152
7.6	Precizno određivanje putanje letelice kroz atmosferu Marsa	158
7.6.1	Algoritam za određivanje putanje letelice	159
7.6.2	Uticaј rotacije Marsa i azimutskog ugla	165
7.6.3	Uticaј promene latitude	166
8	Zaključak i planovi za budući rad	168
	Literatura	170
	Biografija autora	177

1 Uvod

Skoro 40 godina nakon prvog uspešnog sletanja na Mars koje je izvela letelica Viking 1, istraživanje ove planete kosmičkim letelicama i dalje predstavlja ogroman izazov. Od 15 misija koje su dizajnirane da slete na površnu Marsa, samo 7 je bilo uspešno, dok su ostale doživele neuspeh zbog različitih uzroka, od koji su mnogi ostali neotkriveni. Ipak, da bi istraživanje Marsa kosmičkim letelicama bilo moguće, bilo je neophodno dostići naučni i tehnološki nivo koji je građen kroz celu istoriju čovečanstva. Tokom čitavog ovog perioda, Mars je zauzimao posebno mesto u ljudskoj znatiželji, a to mesto zauzima i danas.

1.1 Kratak istorijski pregled istraživanja Marsa

Kroz čitavu istoriju, astronomi su pratili kretanje Marsa po nebeskoj sferi, a njegova narandžasto-crvena boja ih je inspirisala da ga nazivaju po ratu ili bogovima rata. Ako kao kriterijum za razlikovanje faza u istraživanju Marsa koristimo stanje naučne teorije i prakse u istoriji nauke, onda se to istraživanje može podeliti u tri faze: Pre-teleskopsku eru, teleskopsku eru¹ i kosmičku eru².

1.1.1 Pre-teleskopska era

Drevni astronomi uočili su da je siderički period Marsa oko 687 dana jer je nakon tog perioda uvek dolazio u isti položaj na nebeskoj sferi u odnosu na zvezde. Druga stvar koju su uočili je da Mars opisuje neobične petlje po nebeskoj sferi usled povremenog retrogradnog kretanja od istoka ka zapadu.

Najznačajniji naučni rezultat koji je proistekao iz posmatranja Marsa, pre pronalaska teleskopa, su Keplerovi³ zakoni o kretanju planeta. Zahvaljujući veoma preciznim posmatranjima koja je izvršio Tiho Brahe⁴ krajem 16. veka i relativno velikoj ekscentričnosti Marsove orbite, Kepler je bio u mogućnosti da zaključi da su planetske

¹Iako su prvi poznati funkcionalni teleskopi zabeleženi u Holandiji 1608. godine, početkom teleskopske ere se smatra 1609. godina kada je Galileo Galilej (Galileo Galilei, 1564-1642) izvršio prva posmatranja nebeskih tela pomoću teleskopa.

²Kosmička era je počela 4. oktobra 1957. godine lansiranjem satelita Sputnik 1 u Zemljinu orbitu.

³Johannes Kepler, 1571-1630.

⁴Tycho Brahe, 1546-1601.

putanje eliptičnog oblika, što je 1609. godine i objavio u svom delu *Astronomia Nova*.

Dakle, posmatranja Marsa kroz jedan veoma dug istorijski period su u velikoj meri omogućila otkrića koja se nisu odnosila samo na Mars, već na ceo Sunčev sistem i sveukupno čovekovo poimanje kosmosa.

1.1.2 Teleskopska era

Počevši od 1609. godine i upotrebe teleskopa u astronomskim posmatranjima, saznanja o Marsu su značajno obogaćena. Prva poznata teleskopska posmatranja Marsa je izvršio Galileo Galilej 1610. godine. Iako nije mogao da uoči detalje na površini Marsa, uočio je da Mars menja faze. Prvu mapu Marsa, zasnovanu na albedu njegove površine, napravio je Kristijan Hajgens⁵ 1659. godine. Ova mapa je prikazana na Slici 1.1.



Slika 1.1: Prva mapa Marsa koju je napravio Kristijan Hajgens

Na ovoj mapi je uočljiva tamna oblast koja najverovatnije odgovara regiji koja se naziva Sirtis Major (Syrtis Major). Zahvaljujući ovoj strukturi, Hajgens je uočio da period rotacije Marsa iznosi oko 24h. Tokom Marsove opozicije, 1666. godine, Đovani Kasini⁶ je odredio da period rotacije Marsa iznosi 24h 40m što se odlično slaže sa danas prihvaćenom vrednošću. Kasini je iste godine uočio i polarne kape.

Vilijam Heršel⁷ je na osnovu posmatranja Marsa od 1777. do 1783. godine zaključio da je njegova osa rotacije nagnuta oko 28° u odnosu na normalu na ravan njegove orbite što je oko 3° više u odnosu na stvarnu vrednost. Ovo otkriće je vodilo

⁵Christiaan Huygens, 1629-1695.

⁶Giovanni Domenico Cassini, 1625-1712.

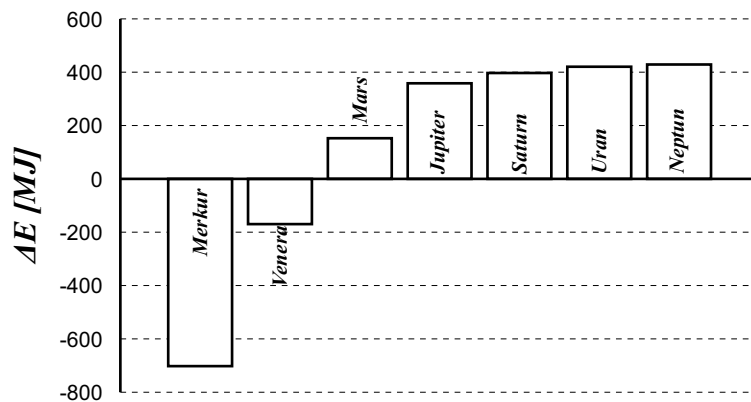
⁷Frederick William Herschel, 1738-1822.

pomoću letelica u Marsovoj orbiti. Takođe, radarska posmatranja sa Zemlje su omogućila određivanje hrapavosti površine Marsa što je bilo od velikog značaja za određivanje bezbednih lokacija za sletanje.

Iako danas oko Marsa orbitira 5 operativnih letelica, dok su na njegovoj površini operativna 2 aparata, usled orbita i lokacija na koje su ograničeni, instrumenata koji ne pokrivaju određene delove spektra, energetske ograničenja, itd, posmatranja sa Zemlje i iz Zemljine orbite i dalje imaju značajnu ulogu u istraživanju Marsa.

1.1.3 Kosmička era

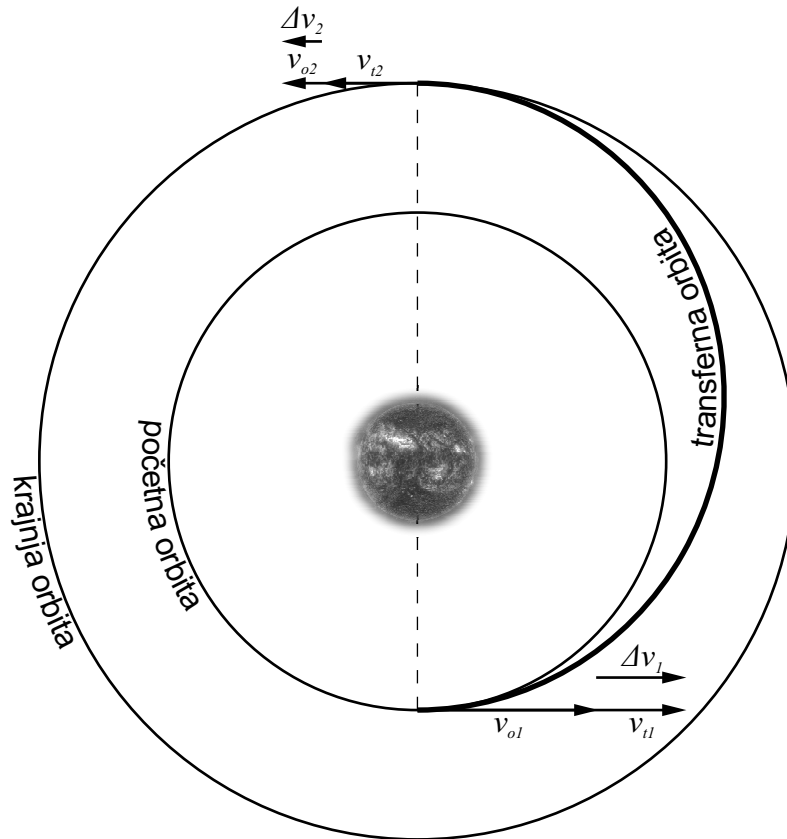
Iako je razlika velikih poluosa orbita Zemlje i Marsa veća od razlike velikih poluosa orbita Zemlje i Venere, posmatrano sa aspekta energetskog bilansa interplanetarnog leta, Mars predstavlja nama najbližu planetu. Kao što je prikazano na Slici 1.3, specifična orbitalna energija Marsa, $-\frac{\mu}{2a}$, gde je μ gravitacioni parametar Sunca i a velika poluosa heliocentrične orbite, najmanje se razlikuje od specifične orbitalne energije Zemlje.



Slika 1.3: Razlike specifičnih orbitalnih energija planeta i specifične orbitalne energije Zemlje

Ova činjenica praktično znači da je za objekat koji se nalazi na Zemljinoj heliocentričnoj orbiti potrebno manje energije da se postavi na orbitu Marsa nego na orbitu bilo koje druge planete. U opštem slučaju interplanetarni transfer predstavlja kompleksan proces sastavljen od niza manevara koji su neophodni da bi se letelica dovela u odgovarajući položaj sa odgovarajućom brzinom u odnosu na

ciljnu planetu. Međutim, osnovni mehanizam interplanetarnog transfera može biti objašnjen razmatranjem takozvanog Homanovog transfera (Hohmann 1960) između kružnih koplanarnih orbita, ne uzimajući u obzir gravitaciona polja planeta, već samo gravitaciono dejstvo Sunca. Ovaj transfer predstavlja optimalni transfer koji podrazumeva najmanju promenu brzine letelice što omogućuje minimalnu potrošnju goriva.



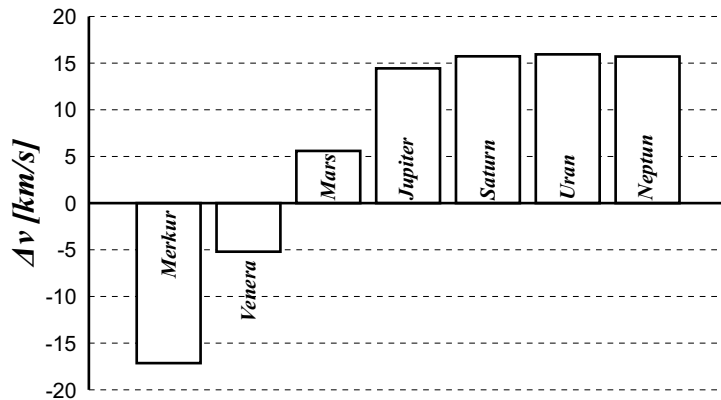
Slika 1.4: Homanov interplanetarni transfer

Kao što je prikazano na Slici 1.4, idealan Homanov transfer se sastoji iz dva impulsa koji dovode do trenutne promene brzine letelice u perihelu i afelu transferne orbite. Na ovaj način se letelica sa heliocentrične orbite početne planete dovodi na heliocentričnu orbitu ciljne planete. Ukupna promena brzine koja je neophodna za ovaj transfer je¹¹ (Kemble 2006)

¹¹Kod Homanovog transfera je očigledan takozvani orbitalni paradoks gde je za transfer ka spoljnoj planeti potrebno dva puta ubrzati letelicu da bi se ona u krajnjoj instanci kretala sporije nego pre početka manevra. Simetrična situacija je i za transfer ka unutrašnjoj planeti gde je potrebno dva puta usporiti letelicu da bi se ona na kraju kretala brže nego na početku.

$$\Delta v = \Delta v_1 + \Delta v_2 = \left(\sqrt{2\mu \left(\frac{1}{r_{01}} - \frac{1}{2a} \right)} - \sqrt{\frac{\mu}{r_{01}}} \right) + \left(\sqrt{\frac{\mu}{r_{02}}} - \sqrt{2\mu \left(\frac{1}{r_{02}} - \frac{1}{2a} \right)} \right) \quad (1.1)$$

Ukupna promena brzine prema Jednačini (1.1) za sve planete Sunčevog sistema je prikazana na Slici 1.5.



Slika 1.5: Ukupna promena brzine za Homanov transfer sa Zemlje

Na prethodnoj slici se vidi da je za Homanov transfer do Marsa potrebna nešto veća ukupna promena brzine nego za transfer do Venere ali pošto se drugi impuls obavlja pri znatno manjoj brzini nego za slučaj Venere, ukupna potrebna energija za izvođenje ovog transfera je manja nego za transfer do Venere, kao što je i prikazano na Slici 1.3.

Uzimajući u obzir da je interplanetarni transfer do Marsa lakše izvesti nego do bilo koje druge planete, a takođe i zbog naučnog značaja istraživanja Marsa, koji je u prethodnim decenijama imao veoma izražen astrobiološki aspekt, upravo je Mars bio najčešće posećivano telo Sunčevog sistema kosmičkim letelicama od početka kosmičke ere. Počevši od 10. oktobra 1960. godine kada je lansiran Marsnik 1, pokušano je izvođenje 51 misije na Mars različitog tipa (National Space Science Data Center - NSSDC). Pregled ovih misija je dat u Tabeli 1.

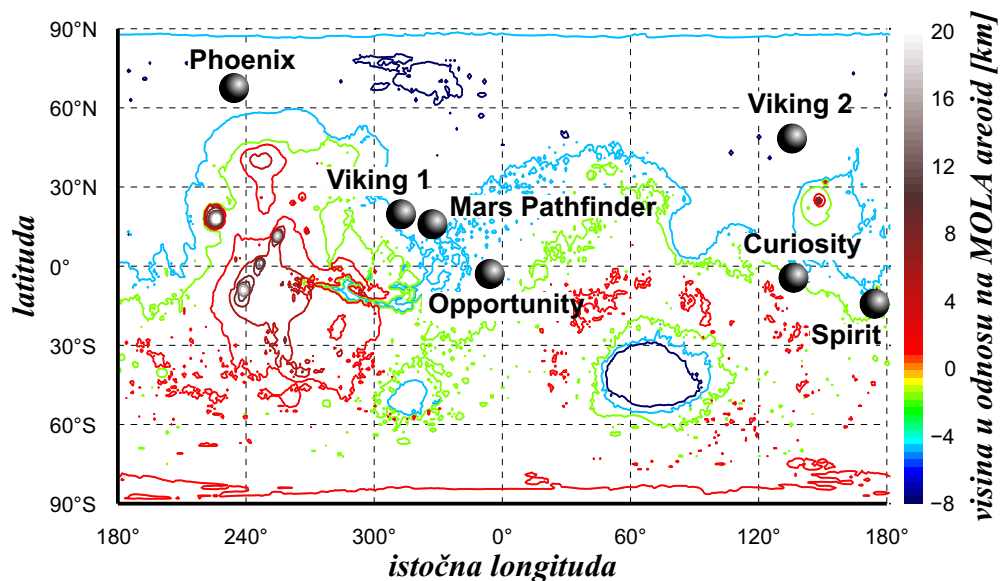
Tabela 1.1: Pregled dosadašnjih misija na Mars

Cilj misije	Ukupan broj misija	Broj uspešnih misija ¹²
Prolaz u blizini Marsa	9	4
Ulazak u orbitu oko Marsa	24	11
Sletanje na površinu Marsa	18 ¹³	7

Iz Tabele 1 se vidi da od 51 misije na Mars, samo 22 su bile uspešne. Među njima, od 15 misija koje su bile predviđene za sletanje na površinu Marsa, samo 7 je uspelo uspešno da izvrši sletanje i nastavi predviđeni program. Iako je veliki broj misija na Mars doživeo neuspeh, rezultati koje su postigle uspešne misije su od neprocenjivog naučnog značaja. Među najznačajnija dostignuća svakako spadaju precizno određivanje karakteristika Marsove atmosfere i klime kao i mapiranje Marsove površine i gravitacionog polja sa izuzetno visokom rezolucijom.

1.2 Rekapitulacija dosadašnjih sletanja na Mars

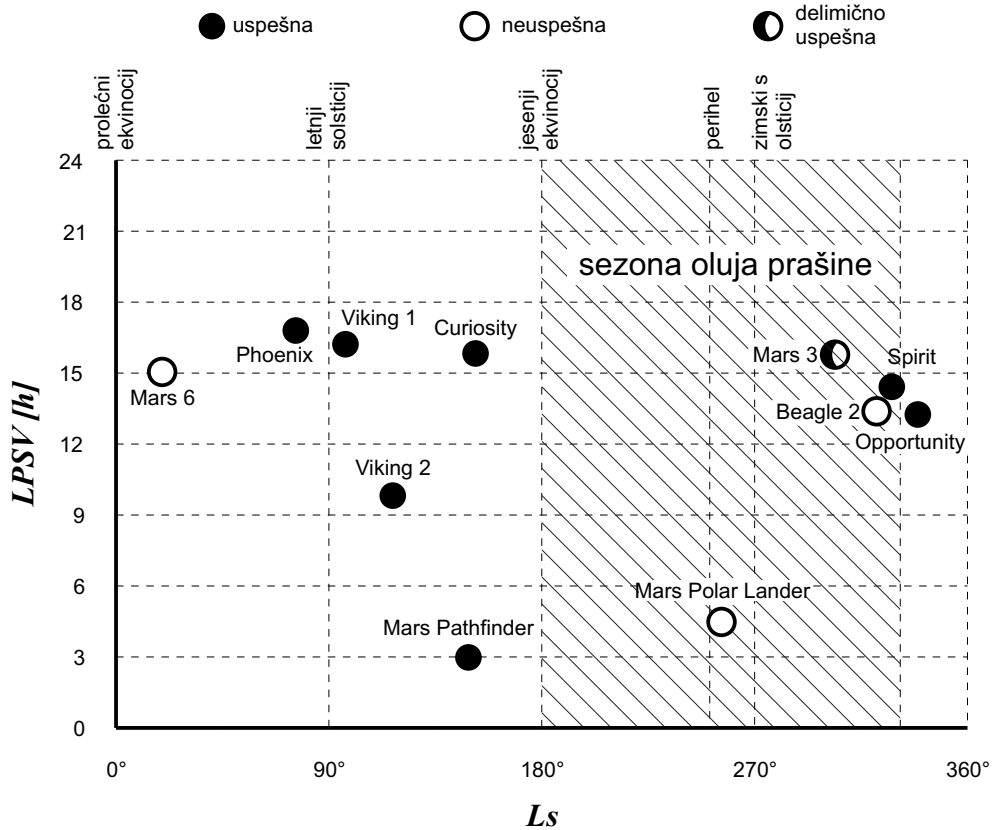
Prvo meko sletanje na Mars, i ujedno prvo meko sletanje na površinu neke druge planete, izvršeno je 2. decembra 1971. godine pomoću sovjetske letelice Mars 3. Nažalost, samo 20 sekundi nakon sletanja, instrumenti su prestali da funkcionišu i kontakt sa letelicom je izgubljen. Razlog nikada nije utvrđen, a najverovatniji uzrok je snažna peščana oluja koja je bila aktivna na lokaciji sletanja, čije su koordinate bile 45°S, 202°E. Prvo potpuno uspešno sletanje na površinu Marsa, izvršeno je skoro 5 godina kasnije, 20. jula 1976. godine, pomoću letelice Viking 1. Od tada do danas, ukupno je izvršeno 7 uspešnih sletanja. Lokacije ovih sletanja na topografskoj mapi (Smith et al. 1999) su prikazane na Slici 1.6.



Slika 1.6: Lokacije dosadašnjih sletanja na Mars

Sa prethodne slike se može videti da, izuzev letelice Mars 3 koja je ostvarila samo delimičan uspeh, sva uspešna sletanja su izvršena u niskim oblastima na severnoj hemisferi i u ekvatorskoj oblasti. Ove lokacije sletanja nisu izabrane slučajno, niti je primarni parametar za njihovo određivanje bio potencijani naučni benefit koje određene lokacije pružaju. Osnovni parametar na osnovu koga su određivane lokacije sletanja za sve prethodne misije je “nadmorska” visina, odnosno visina u odnosu na neku referentnu površ koja će biti definisana u Poglavlju 3. Posledica ovog ograničenja je očigledna sa Slike 1.6 jer nijedno uspešno sletanje do sada nije izvršeno na južnim visoravnima.

Iako su sva prethodna uspešna sletanja imala zajedničku karakteristiku da su ostvarena u niskim oblastima, sa druge strane, ona su izvođena pod veoma različitim atmosferskim uslovima. Na Slici 1.7 su prikazane sezone i lokalna prava Sunčana vremena (LPSV) za 11 od dosadašnjih 15 misija koje su pokušale sletanje na površinu Marsa.



Slika 1.7: Sezone i LPSV za 11 prethodnih sletanja na Mars

Na prethodnoj slici je uočljivo da su dosadašnja sletanja na Mars izvođena za vreme svih godišnjih doba. Sa druge strane, skoro svi pokušaji su izvedeni tokom obdanice, pretežno u popodnevним časovima. Ovo je posledica tehnike izvođenja sletanja koja zahteva odgovarajuću vidljivost.

Iako je veliki broj misija na Mars doživeo neuspeh, znanja i iskustva koja su stečena u prethodnih skoro pola veka su od neprocenjivog značaja za sve ambicioznije poduhvate koji se očekuju u narednim decenijama.

1.3 Teškoće i ograničenja u istraživanju Marsa kosmičkim letelicama

Koliko veliki problem predstavlja sletanje na Mars, a pogotovo na lokacije sa velikim “nadmorskim” visinama, najbolje ilustruje činjenica da Evropska svemirska agencija (ESA) u kooperaciji sa Ruskom federalnom svemirskom agencijom (Roscosmos) za 2016. godinu, 40 godina nakon prvog uspešnog sletanja na Mars, priprema mis-

iju pod nazivom **Entry, Descent and Landing Demonstrator Module (EDM)**¹⁴ koja ima za cilj da ispita i demonstrira ključne tehnologije za sletanje na površinu Marsa. Važno je napomenuti da se ne radi o kvalitativnom tehnološkom napretku u odnosu na prethodne misije na Mars, već se misija u potpunosti oslanja na tehnologiju koja je poznata pod nazivom “Vikingovo nasleđe”, dobijenom po letelicama Viking 1 i Viking 2 koje su 1976. godine izvršile prva uspešna sletanja na Mars. Ovo predstavlja naizgled apsurdnu situaciju, jer se četiri decenije nakon sletanja Vikinga i još pet uspešnih sletanja pomoću letelica koje su bile bazirane na istoj tehnologiji, na Mars šalje letelica mase 600 kg koja nema skoro nikakve naučne ciljeve¹⁵. Ipak, ova situacija zapravo nije nimalo apsurdna i posledica je nedostatka egzaktnih znanja o procesima koji se dešavaju prilikom leta visokim nadzvučnim brzinama kroz atmosferu Marsa, usled nemogućnosti da se taj proces u punoj meri simulira u instalacijama na Zemlji. Ova znanja su neophodna, ne samo za unapređivanje tehnologija u cilju podizanja kapaciteta za istraživanje Marsa, već i za nastavak istraživanja baziranih na već postojećim tehnologijama.

Razlozi zbog kojih sletanje na Mars i nakon 15 pokušaja predstavlja toliko veliki tehnološki izazov su pre svega posledica činjenice da je Marsova atmosfera dovoljno gusta i debela da uzrokuje značajno zagrevanje letelice koja u nju ulazi hiperboličkom brzinom, a sa druge strane nije dovoljno gusta i debela da letelicu uspori dovoljno da se izvrši bezbedno sletanje. Njena gustina pri površini je oko 100 puta manja nego gustina atmosfere pri površini Zemlje. Rezultat ove činjenice je da letelice koje ulaze u atmosferu Marsa počinju značajnije da usporavaju, usled otpora atmosfere, na mnogo manjim visinama nego što je to slučaj prilikom sletanja na Zemlju. Zbog ovoga je visina atmosferskog sloja kroz koji letelica prolazi od ključnog značaja za uspešno sletanje i glavni razlog zbog kojeg je svih sedam uspešnih sletanja do sada izvršeno u niskim oblastima na severnoj hemisferi i u ekvatorskoj oblasti. Sa druge strane, oblasti na južnoj hemisferi koja je usled globalne dihotomije Marsa prekrivena uglavnom visoravnima, ostale su van domašaja dosadašnjih misija.

¹⁴Ova misija je takođe poznata i pod nazivom “Skjapareli” i deo je misije ExoMars koja uključuje i jedan orbiter.

¹⁵Pored osnovnog zadatka da demonstrira tehnologije za sletanje na Mars, EDM će imati izuzetno ograničen naučni karakter jer je predviđeno da radi samo 2 do 8 Marsovih dana (solova) nakon sletanja.

1.4 Ciljevi ovog istraživanja

Imajući u vidu, pre svega, ekstremno velike varijacije parametara Marsove atmosfere i značajno veći topografski opseg nego na Zemlji, ovo istraživanje ima dva osnovna cilja. Prvi cilj je da se ispituju mogućnosti za sletanje na južne Marsove visoravni gde do sada nijedna letelica nije uspjela da sleti i u potpunosti ispuni svoju misiju. Drugi cilj je da se odrede optimalni parametri ulaska u atmosferu kako bi se izvršilo bezbedno sletanje na ove lokacije. Za ovu svrhu je razvijen algoritam koji određuje putanju letelice proizvoljnih aerodinamičkih karakteristika, koji se kreće pod dejstvom proizvoljnog gravitacionog polja, kroz atmosferu sa proizvoljnim horizontalnim i vertikalnim profilima. Osim za svrhu istraživanja koje je predstavljeno u ovoj disertaciji, ovaj algoritam, koji je isprogramiran u programskom paketu MATLAB, može da ima i druge namene poput određivanja balističkih trajektorija u različitim situacijama od naučnog i tehnološkog značaja, a takođe može da posluži i kao osnova za razvoj algoritma za ispitivanje putanja meteora kroz Zemljinu atmosferu i fizičkih i hemijskih procesa koji se tom prilikom dešavaju.

Najvažnije ograničenje u ovom istraživanju je osnovna i suštinska pretpostavka da se sletanje vrši uz korišćenje samo one tehnologije koja je do sada korišćena za sletanje na Mars uz eventualna, isključivo kvantitativna, unapređenja. Ovo se pre svega odnosi na minimalno pomeranje granice za otvaranje padobrana ka većem Mahovom broju i dinamičkom pritisku nego što je do sada bio slučaj prilikom sletanja na Mars ali pod uslovom da ti parametri ostanu u granicama za koje je u laboratorijskim testovima potvrđena pouzdanost sistema.

2 Geološka evolucija i topografija Marsa

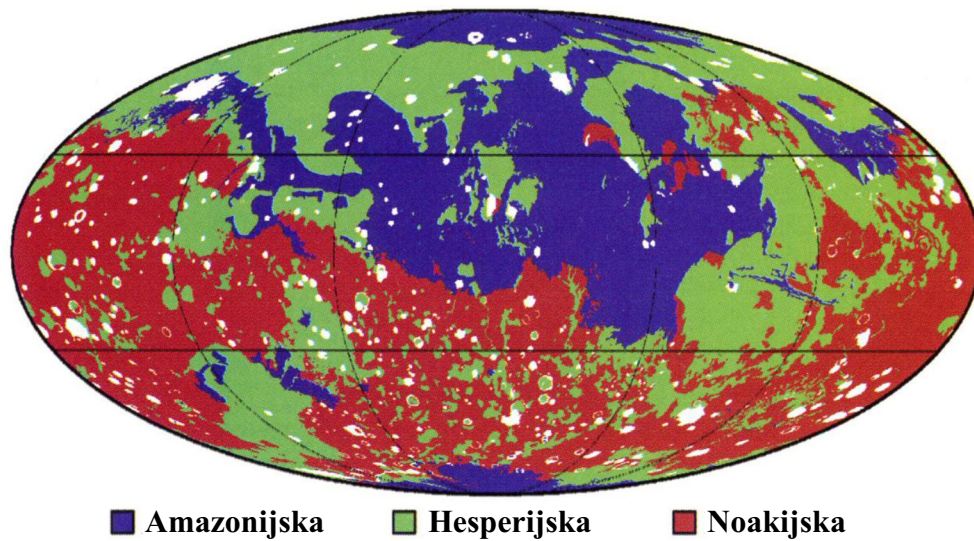
Topografija Marsa je znatno drugačija od ostalih planeta Zemljinog tipa, pre svega zbog prisustva globalne ili hemisferične dihotomije koja predstavlja jedinstvenu karakteristiku u Sunčevom sistemu. Budući da globalna dihotomija, kako je već naglašeno u poglavlju 1.4, ima presudan uticaj na mogućnosti za sletanje na južnu hemisferu Marsa, njoj će biti posvećena posebna pažnja.

2.1 Kratak pregled evolucionog procesa Marsa

Prema vladajućim shvatanjima evolucija Marsa se odvijala znatno drugačije od ostalih planeta Zemljinog tipa, naročito u početnoj fazi. Mars se akumulirao i defrencirao u koru, omotač i jezgro veoma brzo, za svega nekoliko desetina miliona godina. Radiometrijskim datiranjem 16 do sada pronađenih meteorita, za koje se pretpostavlja da potiču sa Marsa, utvrđeno je da je kora formirana već u prvih 30 miliona godina evolucije (Lee & Halliday 1997; Nyquist et al. 2001).

Na osnovu široko prihvaćene stratigrafske podele površine Marsa (Scott & Carr 1978) i gustine udarnih kratera, Marsova evolucija se može podeliti u tri epohe, Noakijsku, Hesperijsku i Amazonijsku koje su imena dobile po regionima na Marsu koji su najreprezentativniji predstavnici ovih epoha¹⁶. Delovi površine Marsa koji pripadaju pomenutim epohama su prikazani na Slici 2.1 (Solomon et al. 2005).

¹⁶Ovi regioni su Noakis tera (Noachis Terra), Hesperia Planum i Amazonis Planitia.



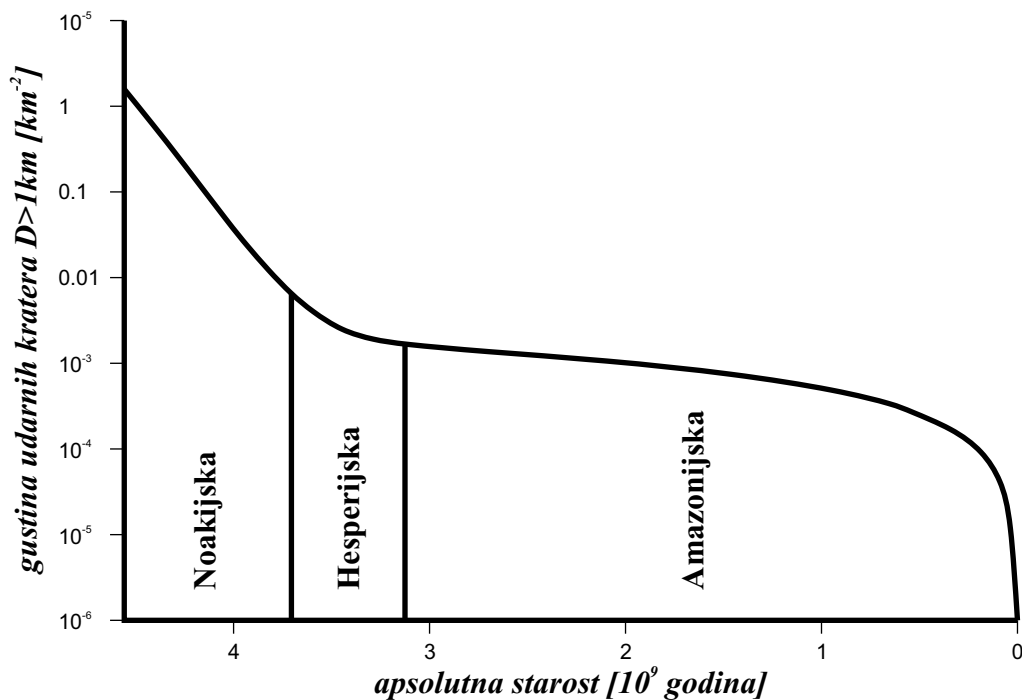
Slika 2.1: Stratigrafijska podela površine Marsa (Solomon et al. 2005)

Na prethodnoj slici je uočljivo da se najstarije oblasti na Marsu, koje pripadaju Noakijskoj epohi, nalaze pretežno na njegovoj južnoj hemisferi, dok je severna hemisfera prekrivena uglavnom oblastima iz Hesperijske i Amazonijske epohe.

Apsolutna starost regija koje pripadaju pomenutim epohama je određena na osnovu detaljne analize udarnih kratera na Marsu i meteorita sa Marsa (Hartman & Neukum 2001). Jedan od modela zavisnosti površinske gustine udarnih kratera prečnika većeg od 1km od starosti površine na Marsu dat je sledećom jednačinom (Neukum 2008)

$$N(1km) = 2.68 \cdot 10^{-14} (e^{6.93t} - 1) + 4.131 \cdot 10^{-4}t$$

gde je N broj kratera prečnika većeg od 1 km po km^2 , a t apsolutna starost u milijardama godina. Ova funkcija, kao i podela Marsove evolucije na epohe prikazana je na Slici 2.2.



Slika 2.2: Gustina kratera u zavisnosti od starosti površine

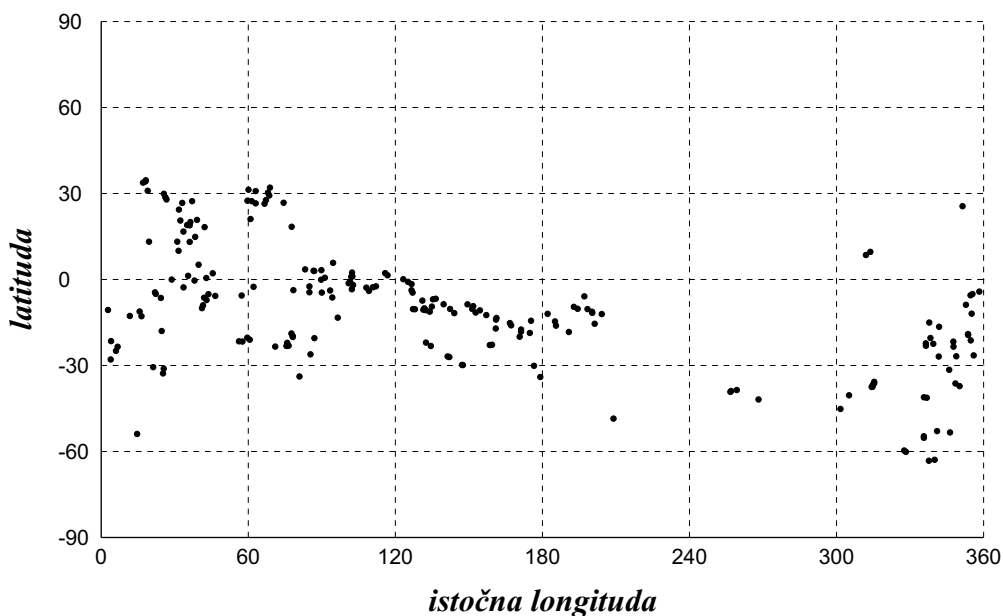
Uzimajući u obzir da je najveći deo južne hemisfere prekriven oblastima iz Noakijskog perioda, ta epoha je od posebnog značaja za ovo istraživanje. Najuočljivije strukture na Noakijskim oblastima su površine veoma gusto prekrivene udarnim kraterima na kojima su veoma uočljivi erozivni otisci. Gustina vidljivih kratera koji su veći od 100 km u prečniku je oko $2 \cdot 10^{-6} \text{ km}^{-2}$, što odgovara broju od 300 takvih kratera na celoj planeti (Strom et al. 1992).

Najveći deo vulkanske aktivnosti u Noakijskoj epohi se odvijao u oblasti Tharsis (Tharsis) gde se vulkanski sediment, prečnika oko 5000 km i visine oko 9 km, najvećim delom akumulirao do kraja ove epohe (Phillips et al. 2001). Ova oblast, pored globalne dihotomije, predstavlja najveću geološku strukturu na Marsu. Njeno formiranje je deformisalo litosferu na globalnom nivou čime je formirano udubljenje (korito) oko ovog uzvišenja, antipodalno uzvišenje i značajne gravitacione anomalije. Da bi se ova oblast formirala, akumulirano je oko $3 \cdot 10^8 \text{ km}^3$ vulkanskog materijala što odgovara globalnom sloju debljine 2 km (Carr & Head 2010).

Noakijske oblasti su bile znatno više izložene fluvijalnim i eolskim erozivnim procesima. Dok su hesperijski krateri prečnika nekoliko kilometara veoma dobro

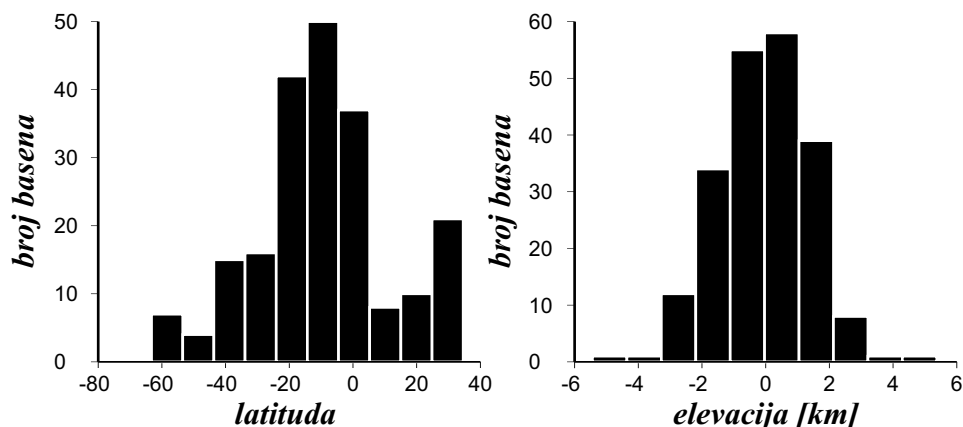
očuvani, noakijski krateri prečnika nekoliko stotina kilometara uglavnom imaju veoma erodirane obode i delimično ispunjene unutrašnjosti. Ovo je posledica činjenice da su stope erozije u Noakijskoj epohi bile 2 do 5 puta veće nego u Hesperijskoj epohi (Golombek & Bridges 2000; Golombek et al. 2006) ali i dalje značajno ispod erozivnih stopa na Zemlji.

Veliki deo noakijskog terena je ispresecan mrežom dolina od kojih se većina završava u lokalnim nizijama. Mnoge nizije, poput kratera, imaju ulazne i izlazne doline što ukazuje na to da su ove nizije nekada bile vodene površine. Do sada je mapirano 210 otvorenih basena (Fassett & Head 2008), od kojih su neki veličine Bajkalskog i Kaspijskog jezera. Lokacije ovih basena su prikazane na Slici 2.3.



Slika 2.3: Lokacije otvorenih basena

Sa prethodne slike se vidi da se veći deo ovih basena nalazi na južnoj hemisferi a mnogi od njih se nalaze na veoma visokim elevacijama (videti Sliku 2.8), čak i do 5000 m, kao što je prikazano na Slici 2.4.



Slika 2.4: Raspodela otvorenih basena po latitudi i elevaciji

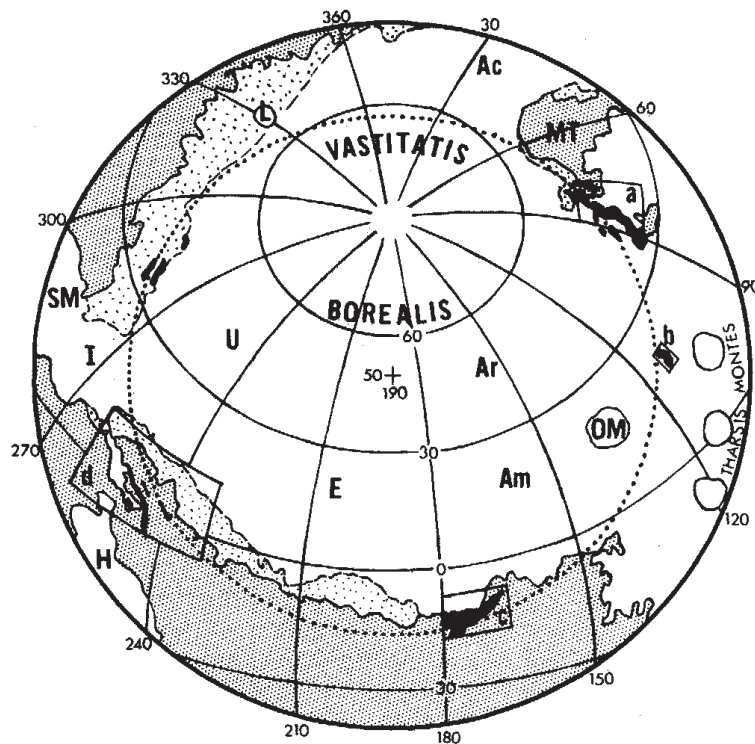
Raspodela otvorenih basena koja je prikazana na prethodnoj slici predstavlja samo jednu od činjenica koje ukazuju na značaj istraživanja mogućnosti za sletanje na lokacije se velikom elevacijom.

2.2 Poreklo globalne dihotomije

Najuočljivija struktura na površini Marsa, jedina koja ima globalni karakter i verovatno najstarija, je tzv. globalna dihotomija (McGill & Squyres 1991; Nimmo & Tanaka 2005; Carr 2006) koja se odražava u razlikama u elevaciji, debljini kore i broju udarnih kratera. Ova karakteristika Marsa je prvi put identifikovana pomoću letelice Mariner 9. Globalnom dihotomijom Mars je praktično podeljan na dve veoma različite hemisfere, južnu koja ima pozitivnu elevaciju, debelu koru i veoma veliki broj udarnih kratera i severnu, koja ima negativnu elevaciju, tanku koru i veoma mali broj udarnih kratera. Kao što je već rečeno, ogromna razlika u broju udarnih kratera ukazuje na veliku razliku u starosti između ova dva dela Marsove površine. Međutim, postoje dokazi da se na severnoj hemisferi ispod tankog sloja materijala poreklom od skorije vulkanske aktivnosti, nalazi veoma stara površina sa veoma velikim brojem kratera koji odgovara starosti površine na južnoj hemisferi (Frey et al. 2002). Ovo je dokaz da je globalna dihotomija nastala u veoma ranoj fazi evolucije Marsa i da predstavlja jednu od njegovih najstarijih karakteristika.

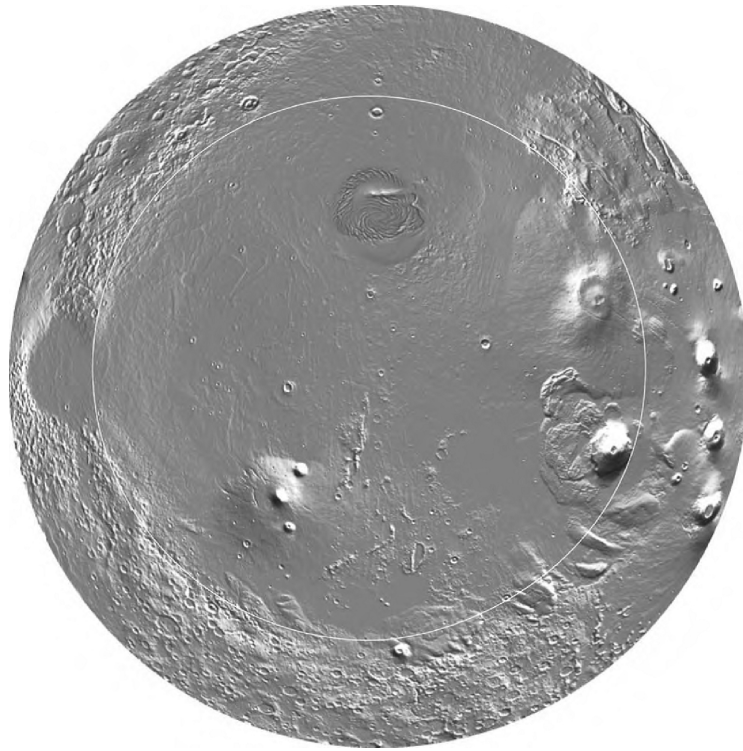
Način na koji je došlo do formiranja globalne dihotomije je nepoznat. Postoji više pretpostavki koje su potpuno različite po svojoj prirodi. Jedna od mogućnosti je

da je dihotomija egzogenog porekla i da je formirana pomoću jednog ili više snažnih udara. Postoje pretpostavke, po analogiji sa Aitken basenom na južnom Mesečevom polu, da je globalna dihotomija nastala usled velikog udara koji je formirao krater prečnika 7700 km (Wilhelms & Squyres 1984). Na Slici 2.5 je prikazana polarna stereografska projekcija dela Marsa centrirana u koordinatama 50°N, 190°E, što predstavlja centar Borealis basena za koji se pretpostavlja da je nastao prilikom ovog udara. Isprekidana linija predstavlja obod basena.



Slika 2.5: Snažan udar kao moguće poreklo globalne dihotomije (Wilhelms & Squyres, 1984)

Na Slici 2.6 je prikazana još jedna kružna aproksimacija dihotomijske granice čiji je centar malo pomeren u odnosu na prvobitnu pretpostavku i nalazi se u koordinatama 55°N, 170°E (Carr 2006).



Slika 2.6: Snažan udar kao moguće poreklo globalne dihotomije (Carr 2006)

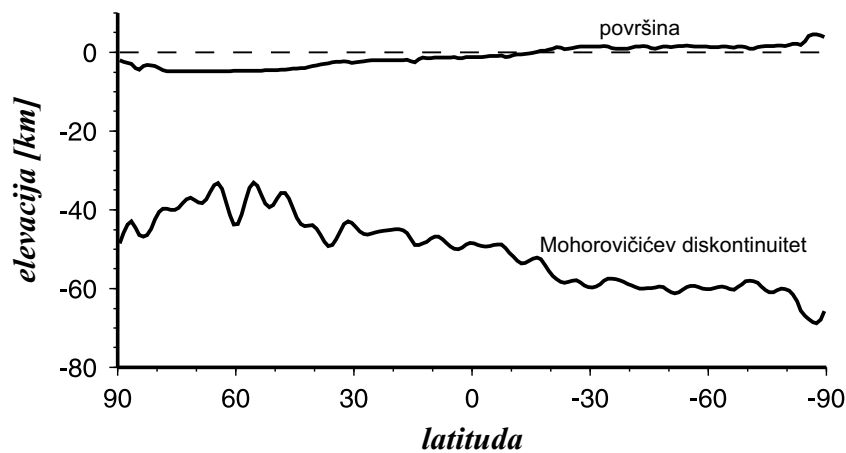
Na prethodnoj slici se vidi da kružna aproksimacija dobro prati granicu između severnih nizija i južnih visoravni osim na gornjem delu slike gde dolazi do devijacije u regionu Krajsi (Chryse) basena za koji se takođe pretpostavlja da je udarni basen (Frey & Schultz, 1988) i na levoj strani gde se nalazi Isidis basen. Takođe granica se ne može pratiti kroz oblast Tarsis koja se nalazi na desnoj strani slike jer je ova oblast prekrivena kasnijom intenzivnom vulkanskom aktivnošću.

Novija istraživanja (Andrews-Hanna et al. 2008) ukazuju na to da se dihotomijska granica celom svojom dužinom može veoma dobro aproksimirati elipsom veličine $10600\text{ km} \times 8500\text{ km}$ sa centrom u tački sa koordinatama 67°N , 208°E . Ovo takođe ukazuje na to da je poreklo dihotomije snažan udar najverovatnije pod uglom od 30° do 60° (Marinova et al. 2008).

Sa druge strane mnogi autori su skeptični prema tvrdnji o egzogenom poreklu dihotomije i zagovaraju tvrdnju da je ona endogenog porekla. Osnovni razlog sumnji u udarno poreklo dihotomije je nedovoljno tanka kora na severnoj hemisferi u odnosu na koru ispod Helas (Hellas) i Isidis basena (Neumann et al. 2004) koji su nesumnjivo udarnog karaktera ali daleko manjeg intenziteta od onog koji bi bio potreban za

formiranje globalne dihotomije. Ovo se posebno odnosi na basen Isidis koji se nalazi na samoj dihotomijskoj granici. Ovi autori pretpostavljaju da dihotomija ima veoma rano unutrašnje poreklo i da je posledica globalne konvekcije u omotaču jezgra.

Još jedan od razoga za sumnju da je dihotomija posledica snažnog udara je činjenica da se na osnovu podataka dobijenih eksperimentom MOLA¹⁷ (Smith et al. 1999) može uočiti nepoklapanje površinskih razmera dihotomije i debljine kore, što je prikazano na Slici 2.7 (Zhong & Zuber 2001).



Slika 2.7: Topografski profil i debljina kore Marsa duž nultog meridijana (Zhong & Zuber 2001)

Na prethodnoj slici se vidi da debljina kore prati topografski profil ali je promena debljine kore nekoliko puta veća od topografskog opsega.

Bez obzira na koji način je nastala globalna dihotomija, ona predstavlja osnovnu karakteristiku koja dominantno utiče na mogućnost istraživanja površine Marsa pomoću kosmičkih letelica, posebno njegovih južnih visoravni.

2.3 Topografija Marsa

Čak i u najpovoljnijim uslovima, za vreme takozvane velike opozicije kada je rastojanje između Zemlje i Marsa oko 60 miliona km, ovo rastojanje je preveliko da bi se klasičnim optičkim posmatranjima mogle detektovati detaljne topografske karakteristike Marsove površine. Pre nego što su druge metode, osim optičkih posmatranja,

¹⁷MOLA je skraćenica za eksperiment **Mars Orbiter Laser Altimeter** sproveden u okviru misije Mars Global Surveyor (MGS).

počele da se koriste za određivanje topografije Marsove površine, preovladavalo je shvatanje da tamne regije predstavljaju niske oblasti dok svetle regije predstavljaju visoke oblasti. Veoma široko prihvatanje ovog shvatanja je posledica analogije sa Mesecom. Kasnije su neki autori (Rea 1964; Velles 1965, Sagan et al. 1967; Sagan & Pollack 1968) na osnovu različitih dokaza tvrdili da su tamne oblast u stvari oblasti sa većim elevacijama nego svetle oblasti. Prva radarska merenja Marsove topografije sa Zemlje rađena su krajem šezdesetih i početkom sedamdesetih godina dvadesetog veka (Downs et al. 1971; Pettingill et al. 1971). Pomoću ovih merenja je utvrđeno da ipak ne postoji korelacija između elevacije i albeda.

Za preciznije određivanje topografskih karakteristika Marsove površine neophodno je bilo vršiti posmatranja sa daleko manjeg rastojanja nego što je rastojanje između Zemlje i Marsa. Prva ovakva merenje su izvršena pomoću letelica Mariner 6 i Mariner 7 (Herr et al. 1970). Jedan od značajnih zaključaka izvedenih iz ovih merenja je potvrda da nema korelacije između albeda i elevacije terena. Kasnije, uz pomoć letelice Mariner 9, izvršena su merenja topografije Marsa čiji su podaci imali tačnost od oko 0.5 km (Cain et al. 1972; Hord et al. 1972). Najprecizniji model oblika Marsa do sada načinjen je pomoću eksperimenta MOLA (Smith et al. 1999). Ovaj model se predstavlja pomoću sfernih harmonika do reda i stepena 90, i ima oblik

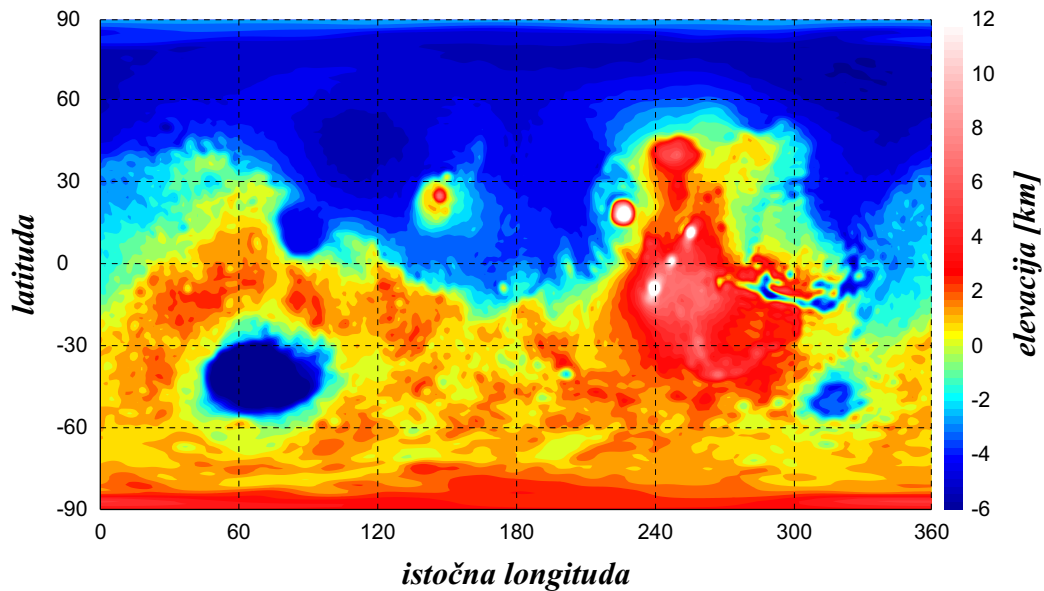
$$r = \sum_{l=1}^{90} \sum_{m=0}^l P_{lm}(\sin \delta) (C_{lm} \cos m\lambda + S_{lm} \sin m\lambda) \quad (2.1)$$

gde je r radijus Marsa meren od centra mase, l stepen sfernih harmonika, m red sfernih harmonika, P_{lm} Ležandrovi¹⁸ polinomi, C_{lm} i S_{lm} odgovarajući koeficijenti sfernih harmonika i δ i λ planetocentrična latituda i longituda. Da bi se mogla analizirati topografija, neophodno je definisati referentnu površ u odnosu na koju će se meriti visine, analogno nadmorskim visinama na Zemlji. Budući da na Marsu sada nema vodenih površina koje bi na prirodan način definisale topografsku referencu, ona je definisana kao ekvipotencijalna gravitaciona površ koja se naziva referentni areoid¹⁹, na kojoj je gravitacioni potencijal jednak gravitacionom potencijalu na

¹⁸Adrien-Marie Legendre, 1752-1833.

¹⁹O ovome će više reći biti u Poglavlju 3.

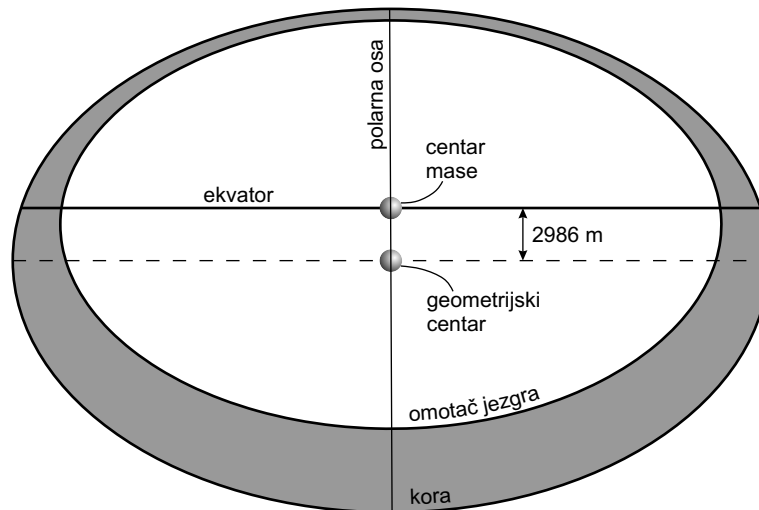
ekvatoru na srednjem ekvatorskom radijusu od 3396 km (Smith et al. 1999). Oduzimanjem ove površi od modela oblika Marsa, dobija se topografski profil koji je prikazan na Slici 2.8.



Slika 2.8: Topografija Marsa

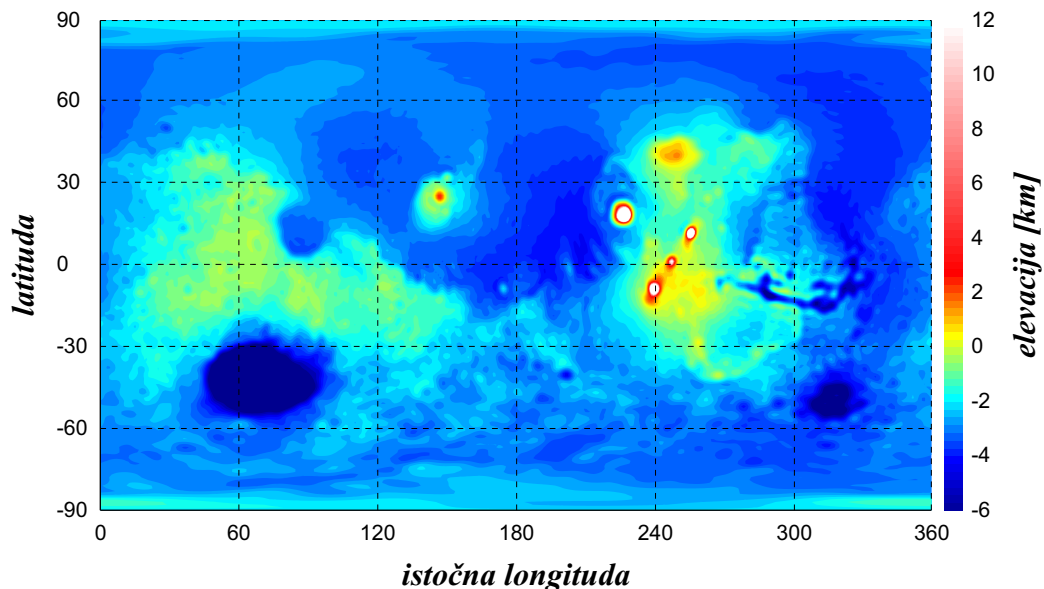
Na prethodnoj slici se vidi da je najuočljivija struktura na Marsu globalna dihotomija kojom je Mars podeljen na severne nizije i južne visoravni. Topografski opseg na Marsu iznosi oko 30 km što je oko 50% više u odnosu na Zemlju iako Mars ima skoro duplo manji prečnik. Ovo je posledica pre svega velikih topografskih struktura kao što su oblast Tarsis koja dominira čitavom zapadnom hemisferom i udarni krater Helas koji se svojom dubinom od oko 9 km izdvaja od okolnih visoravni na južnoj hemisferi.

Važno je napomenuti da je globalna dihotomija posledica rasporeda mase u unutrašnjosti Marsa a ne oblika površine Marsa. Kao što je prikazano na Slici 2.7, kora je tanja na sefernoj hemisferi, a s obzirom da je njena gustina manja od gustine omotača jezgra, to dovodi do pomeranja centra mase u odnosu na geometrijski centar u pravcu severnog pola za 2986 m (Smith et al. 1999), kao što je šematski prikazano na Slici 2.9.



Slika 2.9: Šematski prikaz rasporeda mase u unutrašnjosti Marsa

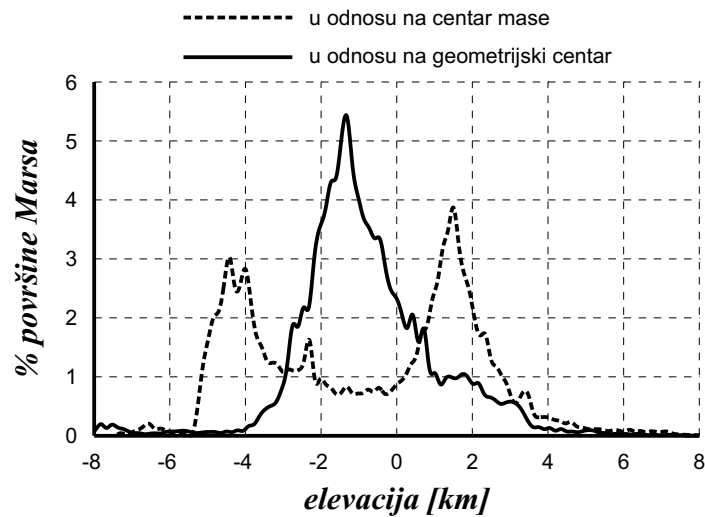
Posledica pomeranja centra mase u odnosu na Geometrijski centar je da se južni pol nalazi na oko 6 km većoj elevaciji nego severni pol što odgovara sistematskom topografskom nagibu terena u pravcu sever-jug od oko 0.036° . Centar mase je takođe pomeren za 1428 m u pracu Tarsisa. Kada se iz Modela (2.1) izostavi zonalni sferni harmonik stepena 1, dobija se topografski model u odnosu na geometrijski centar²⁰ koji je prikazan na Slici 2.10.



Slika 2.10: Topografski model Marsa u odnosu na geometrijski centar

²⁰Na ovaj način se referentni areoid translira za ratojanje između centra mase i geometrijskog centra.

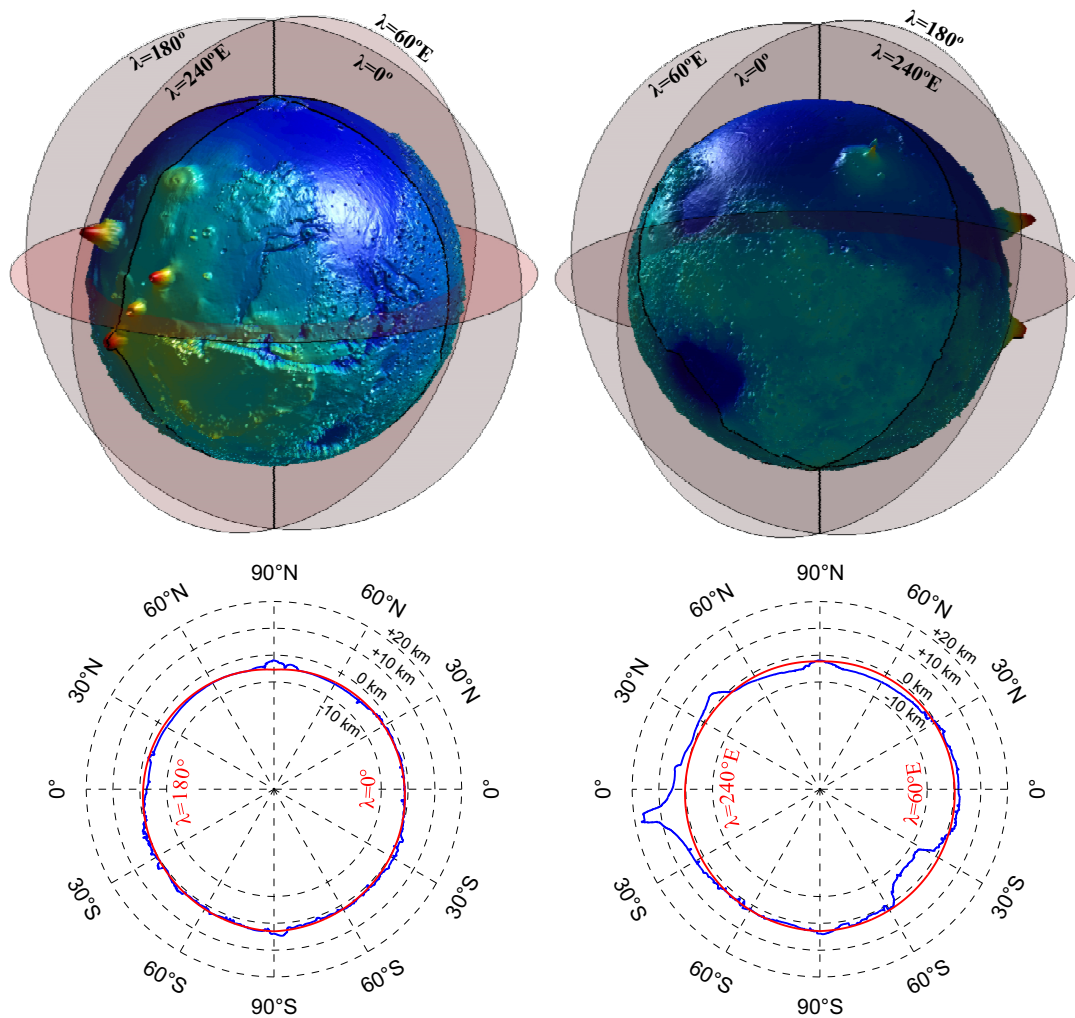
Na prethodnoj slici se vidi da se, za razliku od topografskog model prikazanog na Slici 2.8, ne može uočiti sistematska razlika u topografiji između južne i severne hemisfere. Ova činjenica je takođe uočljiva i na Slici 2.11 na kojoj su prikazane raspodele elevacija prikazanih na Slikama 2.8 i 2.10.



Slika 2.11: Raspodele elevacija površine Marsa

Na prethodnoj slici se vidi da se pomeranjem referentnog areoida u geometrijski centar, u potpunosti uklanja bimodalna karakteristika raspodele elevacija koja je posledica globalne dihotomije. Takođ se može uočiti da se maksimum gustine raspodele elevacije nalazi u negativnom delu domena što je posledica odgovarajućeg izbora referentne površine za merenje elevacije.

Na Slikama 2.8 i 2.10 je uočljivo da su, osim globalne dihotomije, dominantne strukture na površini Marsa vulkanska oblast Tarsis i udarni krater Helas. Ovo je posebno uočljivo na topografskim profilima duž određenih meridijana kao što je prikazano na Slici 2.12.

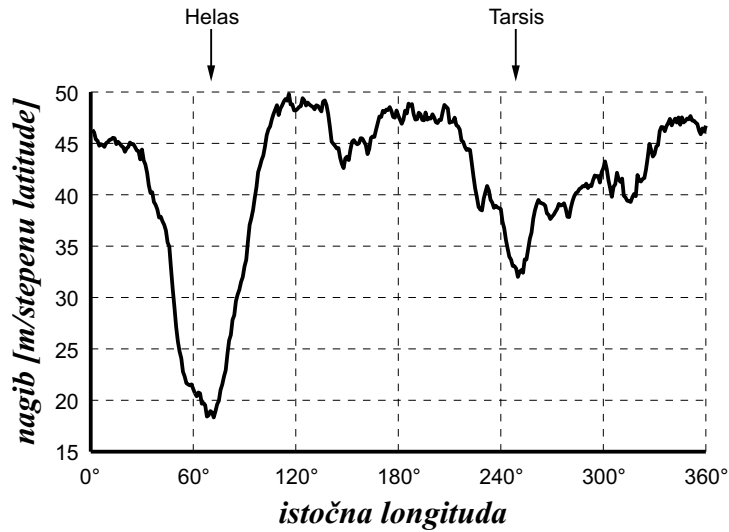


Slika 2.12: Topografski profili duž 4 meridijana

Na prethodnoj slici su prikazani topografski profili duž meridijana 0° i 180° koji ne prolaze kroz velike topografske strukture, kao i profili duž meridijana 60°E koji prolazi kroz udarni krater Helas i meridijana 240°E koji prolazi kroz Tarsis. Na ovoj slici su crvenim linijama takođe prikazane aproksimacije topografskih profila linearnom funkcijom kolatitude

$$h = h_0 + k\varphi \quad (2.2)$$

gde je φ kolatituda, a k topografski nagib čija je zavisnost od longitude prikazana na Slici 2.13.



Slika 2.13: Topografski nagib

Na prethodnoj slici se vidi da postoji sistematski topografski nagib od severa ka jugu koji se kreće približno u opsegu od 20 do 50 metara po stepenu kolatitute. Kod meridijana koji ne prolaze kroz velike topografske strukture kao što su Tarsis i Helas, ovaj nagib je relativno nezavisan od longitude i kreće se između 45 i 50 metara po stepenu kolatitute, dok u regionu pomenutih struktura ima značajno drugačije vrednosti. Kao što je ranije napomenuto, globalna dihotomija Marsa čija posledica je sistematski topografski nagib u pravcu sever-jug, je osnovna prepreka za istraživanje južnih Marsovih visoravni. Sa druge strane, činjenica da ove visoravni predstavljaju najstarije oblasti na Marsu i ozbiljne indicije da su njihovi delovi u prošlosti bili prekriveni tečnom vodom, ukazuju na neophodnost njihovog istraživanja u cilju sastavljanja obuhvatnije slike o Marsu i njegovoj evoluciji.

3 Gravitaciono polje

Prilikom ulaska letelice u atmosferu neke planete i sletanja na njenu površinu, njena putanja zavisi samo od dve sile, sile gravitacije i aerodinamičke sile usled interakcije letelice i planetske atmosfere. U poglavlju 6 će biti pokazano da uticaj atmosfere toliko nadjačava uticaj gravitacije da se u preliminarnim proračunima uticaj gravitacije može zanemariti. Međutim, za precizno određivanje putanje letelice neophodno je u obzir uzeti i uticaj gravitacionog polja.

3.1 Potencijal i ubrzanje gravitacionog polja

Gravitacionu interakciju između dva tela matematički je definisao Isak Njutn²¹ 1687. godine, u svom delu *Philosophi Naturalis Principia Mathematica*. Međutim, Njutnov zakon univerzalne gravitacije, u svom klasičnom obliku, važi za materijalne tačke, tj. tela čije su dimenzije daleko manje od njihovog međusobnog rastojanja kao i za tela sfernog oblika kod kojih je gustina sferno simetrična, tj. zavisi samo od rastojanja od centra. U tom slučaju sila gravitacije kojom se dva tela privlače ima dobro poznati oblik

$$\vec{F} = -G \frac{m_1 m_2}{r^3} \vec{r} \quad (3.1)$$

gde su m_1 i m_2 mase tela, G univerzalna gravitaciona konstanta a \vec{r} vektor položaja centra mase m_1 u odnosu na centar mase m_2 .

Zbog oblika Marsa i rasporeda mase unutar njegove zapremine, njegovo gravitaciono polje nije sferno simetrično. Takođe, prilikom sletanja na Mars letelica se nalazi veoma blizu njegove površine, te se ne može govoriti o sistemu materijalnih tačaka. Iz ovih razloga gravitaciona interakcija između letelice i Marsa ne može se sa dovoljnom preciznošću predstaviti u obliku (3.1). U ovakvim slučajevima, dejstvo gravitacione sile se predstavlja razvojem gravitacionog potencijala u red sfernih

²¹Isaac Newton, 1643-1727.

harmonika oblika (Kaula 1966)

$$U = \frac{GM}{r} \left[1 + \sum_{l=2}^{\infty} \left(\frac{r_0}{r} \right)^l \sum_{m=0}^l P_{lm}(\sin \delta) (C_{lm} \cos m\lambda + S_{lm} \sin m\lambda) \right] \quad (3.2)$$

gde je M masa planete, r_0 referentni radijus, P_{lm} Ležandrovi polinomi, C_{lm} i S_{lm} odgovarajući koeficijenti sfernih harmonika i δ i λ planetocentrična latituda i longituda. Može se primetiti da je potencijal (3.2) sastavljen iz dva dela, potencijala sfernog gravitacionog polja

$$U_0 = \frac{GM}{r}$$

i poremećajnog potencijala

$$U_p = \frac{GM}{r} \sum_{l=2}^{\infty} \left(\frac{r_0}{r} \right)^l \sum_{m=0}^l P_{lm}(\sin \delta) (C_{lm} \cos m\lambda + S_{lm} \sin m\lambda)$$

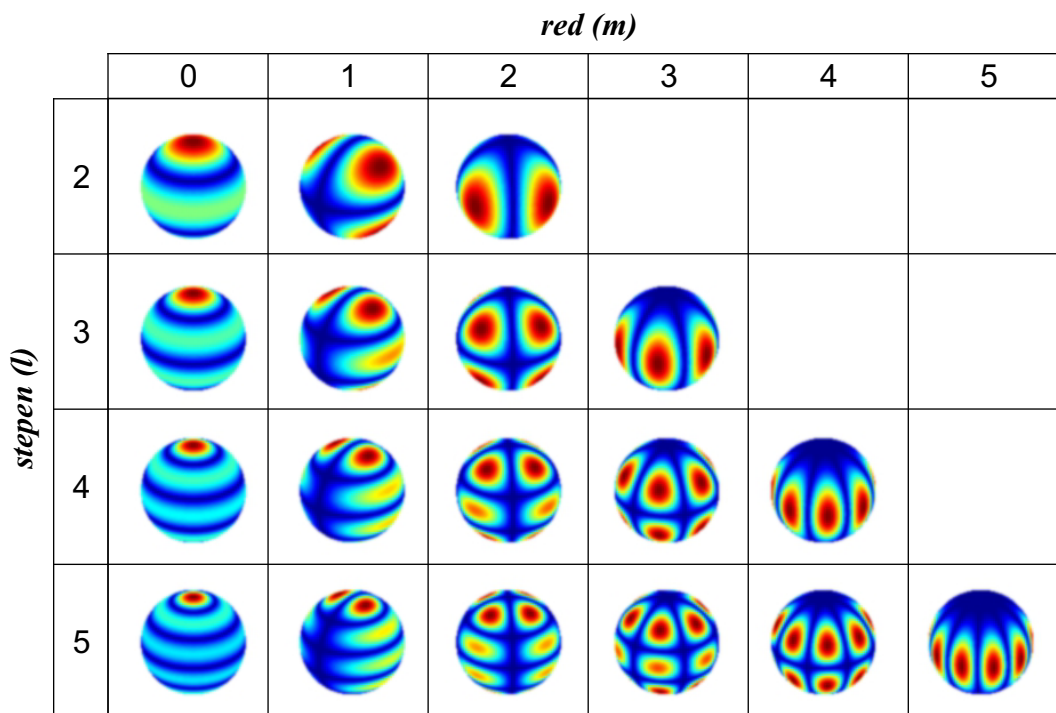
Iz prethodne jednačine takođe se može uočiti da su promenljive razdvojene pa se poremećajni potencijal može predstaviti u obliku

$$U_p = U_1(r) U_2(\delta) U_3(\lambda)$$

Potencijal gravitacionog polja predstavljen Jednačinom (3.2) može se razdvojiti na zonalne ($m = 0$), sektorske ($m = l$) i teseralne ($m \neq l$) harmonike, pa se svodi na oblik

$$U = \frac{GM}{r} \left\{ 1 + \sum_{l=2}^{\infty} \left(\frac{r_0}{r} \right)^l \left[-J_l P_{l0}(\sin \delta) + \sum_{m=0}^l P_{lm}(\sin \delta) (C_{lm} \cos m\lambda + S_{lm} \sin m\lambda) \right] \right\} \quad (3.3)$$

gde su $C_{l0} = -J_l$ koeficijenti zonalnih harmonika l -tog stepena i nultog reda. Zonalni, sektorski i teseralni harmonici su šematski prikazani na Slici 3.1.



Slika 3.1: Sferni harmonici

Kod osno simetričnih tela sektorski i teseralni harmonici su jednaki nuli pa se gravitacioni potencijal svodi na

$$U = \frac{GM}{r} \left(1 + \sum_{l=2}^{\infty} \left(\frac{r_0}{r} \right)^l [-J_l P_{l0}(\sin \delta)] \right)$$

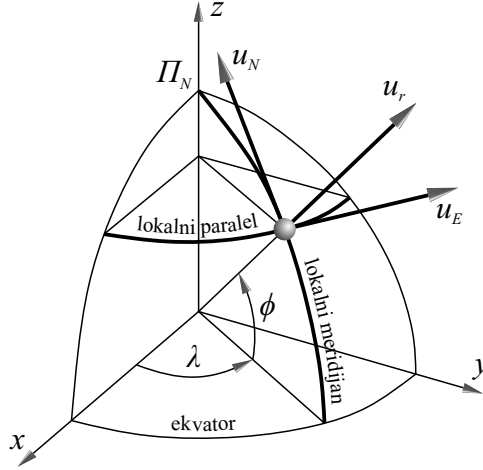
Ubrzanje tela uzrokovano gravitacionom silom se može predstaviti kao gradijent potencijala gravitacionog polja

$$\vec{a} = \nabla U$$

Vektor ubrzanja izražen preko komponenata u pravcu jediničnih vektora u sfernom koordinatnom sistemu ima oblik

$$\vec{a} = \frac{\partial U}{\partial r} \vec{u}_r + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial \delta} \vec{u}_N + \frac{1}{r \cos \delta} \frac{\partial U}{\partial \lambda} \vec{u}_E \quad (3.4)$$

gde su \vec{u}_r , \vec{u}_N i \vec{u}_E jedinični vektori u radijalnom pravcu, pravcu severa i pravcu istoka kao što je prikazano na Slici 3.2.



Slika 3.2: Jedinični vektori u sfernom koordinatnom sistemu

Uzimajući u obzir Jednačine (3.2) i (3.4), komponente vektora ubrzanja su (Valado & McClain, 2001)

$$a_r = -\frac{GM}{r^2} \left(1 + \sum_{l=2}^{\infty} (l+1) \left(\frac{r_0}{r}\right)^l \sum_{m=0}^l P_{lm}(\sin \delta) [C_{lm} \cos m\lambda + S_{lm} \sin m\lambda] \right)$$

$$a_N = \frac{GM}{r^2} \sum_{l=2}^{\infty} \left(\frac{r_0}{r}\right)^l \sum_{m=0}^l (P_{l,m+1}(\sin \delta) - m \tan \delta P_{lm}(\sin \delta)) (C_{lm} \cos m\lambda + S_{lm} \sin m\lambda)$$

$$a_E = \frac{GM}{r^2 \cos \delta} \sum_{l=2}^{\infty} \left(\frac{r_0}{r}\right)^l \sum_{m=0}^l P_{lm}(\sin \delta) m (-C_{lm} \sin m\lambda + S_{lm} \cos m\lambda)$$

Na osnovu ovih izraza se mogu izračunati komponente vektora ubrzanja usled dejstva gravitacije u funkciji od rastojanja od centra mase planete i planetocentrične longitude i latitude.

3.2 Gravitaciono polje Marsa

Prvi modeli gravitacionog polja Marsa su načinjeni na osnovu podataka dobijenih sa letelice Mariner 9. Ovi podaci su bili dovoljni za grube procene sfernih harmonika

do stepena i reda 6, na osnovu kojih su određeni spljoštenost Marsa i orijentacija ose rotacije. Vrednost koja je dobijena za J_2 na osnovu ovih podataka (Lorell et al. 1972; Born 1974) se odlično slagala sa vrdenošću koja je određena mnogo ranije na osnovu teleskopskih posmatranja Fobosa od 1877. do 1928. (Wilkins 1967). Iako su bili određeni samo koeficijenti harmonika nižeg reda, bilo je jasno da je gravitaciono polje Marsa nepravilnije nego kod Zemlje i Meseca. Na osnovu podataka dobijenih sa letelice Mariner 9, utvrđeno je i da se najveće gravitacione anomalije nalaze u oblasti Tarsis (Lorell et al. 1973).

Preciznije određivanje gravitacionog polja je bilo moguće kombinovanjem podataka sa Mariner 9 i Vikinga 1 i 2 (Gapcynski et al. 1977). Na osnovu ovih podataka, razvijen je model stepena 12 (Christensen & Balmino 1979) koji je potvrdio da postoji velika korelacija između lokalnih gravitacionih anomalija i topografskih struktura i omogućio da se dođe do određenih pretpostavki o unutrašnjoj strukturi Marsa. Naknadno uključivanje dodatnih podataka sa misija Mariner 9 i Viking 1 i 2 je omogućilo da se izradi znatno precizniji model gravitacionog polja Marsa stepena 18 (Balmino et al. 1982).

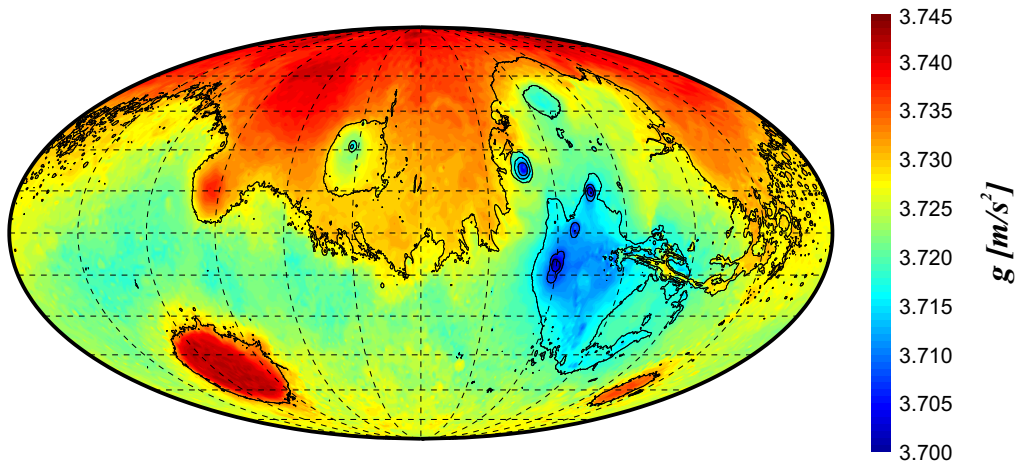
Rezolucija starijih modela gravitacionog polja Marsa nije bila ograničena samo nedostatkom podataka već i računarskim resursima tog vremena. Razvojem ovih resursa razvijeni su precizniji modeli gravitacionog polja Marsa na osnovu istih podataka sa misija Mariner 9 i Viking 1 i 2. Jedan od takvih modela je Goddard Mars Model 1 (GMM-1) stepena 50 (Smith et al. 1993). Jedan od osnovnih rezultata ovog modela je potvrda da globalna dihotomija u elevaciji nema značajan gravitacioni potpis, što je verovatno posledica kompenzacije globalnom dihotomijom u debljini kore.

Sa novim posmatranjima i razvojem računarskih resursa, rasla je i rezolucija modela Marsove gravitacije. Najnoviji modeli su MGS95J (Konopliv et al. 2005) stepena 95, koji koristi podatke samo sa misije MGS i model MRO110 (Konopliv et al. 2011) stepena 110 koji je razvijen na osnovu podataka sa misija MGS, MO²² i MRO²³.

²²Mars Odyssey

²³Mars Reconnaissance Orbiter

Uzimajući u obzir da je topografski opseg na Marsu veoma veliki u poređenju sa Zemljom, očekivano je da su varijacije površinske gravitacije na Marsu relativno velike. Na Slici 3.3 je prikazano površinsko gravitaciono ubrzanje prema modelu MRO110. Crnim linijama su predstavljene izohipse²⁴.

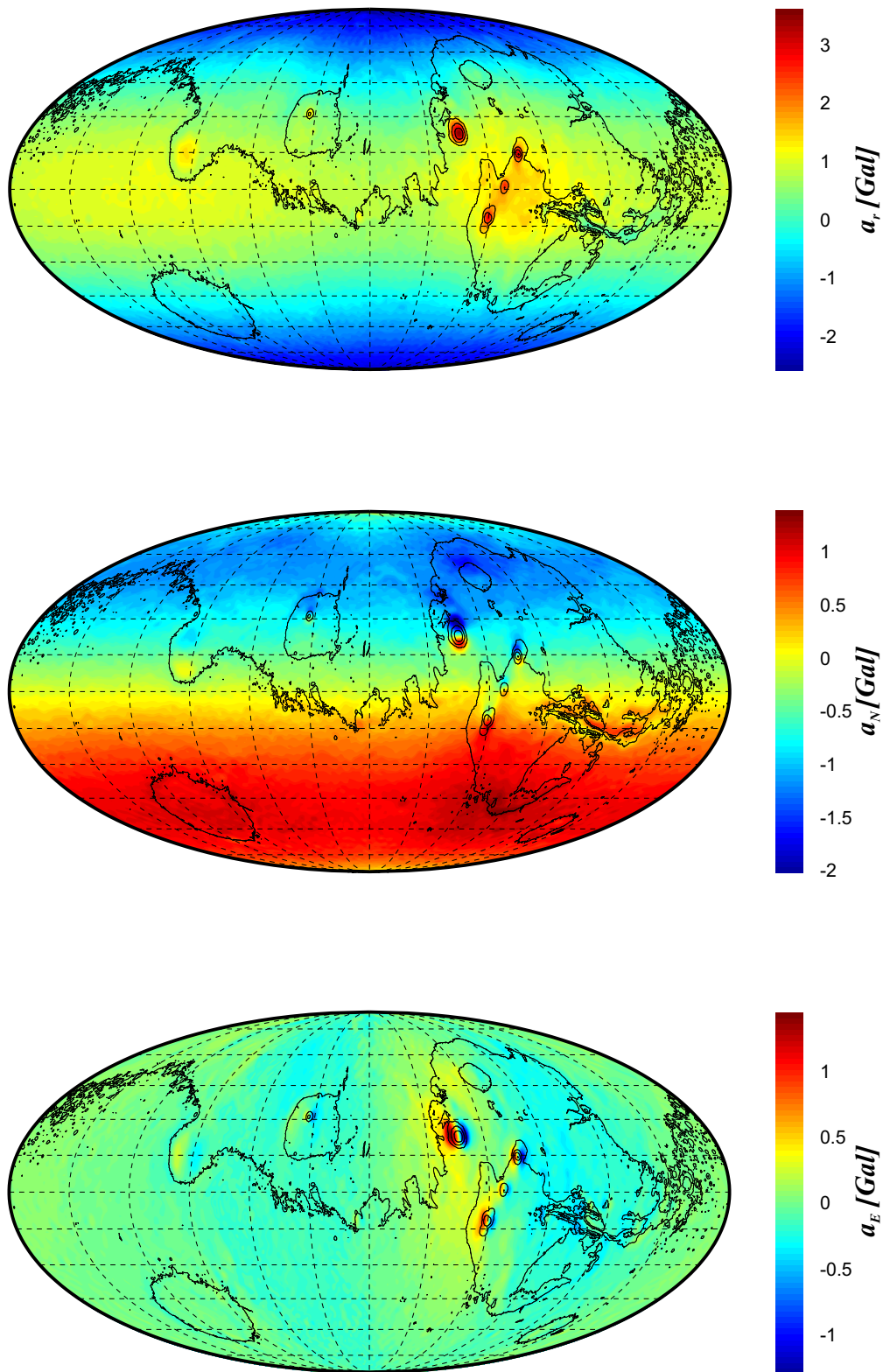


Slika 3.3: Molvajdova²⁶projekcija

Na Slici 3.3 se vidi da veličina površinskog ubrzanja očekivano prati topografske strukture. Na sledećoj slici su prikazana samo poremećajna ubrzanja usled nesferičnosti Marsovog gravitacionog polja.

²⁴Izohipse su krive koje povezuju lokacije sa istom elevacijom.

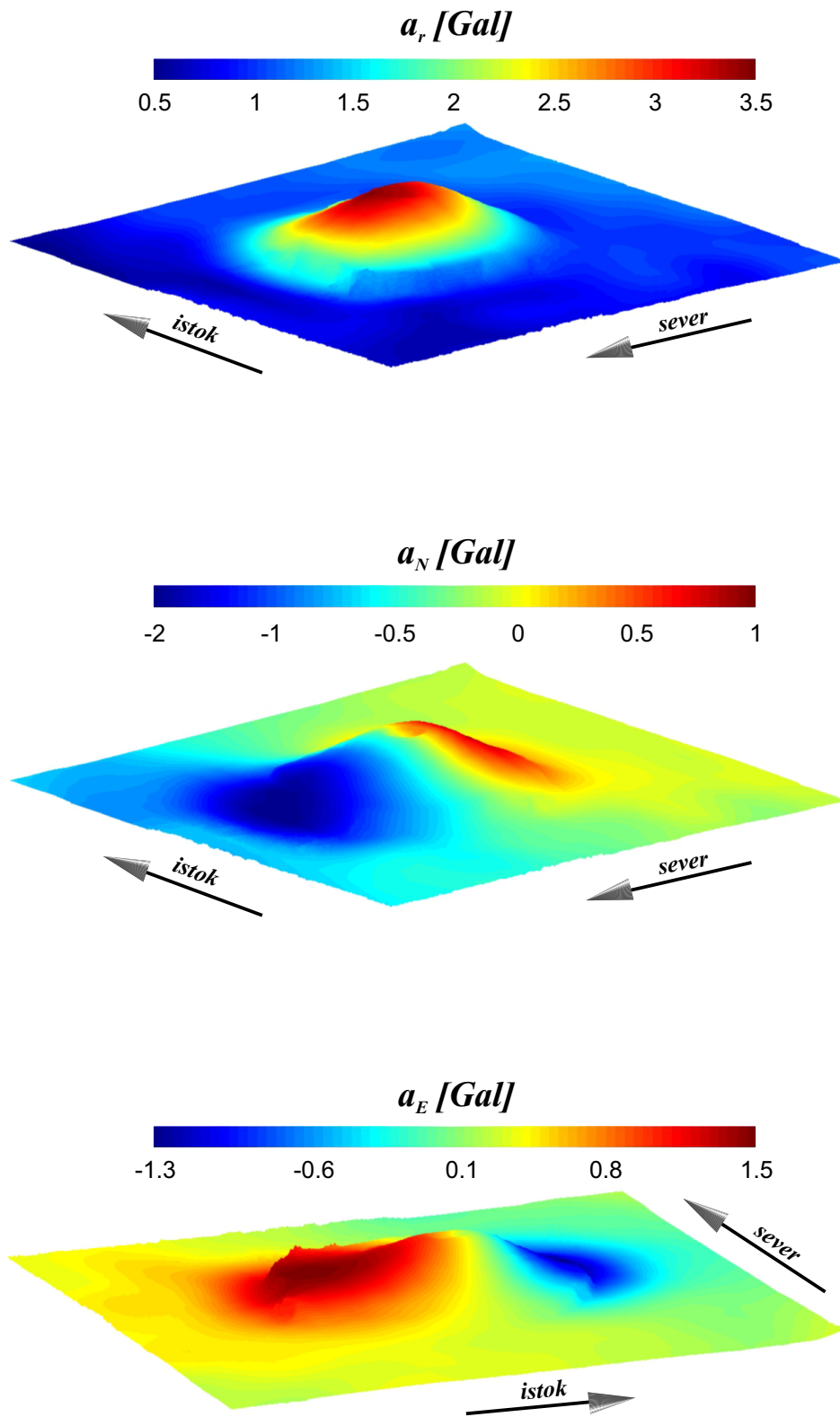
²⁶Karl Brandan Mollweide, 1774-1825.



Slika 3.4: Poremećajna ubrzanja (Molvajdova projekcija)

Očigledno je da su ova ubrzanja veoma mala, i da velike gradijente imaju samo u blizini velikih topografskih struktura. Najveća poremećajna ubrzanja su u okolini

Olimpus Monsa (Olympus Mons) što je prikazano na Slici 3.5.



Slika 3.5: Poremećajna ubrzanja u okolini Olympus Monsa²⁸

Na Slikama 3.4 i 3.5 se vidi da su poremećajna ubrzanja veoma mala, do reda veličine 1 Gal. Zbog toga se ne može očekivati da mogu imati značajan uticaj na putanju letelice, pogotovo ako se uzme u obzir da sila otpora usled interakcije letelice sa atmosferom dominira nad ukupnim gravitacionim dejstvom, što će biti pokazano u Poglavlju 6.

U cilju kvantifikacije uticaja gravitacionih anomalija, simulirana²⁹ je putanja kroz eksponencijalnu atmosferu sa parametrima koji odgovaraju atmosferi Marsa i sa početnim uslovima koji su dati u Tabeli 3.1.

Tabela 3.1: Početni uslovi

v_0 [km/s]	h_0 [km]	λ_0	δ_0	A_0	γ_0
5.5	120	222.5	13	0	-11.5

U Tabeli 3.1 su respektivno date početne vrednosti za brzinu, visinu, planetocentričnu longitudu, planetocentričnu latitudu, azimutski ugao i ugao nagiba putanje. Sve ove veličine će detaljno biti razmatrane u Poglavlju 6.

Od početnih uslova koji su dati u Tabeli 3.1, v_0 , h_0 i γ_0 su odabrani tako da odgovaraju početnim uslovima prilikom sletanja letelica MER³⁰, dok su λ_0 , δ_0 i A_0 odabrani tako da letelica na središnjem delu putanje prođe kroz zonu najvećih poremećajnih ubrzanja a_E zapadno od Olympus Monsa. Simulacija je izvedena za nerotirajuću planetu kako bi se odstranio uticaj Koriolisove³¹ sile i izolovao uticaj poremećajnog ubrzanja a_E na putanju letelice. Na sledećoj slici su prikazane vrednosti za brzinu i visinu otvaranja padobrana³² za sferni model, model koji uključuje samo zonalne harmonike i kompletan MRO110 gravitacioni model.

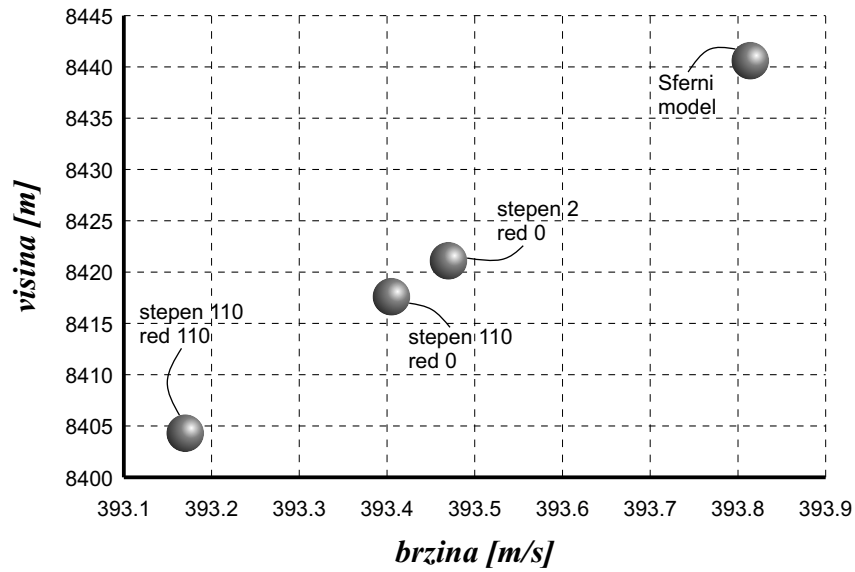
²⁸Prikazi su skalirani 5 puta u vertikalnom pravcu.

²⁹Detaljna analiza putanja letelice kroz atmosferu Marsa će biti opisana u Poglavljima 6 i 7. Cilj ove simulacije je samo da se odredi red veličine uticaja gravitacionih anomalija na putanju.

³⁰Mars Exploration Rover

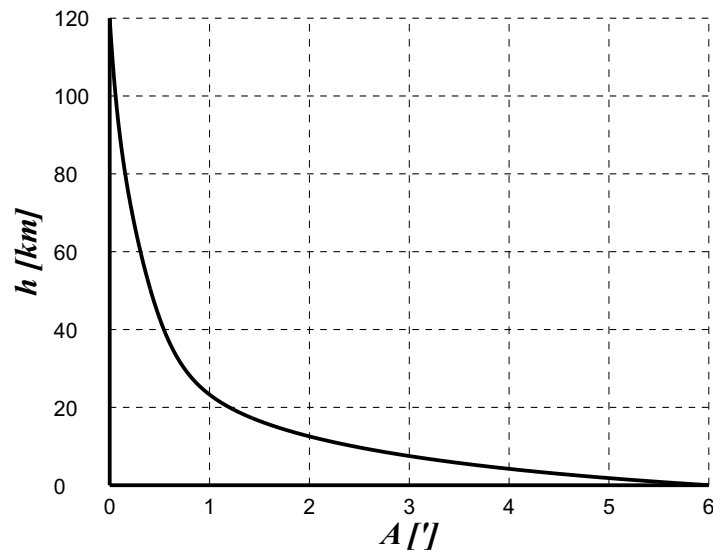
³¹Gaspard-Gustave de Coriolis, 1792-1843.

³²Visina otvaranja padobrana je definisana kritičnom vrednošću dinamičkog pritiska što će detaljno biti razmatrano u Poglavljima 6 i 7.



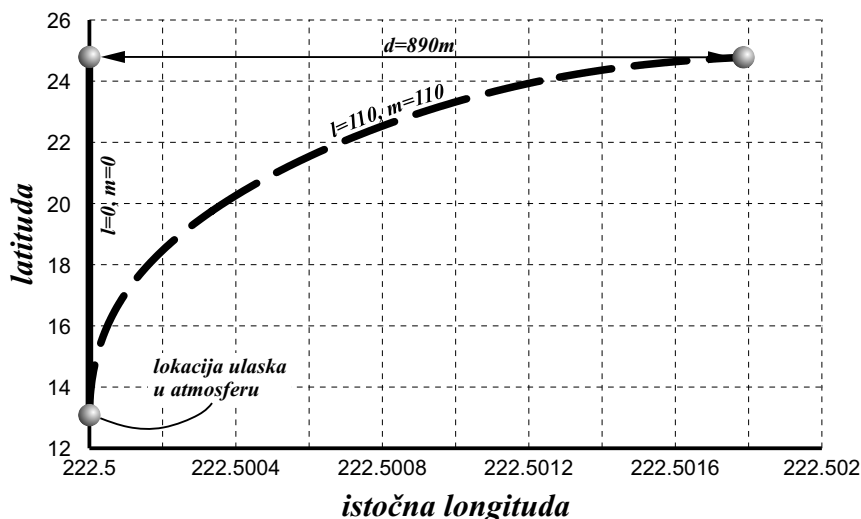
Slika 3.6: Uslovi pri otvaranju padobrana za različite modele gravitacije

S obzirom da postoji bočna gravitaciona sila, koja je normalna na ravan lokalnog meridijana, jasno je da će letelica skrenuti sa meridijana tj. da će doći do promene azimutskog ugla i bez uticaja Koriolisove sile. Na sledećoj slici je prikazana promena azimutskog ugla sa visinom.



Slika 3.7: Uticaj anomalija u gravitacionom polju na pravac kretanja letelice

Promena azimutskog ugla dovodi do toga da će letelica sleteti istočno od meridijana na kom je započela kretanje kao što je prikazano na slici 3.8.



Slika 3.8: Uticaj gravitacionih anomalija na putanju letelice

Na prethodnim slikama se vidi da je uticaj gravitacionih anomalija na putanju letelice izuzetno mali³³, čak i na mestima gde su te anomalije najveće. Pogotovo se ističe praktično zanemarljiv uticaj na visinu otvaranja padobrana (Slika 3.6) koja, kao što će biti pokazano u Poglavljima 6 i 7, ima odlučujući uticaj na mogućnost sletanja na lokacije sa velikom elevacijom. Ipak, na Slici 3.8 se vidi da, iako male, ove anomalije mogu dovesti do odstupanja od lokacije sletanja za veličine koje mogu biti značajne za misije kod kojih je precizno sletanje od odlučujućeg značaja³⁴.

Imajući u vidu da gravitacione anomalije ne mogu značajno da utiču na mogućnost za sletanje na lokacije sa velikom elevacijom, a da sa druge strane povećanje stepena modela gravitacionog polja značajno uvećava potrebne računarske resurse, u daljoj analizi će se koristiti gravitacioni model stepena 2 i nultog reda, sa koeficijentom drugog zonalnog harmonika $J_2 = 1955.4536 \cdot 10^{-6}$ (prema modelu MRO110), tj. uzimaće se u obzir samo uticaj spljoštenosti Marsa na gravitaciono polje.

³³Obratiti pažnju da su vrednosti na apscisi na Slici 3.7 date u lučnim minutima.

³⁴Zahtev za izrazito preciznim sletanjem može biti slučaj kod misija kod kojih je neophodno spustiti više letelica na veoma ograničenu lokaciju. Ovo bi verovatno bio slučaj kod misija čiji bi cilj bio povratak uzoraka sa Marsa na Zemlju ili slanje ljudske posade na Mars.

4 Atmosfera Marsa

Atmosfera Marsa predstavlja jednu od najvećih prepreka za sletanje kosmičkih letelica na njegovu površinu. Ona je sa jedne strane dovoljno gusta da uzrokuje značajno zagrevanje letelice koja u nju ulazi hiperboličkom brzinom, a sa druge strane nije dovoljno gusta da letelicu uspori dovoljno kako bi se bezbedno spustila na površinu. Osim toga, zbog veoma velike osetljivosti na količinu energije koju prima od Sunca i specifične konfiguracije Marsove orbite i ose rotacije, varijacije atmosferskih parametara na dnevnom i godišnjem nivou su ekstremno velike, pogotovo na južnoj hemisferi. Ovo su osnovni razlozi zbog kojih je neophodno pažljivo istražiti uticaj ovih promena na putanju letelice kako bi se odredile mogućnosti i optimalni parametri za sletanje na površinu Marsa, posebno na njegove južne visoravni gde do sada nije izvršeno nijedno uspešno sletanje.

4.1 Elementi atmosferske fizike

Uzimajući u obzir dijapazon promena pritiska i temperature u atmosferi Marsa, veoma dobra aproksimacija je da se atmosfera ponaša kao smeša idealnih gasova čiji parametri podležu dobro poznatoj jednačini stanja idealnog gasa

$$p = \rho R_s T \tag{4.1}$$

gde je p pritisak, ρ gustina, T temperatura a R_s predstavlja gasnu konstantu smeše gasova koja zavisi od sastava atmosfere i računa se prema jednačini

$$R_s = \sum_{i=1}^n R_i \mu_i$$

gde su R_i i μ_i gasna konstanta i maseni udeo i -te komponente smeše. U Tabeli 4.1 su date individualne gasne konstante i zapreminski i maseni udeli konstituenata Zemljine i Marsove atmosfere³⁵.

³⁵Tabela 4.1 se odnosi na donje slojeve atmosfere gde hemijski sastav ne zavisi značajno od vremena i lokacije.

Tabela 4.1: Hemijski sastavi atmosfera Zemlje i Marsa

Element	Gasna konstanta J/kgK	Zapreminski udeo [%]		Maseni udeo [%]	
		Zemlja	Mars	Zemlja	Mars
N ₂	297	77	2.7	74.5	1.8
O ₂	260	21	0.01	23.2	0.09
CO ₂	189	0.03	95	0.05	96.7
Ar	208	1	1.6	1.2	1.5
H ₂ O	462	0.9	-	0.6	-

Rezultujuće gasne konstante za Zemljinu i Marsovu atmosferu su 287 i 192 J/kgK respektivno.

Atmosfera je izuzetno dinamična sredina čiji glavni pokretač je Sunčevo zračenje, ali je interakcija sa površinom planete takođe od velikog značaja. Kretanje atmosferskih masa može biti opisano na različitim skalama, od nekoliko metara do globalnih razmera. U svakom slučaju, ove razmere su daleko veće od srednjeg slobodnog puta molekula u atmosferi što omogućuje da se fluid smatra neprekidnom sredinom³⁶. Ova pretpostavka je neophodna da bi se izvele osnovne jednačine dinamike fluida (Andrews 2010).

Osnovna jednačina strujanja je takozvana jednačina kontinuiteta koja predstavlja zakon održanja mase. Ako se on primeni na fluidni delić³⁷ koji se kreće kroz strujno polje, jasno je da će masa tog fluidnog delića $\delta m = \rho \delta V$ biti konstantna s obzirom da se fluidni delić sastoji uvek od istih molekula (ili drugih gradivnih elemenata fluida). Iz ove pretpostavke direktno sledi jednačina kontinuiteta u obliku

$$\frac{D(\rho \delta V)}{Dt} = \delta V \frac{D\rho}{Dt} + \rho \frac{D(\delta V)}{Dt} = 0$$

gde je \vec{v} vektor brzine fluidnog delića, a ∇ diferencijalni operator pomoću koga se

³⁶Ova pretpostavka je potpuno opravdana za proučavanje atmosferske dinamike fluida pa s toga i za potrebe modelovanja atmosfere ali, kao što će biti pokazano u Poglavlju 5, ova pretpostavka ne važi uvek kod opisivanja strujnog polja oko letelice koja ulazi u atmosferu planete, posebno u gornjim slojevima atmosfere gde je gustina izuzetno mala i srednji slobodni put čestica atmosfere je uporediv sa dimenzijama letelice.

³⁷Fluidni delić se definiše kao deo fluida koji je dovoljno mali da se sve veličine poput pritiska, gustine, temperature itd. mogu smatrati konstantnim po njegovoj zapremini, a sa druge strane je dovoljno veliki da u njemu postoji veliki broj gradivnih čestica da se može smatrati neprekidnom sredinom.

dobija gradijent vektora brzine. Ova jednačina se može transformisati u oblik

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \vec{v} = 0 \quad (4.2)$$

Operator D označava takozvani materijalni izvod koji predstavlja trenutnu vrednost promene neke veličine po vremenu dok se fluidni delić kreće kroz neku tačku strujnog polja tj.

$$\frac{D}{Dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla$$

Druga fundamentalna jednačina pomoću koje se opisuje strujno polje je jednačina održanja energije čiji je jedan od oblika

$$\frac{D\theta}{Dt} = Q \quad (4.3)$$

gde je Q količina toplote, a θ potencijalna temperatura koja se definiše kao

$$\theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^\gamma$$

gde je p_0 neki referentni pritisak a γ odnos toplotnih kapaciteta pri konstantnom pritisku i konstantnoj zapremini. Potencijalna temperatura ima veoma korisnu karakteristiku da je konstantna kada je fluid izložen bilo kakvoj adijabatskoj promeni.

Treća fundamentalna jednačina dinamike fluida je jednačina količine kretanja koja se naziva i Navijer³⁸-Stoksova³⁹ jednačina⁴⁰

$$\frac{D\vec{v}}{Dt} = -2\vec{\Omega} \times \vec{v} - \vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}) - \vec{g} - \frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{\eta_d}{\rho} \nabla^2 \vec{v} \quad (4.4)$$

gde je $\vec{\Omega}$ ugaona brzina rotacije planete, \vec{r} radijus vektor, \vec{g} vektor gravitacionog ubrzanja i η_d dinamička viskoznost atmosfere. Ova jednačina predstavlja Drugi

³⁸Claude-Louis Navier, 1785 - 1836.

³⁹George Gabriel Stokes, 1819 - 1903.

⁴⁰Pošto se Navijer-Stoksova jednačina (4.4) uglavnom koristi za analizu strujnog polja zajedno sa Jednačinama (4.1), (4.2) i (4.3), nije neuobičajeno u literaturi da se sistem ovih jednačina naziva sistemom Navijer-Stoksovih jednačina.

Njutnov zakon primenjen na fluidni delić i pokazuje da je ubrzanje fluidnog delića jednako sumi ubrzanja usled svih sila koje deluju na njega. Prvi član na desnoj strani Jednačine (4.4) predstavlja Koriolisovo ubrzanje kao posledicu kretanja fluidnog delića u atmosferi koja rotira ugaonom brzinom $\vec{\Omega}$, drugi član predstavlja centripetalno ubrzanje usled rotacije atmosfere, treći član predstavlja uticaj gravitacije, četvrti član predstavlja ubrzanje usled gradijenta statičkog pritiska, a poslednji član predstavlja ubrzanje usled viskoznih sila koje su posledica gradijenata brzine u strujnom polju.

Jednačine (4.1), (4.2), (4.3) i Sistem jednačina (4.4) čine 6 skalarnih jednačina sa 6 nepoznatih (p, ρ, T i tri komponente vektora brzine). One predstavljaju sistem parcijalnih diferencijalnih jednačina koje u potpunosti definišu sve parametre strujnog polja, ali koji je, u opštem slučaju, veoma težak za rešavanje. Međutim, u nekim specijalnim slučajevima, koji su od velikog značaja za preliminarne proračune, rešenja se mogu dobiti u konačnom obliku. Najjednostavniji slučaj je slučaj hidrostatičke ravnoteže u kome se pretpostavlja da atmosfera miruje. Tada su svi članovi u Navijer-Stoksovoj jednačini (4.4) jednaki nuli, osim članova koji se odnose na ubrzanje usled gradijenta pritiska i ubrzanje usled gravitacione sile. U ovom slučaju Navijer-Stoksova jednačina se svodi na

$$\frac{dp}{dh} = -g\rho$$

Uzimajući u obzir Jednačinu stanja idealnog gasa (4.1), prethodna jednačina se može transformisati u

$$\frac{dp}{p} = -\frac{g}{R_s T} dh$$

Ako se pretpostavi da je atmosfera izotermalna, tj. da se temperatura ne menja sa visinom, integracijom prethodne jednačine se dobija dobro poznati zakon takozvane eksponencijalne atmosfere u obliku

$$p = p_0 e^{\left(-\frac{gh}{R_s T}\right)} = p_0 e^{\left(-\frac{h}{H}\right)} \quad (4.5)$$

gde je p_0 pritisak na površini planete a $H = \frac{R_s T}{g}$ predstavlja skalu visina, odnosno jedinicu visine na kojoj pritisak opadne e puta. Deljenjem prethodne jednačine sa $R_s T$ dobija se da i gustina takođe opada po eksponencijalnom zakonu

$$\rho = \rho_0 e^{\left(-\frac{h}{H}\right)} \quad (4.6)$$

gde je ρ_0 gustina na površini planete. Pošto je u realnoj, neizotermalnoj atmosferi varijacija gustine i pritiska bliska eksponencijalnim zakonima (4.5) i (4.6), ove jednačine su veoma korisne za preliminarne proračune putanje letelice kroz atmosferu, kao što je prethodno prikazano u Poglavlju 3 prilikom analize uticaja gravitacionih anomalija na putanju letelice. U Tabeli 4.2 su dati elementi eksponencijalnog zakona za atmosfere Zemlje i Marsa (NSSDC).

Tabela 4.2: Parametri eksponencijalnih zakona⁴²

	Zemlja	Mars	Odnos
p_0 [Pa]	101400	636	159
ρ_0 [kg/m ³]	1.217	0.02	60.8
H [km]	8.5	11.1	0.77

4.2 Evolucija Marsove atmosfere

Geološke strukture na površini Marsa nedvosmisleno ukazuju da su promene njegove atmosfere tokom evolucije morale biti dramatične kako bi se uspostavilo današnje stanje. Na primer, veoma je uočljivo da na starijim delovima površine Marsa, koje se nalaze uglavnom na južnoj hemisferi, postoji veoma mali broj malih udarnih kratera, što ukazuje na to da su oni vremenom uništeni raznim erozivnim procesima. Takođe, na velikim kraterima su uočeni značajni erozivni otisci koji su neuporedivo veći od onih koji bi mogli nastati pod sadašnjim uslovima na Marsu (Brain & Jakosky 1994).

Ozbiljne indicije da je u prošlosti atmosfera Marsa bila znatno gušća i vlažnija, pre svega u Noakijskoj i Hesperijskoj eri, uglavnom su bazirane na geomorfološkim

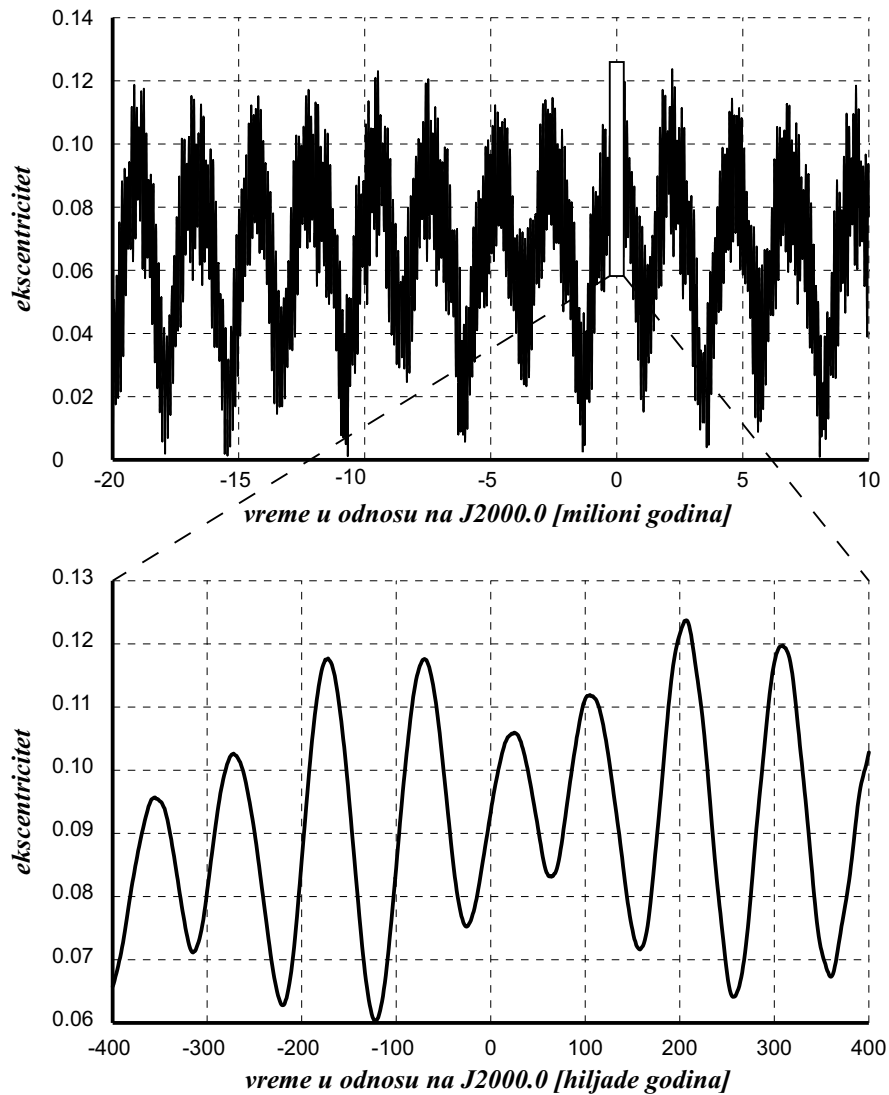
⁴²Jasno je da su ove veličine podložne velikim promenama, pogotovo na Marsu, te su ovde date srednje vrednosti koje se koriste u preliminarnim proračunima.

posmatranjima Marsove površine koja ukazuju na to da je voda u tečnom stanju bila stabilna na površini Marsa u ranim fazama evolucije (Masson et al. 2001). Osim Zemlje, Mars je jedina planeta za koju postoje sa dokazi o postojanju struktura koje se mogu povezati sa hidrološkim procesima u prošlosti. Fotografije dobijene 1972. godine pomoću letelice Mariner 9 pokazuju erozivne strukture u vidu velikih kanala i razgranatih mreža malih dolina. Nešto kasnije, slike dobijene pomoću orbitera Viking omogućile su detaljniji uvid, što je pokazalo da postoji mnogo struktura koje izgledaju kao da su formirane vodotokovima (Pieri 1980; Carr 2006).

Uzimajući u obzir ove činjenice kao i današnje stanje, jasno je da je tokom evolucije Mars izgubio veliki deo svoje atmosfere. Ovaj gubitak je neto rezultat takozvanih atmosferskih izvora i ponora, pre svega CO_2 , koji trenutno čini oko 95% atmosfere. Pretpostavlja se da je najznačajniji izvor atmosferskog CO_2 vulkanska aktivnost. Veoma je teško proceniti kolika količina gasova je na ovaj način ispuštena u atmosferu, zbog nedostatka vulkanskih uzoraka sa Marsa. Sa druge strane, pretpostavlja se da se najveći gubitak atmosferskog gasa dešava putem netermalnih mehanizama. Kombinacija male površinske gravitacije i slabog magnetnog polja ukazuje na to da je došlo do velikog oticanja atmosfere u inteplanetarni prostor. Takođe, deo kiseonika je verovatno uklonjen iz atmosfere i inkorporiran u koru kroz proces oksidacije i formiranje karbonata. Postojeće procene ukazuju na to da je odsustvo magnetnog polja imalo veoma značajnu ulogu zbog nedostatka zaštite atmosfere od solarnog vetra. Pretpostavlja se da se najveći gubitak atmosfere, indukovan solarnim vetrom, dogodio u prvih 1.5 milijardu godina od nastanka Marsa kada je solarni fluks visoko-energetskih ultraljubičastih fotona bio najsnažniji (Chassefière & Leblanc 2004). Pored ovoga, gubitak atmosfere se dešava i termalnim mehanizmom kao što je Džinsonov⁴³ mehanizam za vodonik. Takođe, postoje i drugi mehanizmi koji su odgovorni za gubitak težih elemenata iz atmosfere kao što su hidrodinamički gubitak i gubitak usled udara meteoroida (Pepin 2006). Osim pomenutih klimatskih promena koje traju tokom čitave evolucije planete, čiji su se najdinamičniji procesi odvijali pre više milijardi godina, postoje pretpostavke na koje ukazuju različite reljefne forme, pre svega u blizini polova, da postoji i znatno mlađa klimatska varijabil-

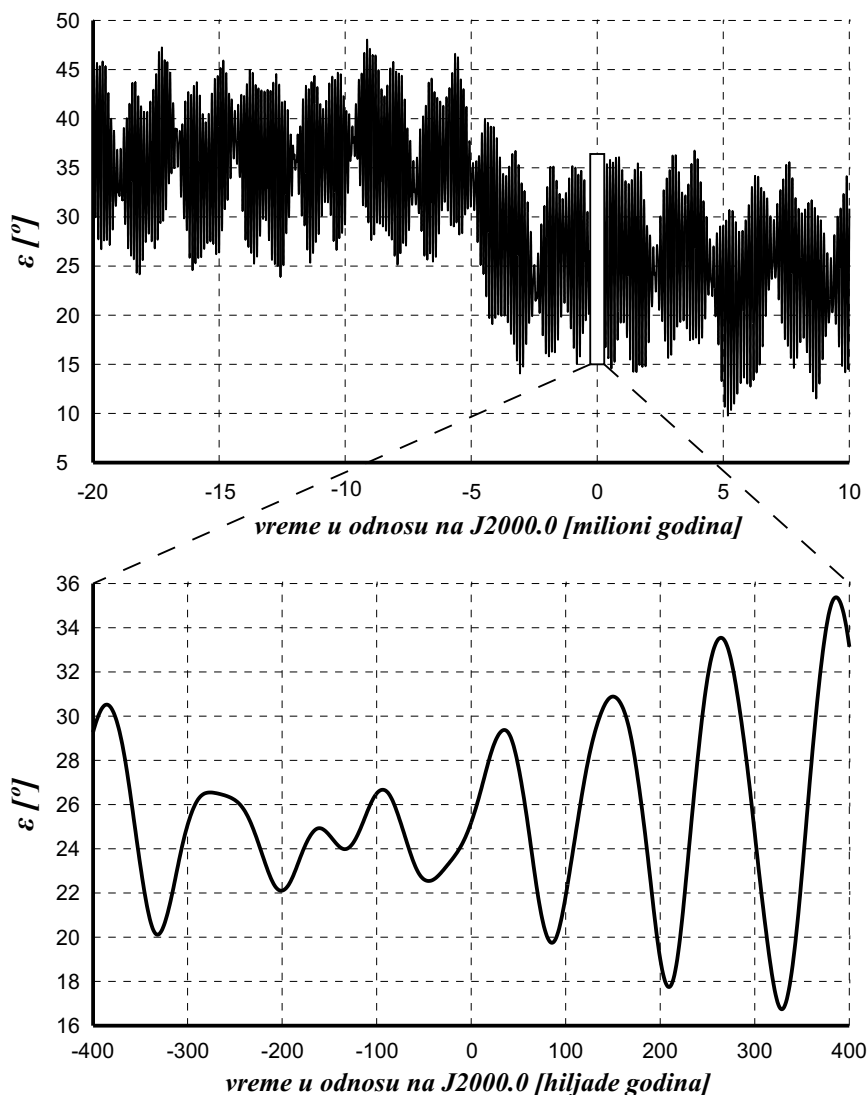
⁴³James Hopwood Jeans, 1877-1946.

nost koja je verovatno cikličnog karaktera (Read & Lewis 2004). Pošto je Mars bliži velikim planetama Sunčevog sistema od Zemlje, sporo rotira i nema veliki satelit, varijacije ekscentriciteta njegove orbite i nagiba ekvatorske prema orbitalnoj ravni su mnogo veće nego kod Zemlje. Ekscentricitet Marsove orbite ima ciklične promene od 0 do 0.13 kao što je prikazano na Slici 4.1 (Laskar et al. 2004).



Slika 4.1: Varijacija ekscentriciteta Marsove orbite

Sa prethodne slike se vidi da varijacije sa velikom amplitudom imaju period od oko 2.5 miliona godina dok manje varijacije imaju period od oko 100 hiljada godina. Takođe, varijacije nagiba ekvatorske prema orbitalnoj ravni su haotične, veoma velike i imaju osnovni period od oko 120 hiljada godina kao što je prikazano na Slici 4.2.



Slika 4.2: Varijacija nagiba ekvatorske prema orbitalnoj ravni

Ovako velike promene ekscentriciteta i nagiba ekvatorske ravni uzrokuju da su Milankovićeve ciklusi (Milanković 1941) mnogo izraženiji na Marsu nego na Zemlji (Schorghofer 2008).

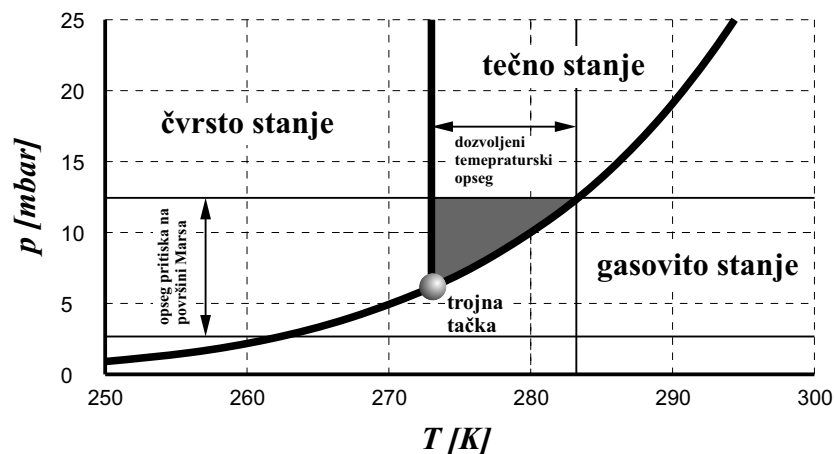
Klimatske promene su primećene i u poslednjih nekoliko decenija od kada se vrši intenzivno istraživanje atmosfere Marsa pomoću kosmičkih letelica i posmatranja sa Zemlje i iz Zemljine orbite. Ova posmatranja ukazuju na to da je došlo do opadanja temperature atmosfere za 15-20 K na visinama od 20 do 50 km, za svega dve decenije od sletanja Vikinga. Ovo je najverovatnije posledica smanjenja količine prašine u atmosferi u ovom periodu (Clancy et al. 1990).

Svi pomenuti procesi su u manjoj ili većoj meri doveli do današnjeg stanja at-

mosfere Marsa koja je veoma nestabilna, izuzetno promenljiva i predstavlja veliku prepreku za sletanje kosmičkih letelica na površinu Marsa, pogotovo na visoravni na njegovoj južnoj hemisferi.

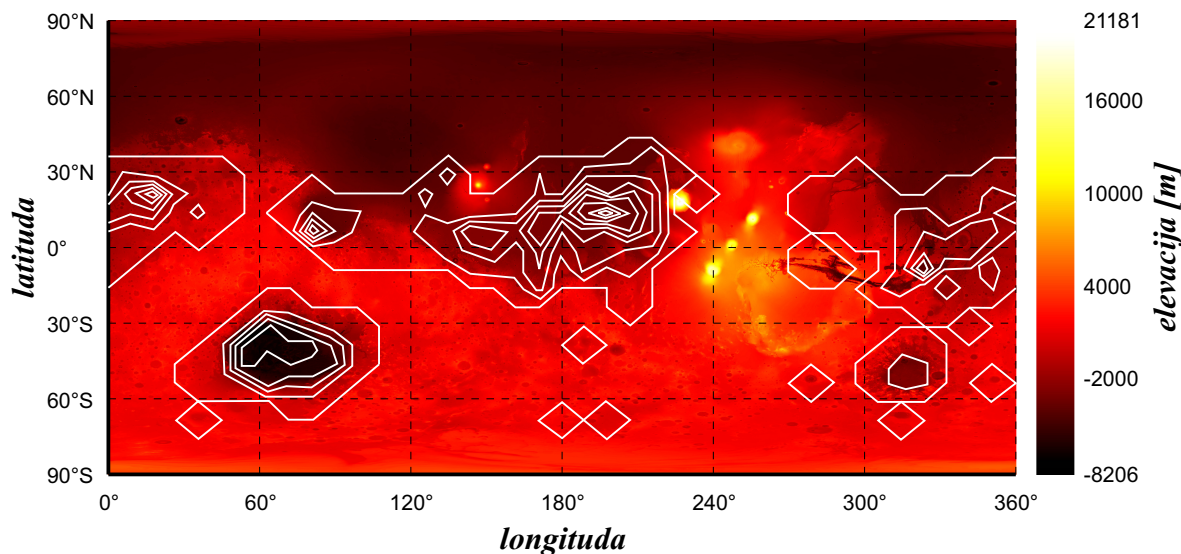
4.3 Današnja atmosfera Marsa

Mars danas ima veoma retku atmosferu sačinjenu uglavnom od CO_2 uz male količine azota i argona (Tabela 4.1). Pritisak na površini Marsa je manji od 1% pritiska na površini Zemlje. Izuzev u najnižim oblastima i u određenim periodima godine, pritisak je uvek ispod pritiska trojne tačke za vodu, što znači da i kada temperatura dostigne $0^\circ C$, led ne prelazi u tečno stanje već direktno sublimira u vodenu paru, kao što je prikazano na faznom dijagramu za vodu na Slici 4.3.



Slika 4.3: Fazni dijagram za vodu

Osenčenom površinom na prethodnoj slici je prikazana oblast u kojoj je moguće postojanje vode u tečnom stanju na površini Marsa. U nekim delovima godine i na određenim lokacijama, moguće je da se pojave ovakvi uslovi što je prikazano na Slici 4.4 (Haberle et al. 2001).



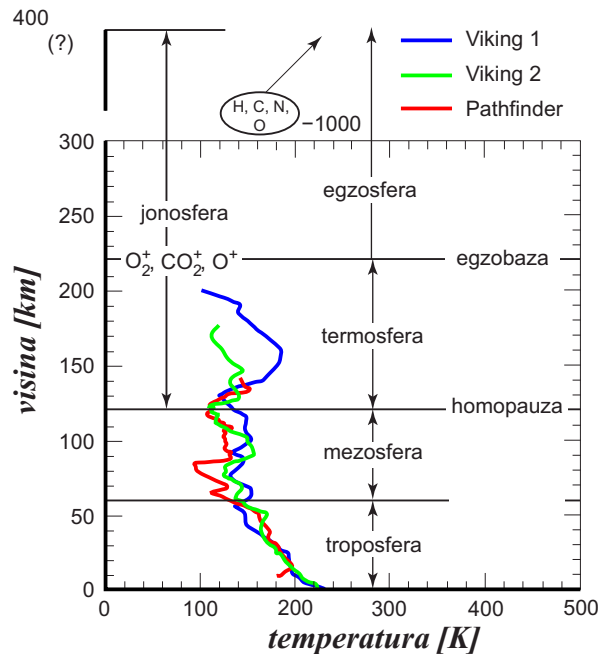
Slika 4.4: Moguće lokacije postojanja vode u tečnom stanju na površini Marsa (Haberle et al. 2001)

Na prethodnoj slici su prikazane konture koje označavaju dužinu trajanja uslova u solovima pod kojima je moguće postojanje vode u tečnom stanju u toku Marsove godine, sa korakom od 4 sola. Ovakvi uslovi mogu da postoje na oko 29% površine planete i najduže se zadržavaju u niziji Amazonis zapadno od Olympus Monsa, do oko 37 solova godišnje. Očigledno je da na južnoj hemisferi znatno teže dolazi do ovakvih uslova jer je pritisak niži usled veće elevacije terena, osim u udarnim besenima Helas i Agire (Agyre). Ipak, na Slici 4.4 se vidi da postoje i relativno visoke oblasti koje su na samoj granici ovih uslova. Ovo znači da u periodima kada je klima na Marsu bila vlažnija nego danas, a pritisak i temperatura veći, na ovim mestima su mogli postojati rezervoari tečne vode, što ih svrstava u mesta od posebnog interesa za proučavanje.

Današnja atmosfera Marsa proizvodi umereni efekat staklene bašte što omogućuje da atmosfera zadrži deo Sunčeve toplotne energije. Procena je da se na ovaj način temperatura atmosfere podiže za oko 5K u odnosu na temperaturu radijativne ravnoteže koja bi bila u odsustvu atmosfere. Odsustvo vodenih površina na Marsu ima za posledicu da površina ima znatno manji toplotni kapacitet, zbog čega su temperaturske razlike u toku dana veoma velike usled promene insolacije zbog rotacije planete.

4.3.1 Vertikalna struktura atmosfere Marsa

Vertikalna struktura Marsove atmosfere se razlikuje od Zemljine pre svega zbog odsustva stratosfere, ali sa druge strane ima i brojnih sličnosti. Temperatura na Marsu opada sa visinom slično kao na Zemlji, što je prikazano na Slici 4.5 (Haberle 2003).



Slika 4.5: Vertikalna struktura Marsove atmosfere

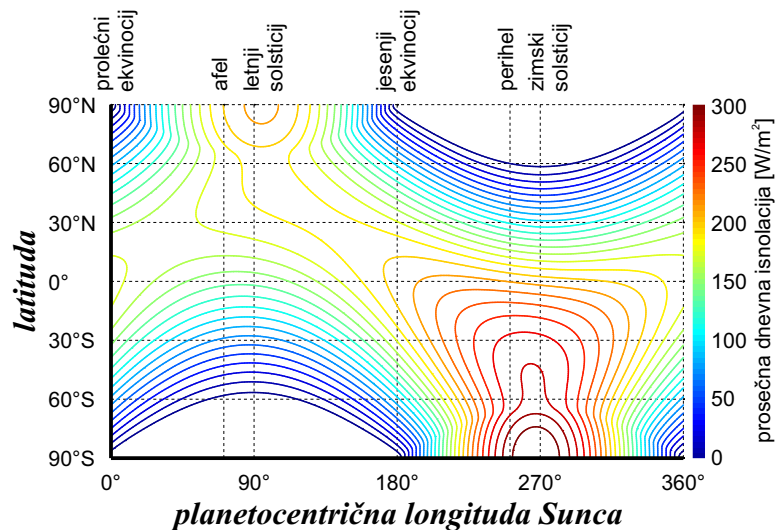
Troposfera na Marsu ima oko 5 puta veću visinu nego na Zemlji, što uzrokuje da se najdinamičniji procesi u atmosferi Marsa dešavaju na znatno većim visinama nego na Zemlji. U Zemljinoj atmosferi postoji stratosfera, koja zbog svoje izotermalnosti koja uzrokuje odsustvo konvekcije u ovom sloju, predstavlja sloj koji ne dozvoljava povezivanje dinamičkih procesa u najnižim i najvišim slojevima Zemljine atmosfere. Zbog nepostojanja stratosfere na Marsu cela atmosfera je dinamički povezana tako da procesi u troposferi utiču na procese u termosferi i egzosferi i obrnuto. Prosečna stopa opadanja temperature sa visinom na Marsu je oko 2.5 K po kilometru dok je na Zemlji ona oko 6.5 K po kilometru. U oba slučaja ova stopa je znatno manja od takozvane suve adijabatske stope opadanja (Andrews 2010). Na Zemlji je ovo posledica oslobađanja latentne toplote povezane sa kondenzacijom vodene pare dok je na Marsu, čija je atmosfera veoma suva, ovo posledica viška toplotne energije usled

apsorpcije Sunčevog zračenja od strane čestica prašine suspendovanih u atmosferi.

U termosferi temperatura raste zbog apsorpcije Sunčevog zračenja u ultraljubičastom delu spektra što se takođe dešava i na Zemlji. Dok je na Zemlji donja granica termosfere na oko 80 km, na Marsu je ona na visini od oko 120 km.

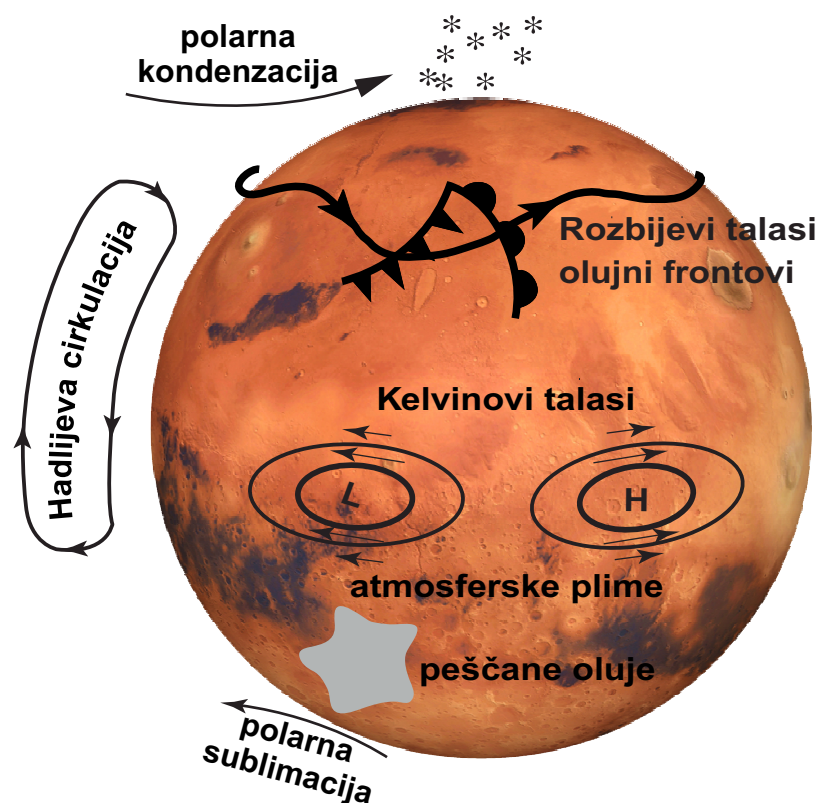
4.3.2 Opšta cirkulacija atmosfere Marsa

Glavni pokretač Marsove atmosfere je Sunčevo zračenje. Insolacija Marsove površine u toku godine nije simetrična u odnosu na ekvator zbog velikog ekscentriciteta Marsove orbite, što je prikazano na Slici 4.6.



Slika 4.6: Srednja dnevna insolacija iznad atmosfere

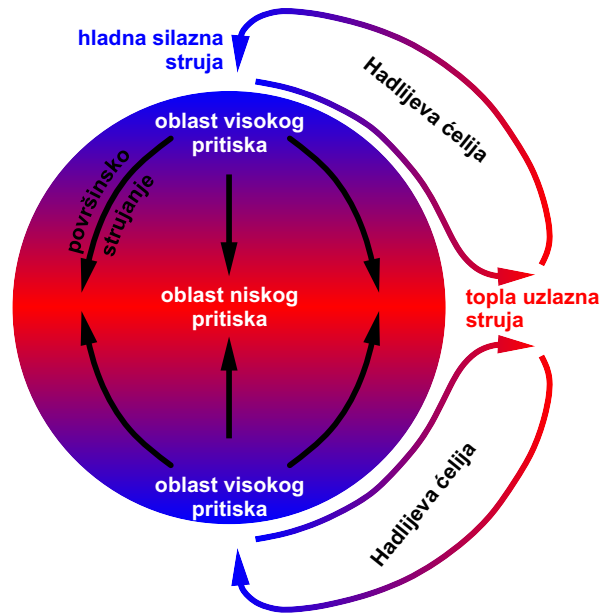
Posledice ove asimetričnosti su veoma velike razlike u ponašanju atmosfere iznad severne i južne hemisfere. Tipičan primer je činjenica da globalne peščane oluje uvek počinju na južnoj hemisferi tokom leta, kada je Mars u blizini perihela. Na Slici 4.7 šematski je prikazana cirkulacija Marsove atmosfere.



Slika 4.7: Šematski prikaz opšte cirkulacije atmosfere na Marsu (Haberle 2003)

Glavne komponente cirkulacije Marsove atmosfere su Hadlijeva⁴⁴ cirkulacija, stacionarni i propagirajući planetarni talasi, termalne atmosferske plime i sezonski CO_2 ciklus koji je jedinstvena karakteristika Marsove meteorologije. Hadlijeva cirkulacija, koja je prikazana na Slici 4.8, odvija se u vertikalnoj ravni u pravcu meridijana i simetrična je u odnosu na ekvator. Hadlijevu cirkulaciju čine dve simetrične ćelije u kojima se topao vazduh podiže u ekvatorskoj zoni formirajući uzlaznu struju. Nakon toga se vazduh hladi krećući se ka polovima i potom se spušta, a odatle biva potisnut ponovo u ekvatorsku zonu odakle proces počinje ispočetka. Ovaj proces je veoma podložan sezonskim varijacijama usled velikih promena u insolaciji.

⁴⁴George Hadley, 1685-1768, engleski advokat i meteorolog amater



Slika 4.8: Hadlijeve ćelije

Za ekvatorsku oblast su karakteristična talasna kretanja kao posledica odsustva komponente centrifugalnog ubrzanja tangentne na površinu i zbog promene znaka Koriolisovog parametra $2\Omega \sin \delta$. Zbog ovoga se javljaju Rozbijevi⁴⁵ talasi koji se kreću u pravcu zapada, koji nisu karakteristični samo za ekvatorsku oblast, i Kelvinovi⁴⁶ talasi koji se kreću u pravcu istoka (Holton & Hakim 2012).

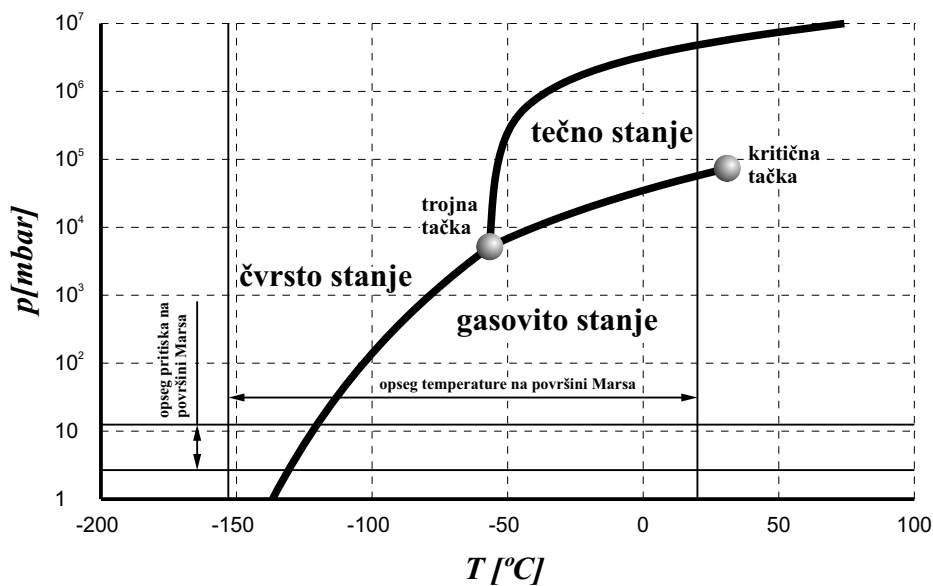
Atmosferske termalne plime su globalna talasna kretanja uzrokovana velikim razlikama u insolaciji tokom obdanice i noći. Marsova atmosfera je, osim u slučaju globalnih peščanih oluja, uglavnom relativno čista tako da veliki deo solarnog zračenja dospeva do površine planete zagrevajući je. Ova toplota se razmenjuje sa atmosferom što dovodi do uzdizanja atmosferskih masa do velikih visina. Tokom noći, ove vazdušne mase se hlade i ponovo spuštaju ka površini. Postoje migrirajuće termalne plime koje se kreću ka zapadu prateći Sunce i nemigrirajuće koje su povezane sa velikim topografskim strukturama na Marsu a takođe i sa varijacijama albeda i termalne inercije površine (Read & Lewis 2004).

⁴⁵Carl-Gustaf Rossby, 1898-1957.

⁴⁶William Thomson Kelvin, 1824 - 1907.

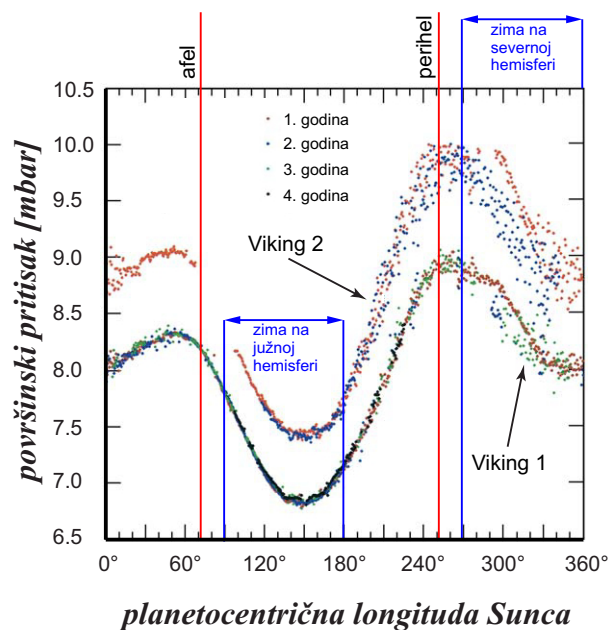
4.3.3 CO_2 ciklus

Kao što je već pomenuto, sezonski CO_2 ciklus je jedinstvena karakteristika Marsove meteorologije. Tokom zime, temperature u polarnim oblastima postaju dovoljno niske da u kombinaciji sa odgovarajućim pritiskom dovedu do kondenzacije atmosferskog CO_2 . Na Slici 4.9 prikazan je fazni dijagram za CO_2 sa varijacijama temperature i pritiska na površini Marsa.



Slika 4.9: Fazni dijagram za CO_2

Kondenzacija CO_2 tokom zime i njegova sublimacija tokom proleća dovodi do rasta i opadanja polarnih kapa. Procenjuje se da oko 20% mase Marsove atmosfere učestvuje u ovom ciklusu (Haberle 2003). Za razliku od Zemlje, čija atmosfera ne menja značajno masu tokom godine, ogromna varijacija u masi Marsove atmosfere usled CO_2 ciklusa je glavni uzrok velikih polugodišnjih varijacija srednjeg dnevnog atmosferskog pritiska. Na Slici 4.10 je prikazan srednji dnevni atmosferski pritisak meren na Vikingu 1 i Vikingu 2.



Slika 4.10: Sezonska varijacija atmosferskog pritiska (Haberle 2003)

Kao što se vidi na prethodnoj slici, CO_2 ciklus dovodi do polugodišnjih, a ne godišnjih varijacija atmosferskog pritiska, zbog toga što je opadanje jedne polarne kape uvek praćeno rastom druge. Ipak, ova varijacija je asimetrična sa mnogo dubljim minimumom tokom zime na južnoj hemisferi nego tokom zime na severnoj hemisferi. Ovo je posledica velikog ekscentriciteta Marsove orbite i činjenice da se zima na južnoj hemisferi dešava u blizini afela orbite. Zima na južnoj hemisferi je duža i hladnija nego na severnoj, pa se veća količina atmosferskog CO_2 kondenzuje što dovodi do globalnog pada pritiska.

4.4 Modeli Marsove atmosfere

Najmoćniji alati za meteorološka i klimatska predviđanja na Zemlji su takozvani modeli opšte cirkulacije atmosfere (MOC). Zbog veoma oskudnih podataka za parametre atmosfere drugih planeta Sunčevog sistema, veoma je teško izvršiti detaljno fizičko modelovanje njihovih atmosfera. Jedini izuzetak je Mars za koji postoji veliki broj posmatranja, kao i zbog činjenice da je u mnogim stvarima koje utiču na ponašanje atmosfere, Mars veoma sličan Zemlji. Jedan od ovih parametara je veoma sličan period rotacije jer je Marsov dan za svega 40 minuta duži od Zemljinog. Mars takođe ima atmosferu koja je transparentna za vidljivi deo spektra, osim u

slučajevima velikih pešćanih oluja. Atmosfera Marsa je stabilno raslojena sa skalom visina koja je slična kao na Zemlji. Trenutni nagib Marsove ose rotacije (25.2°) je veoma sličan Zemljinom (23.5°) pa zbog toga dolazi do sličnosti u smeni godišnjih doba. Zbog svih ovih sličnosti očekuje se da vremenski sistemi i atmosferska cirkulacija na Marsu imaju velikih sličnosti sa Zemljom uprkos znatnim razlikama u pritisku, gustini, temperaturi i sastavu atmosfere, manjem radijusu planete i značajno dužoj godini.

Postoje, međutim, i ogromne razlike između atmosfera Marsa i Zemlje. Najuočljivija razlika je u sastavu atmosfere jer na Marsu dominantnu komponentu čini CO_2 dok je na Zemlji to N_2 . Takođe, odsustvo okeana na današnjoj površini Marsa isključuje kompleksnu interakciju između atmosfere i vodenih površina koja se dešava na Zemlji. Postoje i pojave koje su karakteristične za Mars i jedinstvene su u celom Sunčevom sistemu, kao što je sezonski CO_2 ciklus. Takođe postoji veliki uticaj prašine na parametre atmosfere, koji može biti i globalnog karaktera, pa je neophodno modelovati procese poput podizanja, transporta i deponovanja prašine.

4.4.1 Modeli opšte cirkulacije Marsove atmosfere

Razvoj modela opšte cirkulacije Marsove atmosfere je počeo neposredno nakon što su takvi modeli razvijeni za Zemlju. Ovi modeli se zasnivaju na osnovnim Jednačinama atmosferske fizike (4.1 - 4.4) pomoću kojih se simuliraju pojave poput planetarnih talasa, termalnih plima, CO_2 ciklusa itd. Prvi korak u razvoju modela MOC Marsa je bila adaptacija postojećeg MOC Zemljine atmosfere na uslove na Marsu (Leovy & Mintz, 1969). Ovaj model je predvideo kondenzaciju atmosferskog CO_2 . Razvoj ovog modela je nastavljen u NASA Ames razvojnom centru do današnjeg dana i predstavlja jednu od najznačajnijih osnova za istraživanje atmosfere i klime na Marsu. Pomoću ovog modela su izvršeni brojni numerički eksperimenti kao što je analiza uticaja velikih topografskih struktura na atmosfersku cirkulaciju (Pollack et al. 1981), polarni procesi poput kondenzacije i sublimacije CO_2 (Pollack et al. 1990), baroklini vrtlozi (Barnes et al. 1993), simulacija globalnih pešćanih oluja (Murphy et al. 1995), uticaj promena orbitalnih elemenata Marsa na atmosferu (Haberle et al. 2003), itd. Pomoću ovog modela su takođe intepretirani mnogi po-

daci dobijeni pomoću kosmičkih letelica koje su vršile merenja parametara Marsove atmosfere. Izuzetno značajan rezultat koji je proistekao iz ovog modela, i koji je dostupan javnosti, je model atmosfere Mars-GRAM (Mars Global Reference Atmospheric Model) (Justus et al. 1996, Justus et al. 2002) koji je korišćen u ovom istraživanju.

Drugi MOC atmosfere Marsa se razvija u Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD) u Parizu od devedesetih godina prošlog veka. Ovaj model je prvi bio u stanju da simulira ponašanje atmosfere kroz celu Marsovu godinu pa je zbog toga mogao da reprodukuje sezonske varijacije pritiska koje su zabeležili Viking 1 i Viking 2 (Hourdin et al. 1995) prikazane na Slici 4.10.

Još jedan MOC atmosfere Marsa je razvijan na Oksfordu takođe od početka devedesetih godina prošlog veka. Nešto kasnije su modeli razvijani u LMD i Oksfordu nastavili razvoj u bliskoj saradnji što je dovelo do objavljivanja Baze klimatskih podataka Marsa (Lewis et al, 1999), koja je takođe dostupna javnosti.

Četvrti MOC atmosfere Marsa je razvijen u Laboratoriji za geofizičku dinamiku fluida (Geophysical Fluid Dynamic Laboratory) u Princetonu. Ovaj model je kombinovao NASA Ames i LMD model i bio je prvi koji je korišćen za proučavanje termalnih plima u atmosferi (Wilson & Hamilton 1996). Pored ova četiri glavna MOC, poslednjih godina se radi na razvoju i drugih modela ali oni nisu dostigli stepen razvoja kao pomenuta četiri modela.

4.4.2 Atmosferski modeli mezo razmera

U meteorologiji i astroklimatskim istraživanjima, mezoklima, koja se često naziva i lokalna klima, odnosi se na oblast koja predstavlja neku geografsku celinu i uglavnom je razmera do 100 km. Osim globalnih modela, u cilju što boljeg predviđanja atmosferskih parametara za neku specifičnu lokaciju i vreme, razvijaju se i modeli mezo razmera koji obuhvataju određene lokalitete ili regione od posebnog značaja. Na primer, za određivanje najverovatnijih karakteristika atmosfere sa kojima će se suočiti misija PHX (Tamppari et al. 2008), razvijen je model MRAMS (Mars Regional Atmospheric Modeling System) (Rafkin et al. 2001). Ovaj model je takođe korišćen i za misije MER (Rafkin & Michaels 2003) i MEM (Beagle lander) (Rafkin

et al. 2004). Postoje i mnogi drugi modeli koji su razvijani za specifične potrebe pojedinih misija kao što je Mars Mesoscale Model i Mars Large Eddy Simulation Model (Tyler et al. 2008) koji je korišćen za misiju PHX, Clancy model (Clancy et al. 1995) koji je korišćen za MPF, Kass-Schoefield model (Kass et al. 2003) korišćen za MER, itd. Ovakvi regionalni modeli omogućuju korišćenje finije horizontalne i vertikalne rezolucije nego kod globalnih modela, sa istim računarskim resursima. Granični uslovi ovih modela se obično dobijaju iz globalnih modela ili su definisani na neki drugi način, npr. na osnovu posmatranja atmosfere. Još jedna važna karakteristika ovih modela je da uz povećanu rezoluciju ne moraju uvek da se prave pretpostavke koje pojednostavljaju fizički model atmosfere, što je neophodno kod globalnih modela. Na primer, ovi modeli ne moraju da imaju pretpostavku potpune hidrostatičke ravnoteže (Toigo & Richardson, 2002).

4.4.3 Modelovanje gornjih slojeva atmosfere

Fizički procesi u gornjim slojevima atmosfere, iznad termosfere, znatno su drugačiji od onih u donjim slojevima gde se uglavnom pretpostavlja da je atmosfera neutralna i homogena. U gornjim slojevima atmosfere hemijski sastav može da varira veoma brzo u prostoru i vremenu, a takođe zbog apsorpcije visoko energetskih fotona sa Sunca dolazi do disocijacije i jonizacije. Uz sezonske i dnevne varijacije insolacije, neophodno je uzeti u obzir i varijacije Sunčeve aktivnosti.

Jedan od najvećih problema kod modelovanja gornjih slojeva atmosfere je njihovo povezivanje sa donjim slojevima atmosfere. Ovo uglavnom znači da se granični uslovi na donjoj granici gornjih slojeva postavljaju proizvoljno na osnovu posmatranja ili na osnovu izlaza iz MOC za donje slojeve koji se računaju sa nekim vremenskim korakom. Pomenuta procedura podrazumeva da gornji slojevi atmosfere ne mogu da utiču na donje slojeve (Bougher et al. 2002). Ovaj uticaj je i dalje neispitan i pitanje je da li uopšte postoji na nivou značajnom za pravljenje MOC. Sa druge strane, uticaj donjih slojeva na gornje je očigledan i posledica je pre svega širenja i kontrakcije donjih slojeva usled zagrevanja i hlađenja i kroz poremećaje koji se prostiru vertikalno naviše kao što su termalne plime i gravitacioni i planetarni talasi (Wilson, 2000, Forbs & Hagan, 2000).

Validacija modela gornjih slojeva je i dalje veoma problematična jer kosmičke misije na Marsu nisu izvršile dovoljno merenja da se pokriju sve kombinacije godišnjih doba i Sunčeve aktivnosti, a pošto je termosfera Marsa veoma dinamična (Bougher et al. 1999, 2000) neophodna je što veća količina podataka za kvalitetno modelovanje visokih slojeva atmosfere.

4.4.4 Model Marsove atmosfere Mars-GRAM

Mars-GRAM je globalni model atmosfere Marsa (Justus et al. 1996, Justus et al. 2002) baziran na NASA Ames modelu opšte cirkulacije atmosfere Marsa (MOCM) (Haberle et al. 1993; Barnes et al. 1993) i Modelu opšte cirkulacije termosfere Marsa (MOCTM) Univerziteta u Arizoni (Bougher et al., 1990, 1999). Budući da su ovi modeli opšte cirkulacije veoma zahtevni u pogledu računarskih resursa jer za određivanje atmosferskih parametara rešavaju složeni Sistem jednačina (4.1 - 4.4), oni nisu pogodni za integraciju putanja letelica kroz atmosferu Marsa. Sa druge strane, Mars-GRAM izračunava atmosferske parametre interpolacijom vrednosti koje su tabulirane korišćenjem pomenuta dva modela opšte cirkulacije. Na ovaj način je dobijen veoma efikasan i brz model atmosfere koji ima dovoljnu tačnost za analizu putanja letelice kroz Marsovu atmosferu. Podaci iz MOCM pokrivaju visine od 0 do 80 km, dok MOCTM pokriva visine od 80 do 170 km. Za visine preko 170 km, koje nisu od značaja za putanje letelica, koristi se takozvani modifikovani Stjuartov model (Justus et al. 1996) u kome atmosferski parametri zavise i od Sunčeve aktivnosti.

Za svaki atmosferski parameter (pritisak, temperaturu, gustinu, komponente brzine vetra) tabulirane su srednje dnevne vrednosti i amplitude i faze dnevne i poludnevne varijacije tog parametra, čija se vrednost računa pomoću formule

$$P = A_0 + A_1 \cos [\pi (t - \varphi_1) / 12] + A_2 \cos [\pi (t - \varphi_2) / 6] \quad (4.7)$$

gde je t LPSV, A_0 srednja dnevna vrednost parametra P , A_1 , A_2 , φ_1 i φ_2 amplitude i faze dnevne i poludnevne varijacije parametra P . Ove vrednosti su date na svakih 5 km visine i svakih 7.5 stepeni latitude za visine do 80 km, a za visine od 80 do 170

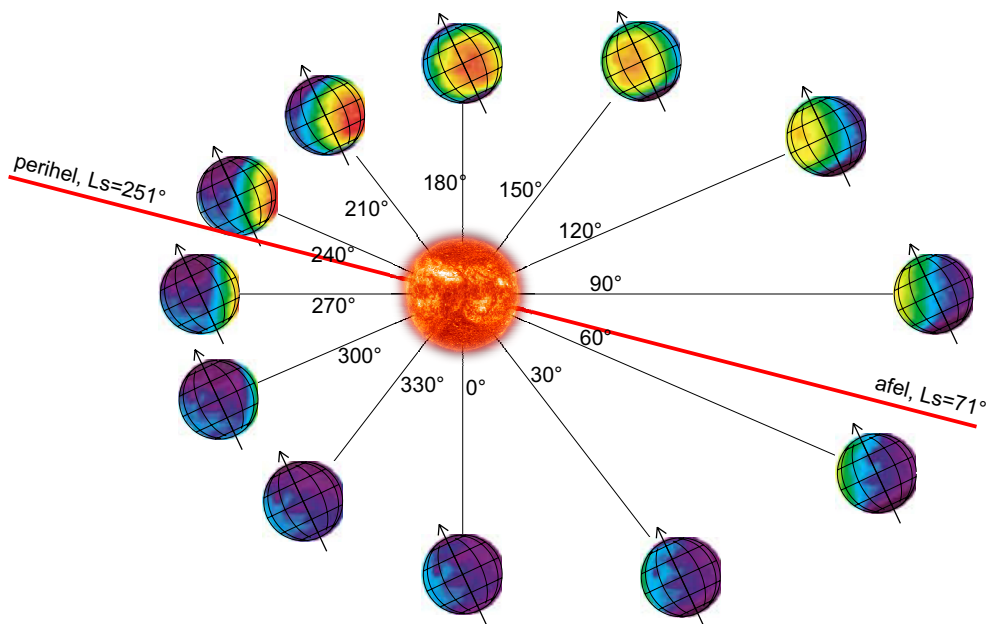
km na svakih 5 stepeni latitude i sa istim korakom za visinu. Za oba opsega visina, koeficijenti su dati na svakih 30° planetocentrične longitude Sunca, L_s , tj. za 12 položaja na orbiti. Takođe, svi ovi koeficijenti su dati za tri nivoa količine prašine u atmosferi tj. za optičke dubine (τ) 0.3, 1 i 3. Osim toga postoji opcija, koja je i korišćena za potrebe ovog istraživanja, da optička dubina atmosfere zavisi od L_s tako da se simuliraju vrednosti koje su izmerili Viking 1 i Viking 2. Ova zavisnost je data formulom

$$\tau = 0.65 - 0.35 \sin L_s$$

Mars-GRAM pored osnovnih atmosferskih parametara kao što su p, ρ, T i brzine vetrova, daje i druge karakteristike atmosfere kao što je raspodela količine prašine po visini. Takođe postoji mogućnost modelovanja lokalnih, regionalnih i globalnih pešćanih oluja (Justus et al. 1996), kao i uticaja topografije na atmosferske parametre.

4.5 Varijabilnost atmosferskih parametara

Osnovni razlog veoma izražene dinamičnosti Marsove atmosfere je njen veoma mali toplotni kapacitet. Oko 100 puta manje toplotne energije je potrebno da se ista zapremina vazduha zagreje za jedan Kelvin na površni Marsa nego na površini Zemlje. Zbog ovoga je Marsova atmosfera veoma osteljiva na količinu energije koju dobija od Sunca što dovodi do velikih dnevnih i sezonskih promena. Na karakter i magnitudu varijacija atmosfere značajno utiče i specifična konfiguracija Marsove orbite i ose rotacije što je šematski prikazano na Slici 4.11.

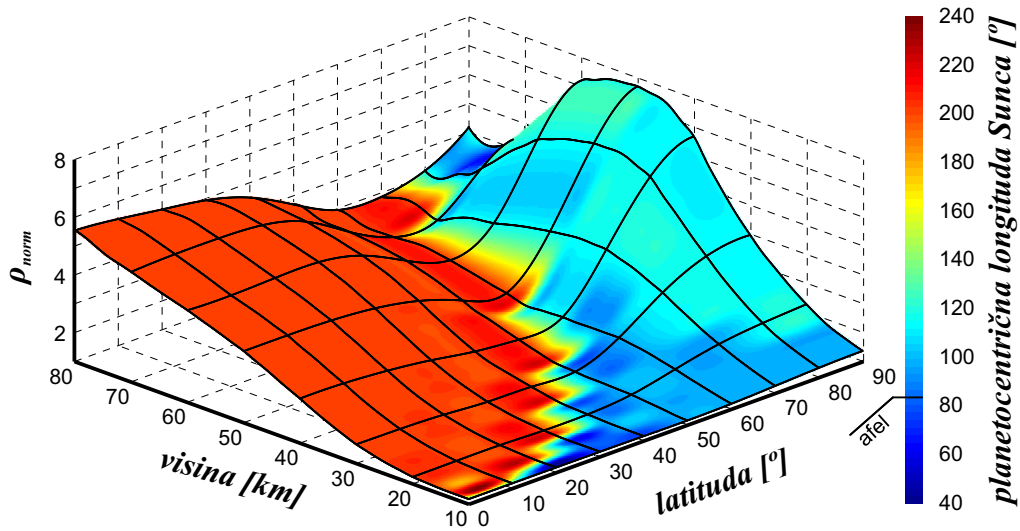


Slika 4.11: Šematski prikaz Marsove orbite

Konfiguracija koja je prikazana na prethodnoj slici je veoma slična Zemljinoj, jer je geocentrična longituda Sunca u trenutku kada je Zemlja u perihelu oko 283° . Ipak, zbog mnogo veće ekscentričnosti Marsove orbite, ova konfiguracija ima mnogo veći uticaj na ponašanje Marsove atmosfere s obzirom da razlika u količini energije koju Mars prima sa Sunca u perihelu i afelu iznosi čak 45%, dok je kod Zemlje ova razlika oko 7%.

4.5.1 Sezonske varijacije

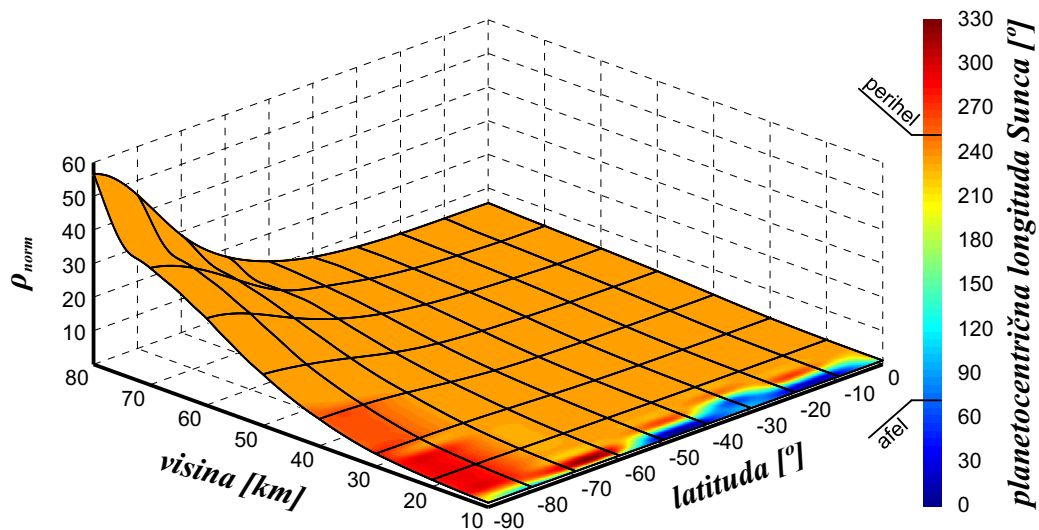
Kao što je već pomenuto, velika varijacija ukupne mase Marsove atmosfere tokom godine, zbog kondenzacije i sublimacije atmosferskog CO_2 , glavni je uzrok velikih sezonskih varijacija pritiska, a posledično i ostalih parametara atmosfere. Budući da na putanju letelice presudan uticaj ima gustina atmosfere, njoj je potrebno posvetiti posebnu pažnju. Na Slikama 4.12 i 4.13 su prikazani odnosi maksimalne i minimalne srednje dnevne gustine u toku godine za sve latituda i visine od 10 km do 80 km. Skalom boja je prikazan položaj Marsa na orbiti kada je srednja dnevna gustina najveća.



Slika 4.12: Odnos maksimalne i minimalne gustine na severnoj hemisferi

Na prethodnoj slici se može uočiti da se sa povećanjem latituda povećava uticaj sezone, tj. položaja ose rotacije u odnosu na uticaj rastojanja od Sunca. U ekvatorskim oblastima, uticaj sezone je dominantan samo u nižim slojevima atmosfere koji su najviše izloženi reflektovanom zračenju od površine Marsa. Ovaj uticaj se povećava sa porastom latituda pa postaje dominantan i u visokim slojevima atmosfere. Takođe se može uočiti da su promene gustine u ekvatorskoj oblasti uporedive sa promenama u polarnim oblastima.

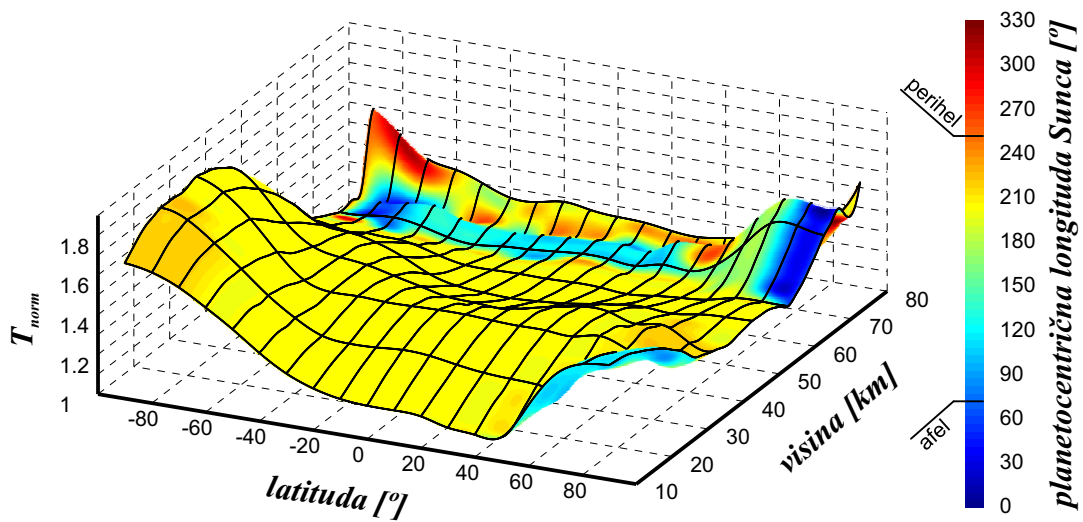
Sa druge strane, situacija na južnoj hemisferi je potpuno drugačija nego na severnoj, što se može uočiti upoređivanjem Slika 4.12 i 4.13.



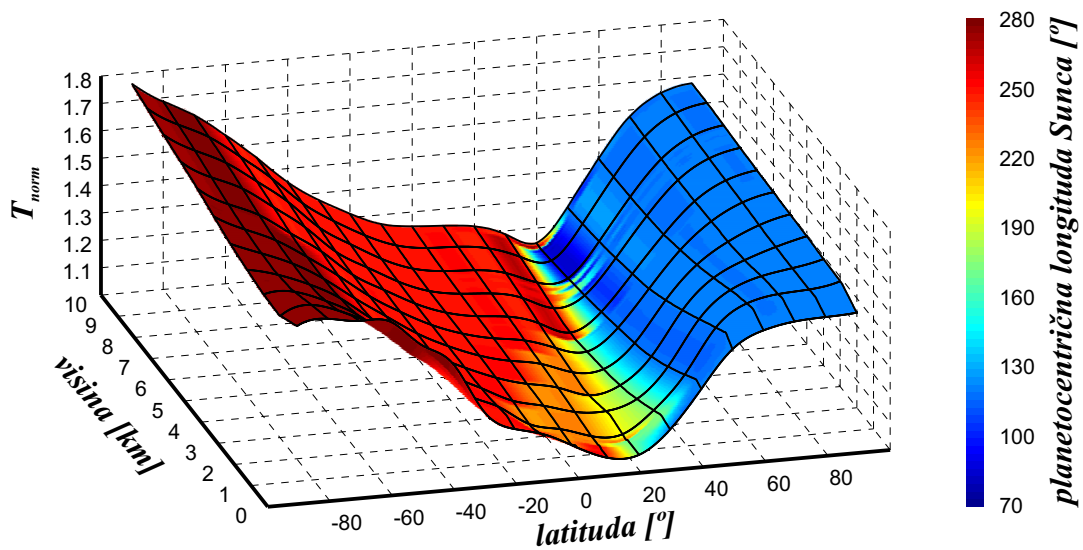
Slika 4.13: Odnos maksimalne i minimalne gustine na južnoj hemisferi

Usled konfiguracije Marsove orbite i ose rotacije prikazane na Slici 4.11, uticaji letnjeg perioda i malog rastojanja od Sunca se superponiraju pa promene na celoj južnoj hemisferi rastu sa porastom latituda i visine. Osim toga, skala boja pokazuje da se na skoro celoj hemisferi i u širokom opsegu visina, maksimalna gustina dešava kada je Mars u okolini perihela orbite. Posledice superponiranja pomenuta dva uticaja je da su promene gustine na južnoj hemisferi i za red veličine veće nego na severnoj.

Osim gustine, u manjoj meri i temperatura atmosfere ima uticaj na putanju letelice što će biti prikazano u Poglavlju 5. Na sledeće dve slike su prikazane maksimalne promene temperature u visokim i niskim slojevima atmosfere.



Slika 4.14: Maksimalne promene temperature u visokim slojevima atmosfere

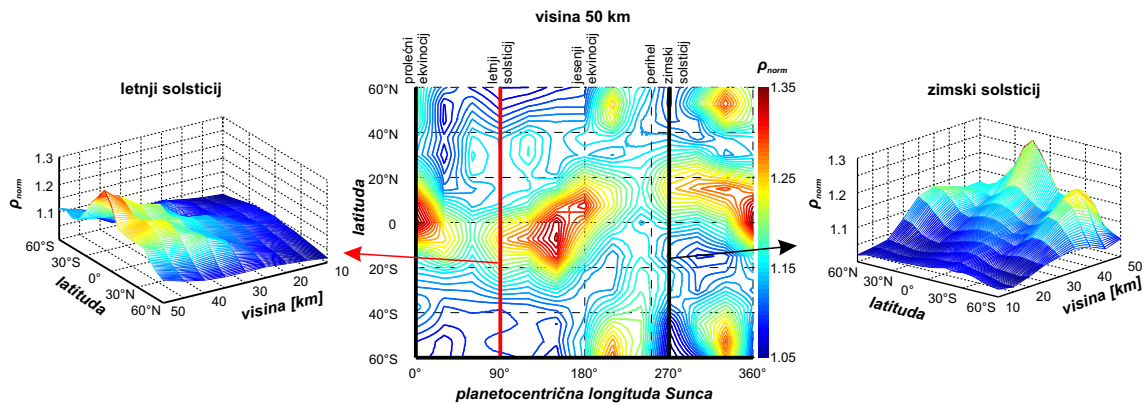


Slika 4.15: Maksimalne promene temperature u niskim slojevima atmosfere

Sa prethodne dve slike je uočljivo da sezona ima značajno veći uticaj na temperaturu atmosfere u niskim slojevima zbog uticaja reflektovanog zračenja od površine Marsa, a takođe je uočljiva i značajna i relativno simetrična zavisnost od latituda. Sa druge strane, u višim slojevima atmosfere dominantan uticaj ima rastojanje od Sunca.

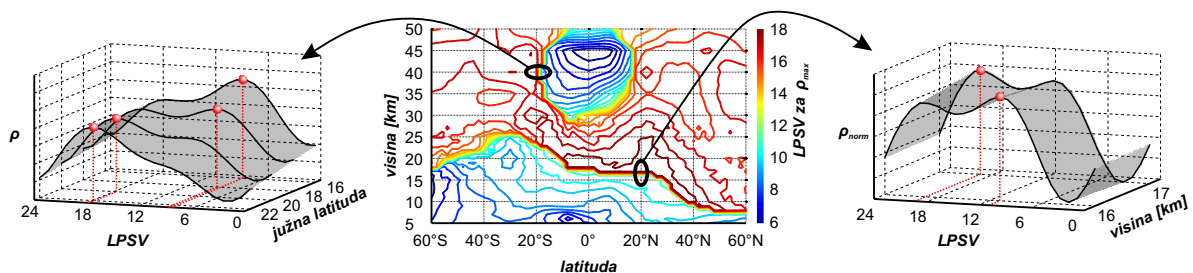
4.5.2 Dnevne varijacije

Dnevne varijacije atmosferskih parametara, iako značajno manje po magnitudi od sezonskih, takođe mogu imati veliki uticaj na putanju letelice, pa im je potrebno posvetiti posebnu pažnju. Kako je već ranije pomenuto, velika osetljivost Marsove atmosfere na insolaciju za posledicu ima veoma brze i velike promene atmosferskih parametara na dnevnom nivou. Na Slici 4.16 su prikazane maksimalne dnevne varijacije gustine atmosfere na visini od 50 km u zavisnosti od δ i L_s .



Slika 4.16: Dnevne varijacije gustine atmosfere

Za razliku od sezonskih varijacija koje su najizraženije u polarnim oblastima, dnevne varijacije su najveće u ekvatorskoj oblasti. Osim veličine promene atmosferskih parametara, dnevne varijacije su veoma značajne i zbog toga što mogu da dovedu do ovih promena za samo nekoliko časova. Na Slici 4.17 je prikazano LPSV pri kome se javlja maksimalna gustina atmosfere za položaj na orbiti koji odgovara prolećnom ekvinociju.



Slika 4.17: LPSV maksimalne gustine

Na prethodnoj slici je uočljivo da je gustina veoma nestabilna u odnosu na LPSV tj. da postoje regioni sa veoma velikim gradijentima. Na dijagramu na levoj strani prethodne slike, prikazano je da je moguća promena LPSV za koje je gustina maksimalna za čak 12h pri veoma maloj promeni latituda. Takođe, na desnoj strani prethodne slike je prikazano da se LPSV, pri kome se javlja maksimalna gustina, može promeniti za 6h pri promeni visine od samo 1 km.

Varijacije atmosferskih parametara, pre svega gustine, za koje je pokazano da mogu biti veoma velike i po magnitudi i po brzini promene, nesumnjivo imaju značajan uticaj na putanju letelice koja sleće na površinu Marsa. Uzimajući u obzir

da su ove varijacije posebno izražene na južnoj hemisferi zbog specifične konfiguracije Marsove orbite i ose rotacije, one mogu imati presudan uticaj na mogućnosti za sletanje na južne Marsove visoravni što će biti prikazano u narednim poglavljima.

5 Aerodinamičke karakteristike letelica

Prva veštačka tela koja su velikim brzinama ulazila u atmosferu nisu bile kosmičke letelice, već interkontinentalni balistički projektili na čijem se razvoju intenzivno radilo posle Drugog svetskog rata. Let kroz guste slojeve atmosfere, brzinama višestruko većim od brzine zvuka, predstavljao je ogroman izazov zbog problema zagrevanja tela usled atmosferskog otpora i pretvaranja velike količine kinetičke energije tela u toplotnu energiju. Zbog ovog problema se pojavio i pojam “termalna barijera” po analogiji sa zvučnom barijerom koja je predstavljala veliki izazov u nešto ranijoj fazi razvoja vazduhoplovstva i raketne tehnologije. Ideja o termalnoj barijeri potiče od proste činjenice da je specifična kinetička energija po jedinici mase letelice koja uleće u atmosferu planete izuzetno velika

$$E_k = \frac{1}{2}v^2$$

Za tipične brzine kojima letelice uleću u atmosferu Marsa, od 4.7 km/s koliko je bila brzina za Viking 1 i 2, do 7.3 km/s koliko je bila za MPF, ove energije iznose od 11 do 27 MJ/kg. Kada se uzme u obzir da je neophodno svu ovu energiju pretvoriti u toplotnu energiju kako bi se letelica zaustavila, jasno je da zagrevanje letelice predstavlja jedan od najvećih problema prilikom sletanja na površinu planete.

Prva istraživanja čiji je cilj bio određivanje adekvatnog oblika za balističke projekte su intuitivno bila fokusirana na dugačka i tanka tela igličastog oblika. Međutim, kada su tela ovakvih oblika testirana u aerodinamičkim tunelima, količina toplote koju su primala je bila ogromna i dovodila do njihovog topljenja i uništavanja. Fokus istraživanja se promenio kada je Heri Džulijan Alen⁴⁷ u saradnji sa Alfredom Egersonom⁴⁸, 1952. godine došao do revolucionarnog otkrića poznatog kao **Teorija tupog tela**. Ovom teorijom je dokazana naizgled paradoksalna činjenica da povećanje sile otpora dovodi do smanjivanja količine toplote koju telo apsorbuje prilikom leta kroz atmosferu (Allen & Eggers 1958). Do ovog fenomena dolazi zbog formiranja lučnog udarnog talasa ispred tela koji dovodi do toga da samo mali deo nastale

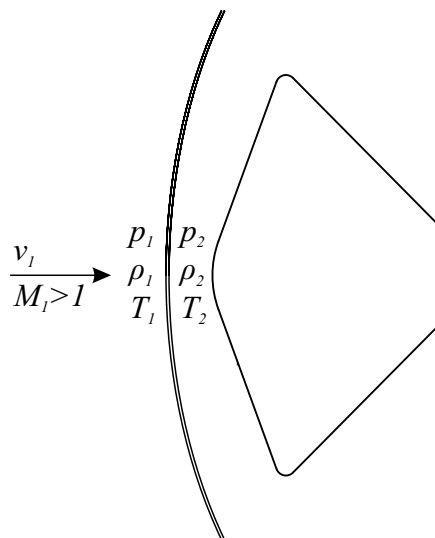
⁴⁷Harry Julian Allen, 1910 - 1977.

⁴⁸Alfred J. Eggers, 1922 - 2006.

toplotne energije apsorbuje letelica, dok se veći deo ove energije preda okolnoj atmosferi.

5.1 Parametri normalnog udarnog talasa

S obzirom da letelica proleće kroz atmosferu brzinom koja je na najvećem delu putanje znatno veća od brzine zvuka, oko nje se razvija nadzvučno strujno polje koje karakteriše snažan udarni talas ispred letelice, kao što je prikazano na Slici 5.1.



Slika 5.1: Parametri udarnog talasa

Parametri normalnog⁴⁹ udarnog talasa se mogu izračunati iz jednačina kontinuiteta, količine kretanja i energije za adijabatsko strujanje kroz udarni talas. Ove jednačine su već razmatrane u Poglavlju 4 prilikom razmatranja elemenata atmosfere fizike, a ovde su prikazane u obliku pogodnom za analizu udarnog talasa (Anderson, 1990)

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2$$

$$p_1 + \rho_1 v_1^2 = p_2 + \rho_2 v_2^2$$

$$h_1 + \frac{v_1^2}{2} = h_2 + \frac{v_2^2}{2}$$

⁴⁹Normalni udarni talas je talas koji je normalan na vektor brzine slobodne struje. Oko kapsule se formira lučni udarni talas, kao što je prikazano na Slici 5.1, koji je normalan na vektor brzine u regionu oko nosa kapsule.

gde su h_1 i h_2 entalpije ispred i iza udarnog talasa. Entalpija predstavlja meru totalne energije termodinamičkog sistema i definiše se kao

$$h = U + pV$$

gde je U unutrašnja energija, p pritisak i V zapremina.

Za kalorički idealan gas⁵⁰, prethodnim jednačinama se mogu pridodati i termodinamičke relacije

$$p = \rho RT$$

$$h = c_p T$$

gde je c_p topotni kapacitet pri konstantnom pritisku. Iz prethodnih jednačina se lako dolazi do veze između parametara strujanja ispred i iza normalnog udarnog talasa

$$M_2 = \sqrt{\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2}{\gamma M_1^2 - \frac{\gamma-1}{2}}}$$

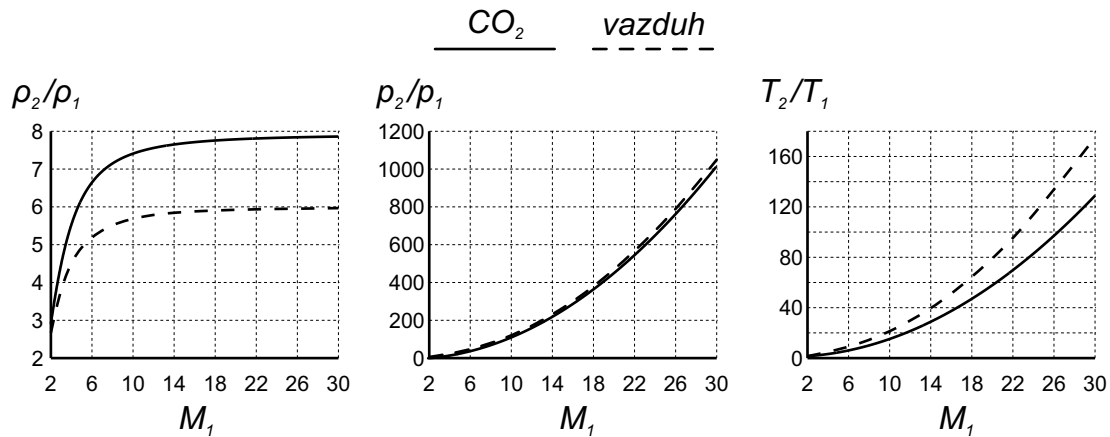
$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{(\gamma + 1) M_1^2}{2 + (\gamma - 1) M_1^2}$$

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{2\gamma}{\gamma + 1} (M_1^2 - 1)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left[1 + \frac{2\gamma}{\gamma + 1} (M_1^2 - 1) \right] \left[\frac{2 + (\gamma - 1) M_1^2}{(\gamma + 1) M_1^2} \right]$$

⁵⁰Kod kalorički idealnog gasa se zanemaruje energija usled vibracije molekula gasa kao i međumolekularne sile. Posledica toga je da su specifični toplotni kapaciteti pri konstantom pritisku (c_p) i konstantnoj zapremini (c_v), pa samim tim i njihov odnos (γ), konstantni, tj. ne zavise od temperature i pritiska.

gde su M_1 i M_2 Mahovi brojevi ispred i iza udarnog talasa respektivno. Pri jako velikim Mahovim brojevima koji se javljaju prilikom ulaska letelica u atmosferu Marsa, odnosi gustina, pritiska i temperatura posle i pre udarnog talasa, koji su dati prethodnim jednačinama, bi imali ekstremno visoke vrednosti. Na Slici 5.2 su prikazani odnosi parametara strujanja pre i posle normalnog udarnog talasa za CO_2 ($\gamma = 1.289$) i vazduh ($\gamma = 1.4$) u funkciji Mahovog broja.



Slika 5.2: Parametri normalnog udarnog talasa

Sa Slike 5.2 se vidi da pri velikim Mahovim brojevima, koji se javljaju prilikom ulaska letelica u planetske atmosfere, kompresija strujnog polja može da bude ekstremno velika, i do tri reda veličine, što dovodi i do povećanja statičke temperature⁵¹ za dva reda veličine, kao što se vidi na krajnjem desnom dijagramu na Slici 5.2. Ovo znači da bi se pri letu kroz atmosferu Marsa Mahovim brojem 30 i pri temperaturi atmosfere od 250 K, što je uobičajena vrednost za atmosferu Marsa, iza udarnog talasa javila statička temperatura od preko 30000 K. Temperatura gasa koja bi se javila na površini letelice bi bila još veća jer bi došlo do zaustavljanja vazdušne struje pa bi se javila takozvana zaustavna ili totalna temperatura koja se dobija iz

⁵¹Celokupna predstavljena analiza parametara normalnog udarnog talasa odnosi se na statičke parametre strujanja. To su oni parametri koji bi bili izmereni instrumentima koji bi se kretali zajedno sa strujnim poljem, tj. koji bi relativno mirovali u odnosu na strujno polje. Ovi parametri se razlikuju od totalnih ili zaustavnih parametara strujnog polja koji bi se merili instrumentima koji se relativno kreću u odnosu na strujno polje i u sebi sadrže i posledicu kinetičke energije strujnog polja.

jednačine energije

$$c_p T_0 = c_p T + \frac{v^2}{2}$$

gde je T_0 zaustavna ili totalna temperatura. Kada je brzina jako velika onda je $\frac{v^2}{2} \gg c_p T$ pa se može pisati takozvana hipersonična aproksimacija ove jednačine

$$T_0 \approx \frac{v^2}{2c_p}$$

Temperature izračunate na ovaj način su ekstremno velike, ali srećom, i potpuno pogrešne, jer se gas oko letelice ne može ni približno smatrati kalorički idealnim. Ovakve aproksimacije se mogu koristiti samo pri manjim supersoničnim Mahovim brojevima.

5.2 Dinamika gasova na visokim temperaturama

Prilikom ulaska letelica u planetske atmosfere, koji se uglavnom dešava hiperboličkom brzinom, specifična energija gasne struje koja prolazi kroz udarni talas je izuzetno velika i dovoljna da uzrokuje ogromne temperature između udarnog talasa i letelice, posebno u delu oko zaustavne tačke. Ove temperature su dovoljno velike da dovedu do disocijacije i jonizacije i pokrenu hemijske reakcije između konstituenata strujnog polja.

Ravnotežno stanje nekog konstituenta gasa je definisano u kvantnoj mehanici i podrazumeva da u tom konstituentu postoje tačno definisani energetske nivoi ϵ_i po kojima molekuli, atomi ili joni mogu biti raspoređeni u određenom trenutku. Takođe, svaki energetski nivo ima određeni broj degenerisanih stanja g_i (Anderson 1990). Sistem od N čestica se nalazi u termodinamičkoj ravnoteži ako je njihova raspodela po energetskim nivoima data Bolcmanovom⁵² jednačinom

$$N_i = N \frac{g_i e^{-\frac{\epsilon_i}{kT}}}{Q} \tag{5.1}$$

⁵²Ludwig Eduard Boltzmann, 1844 - 1906.

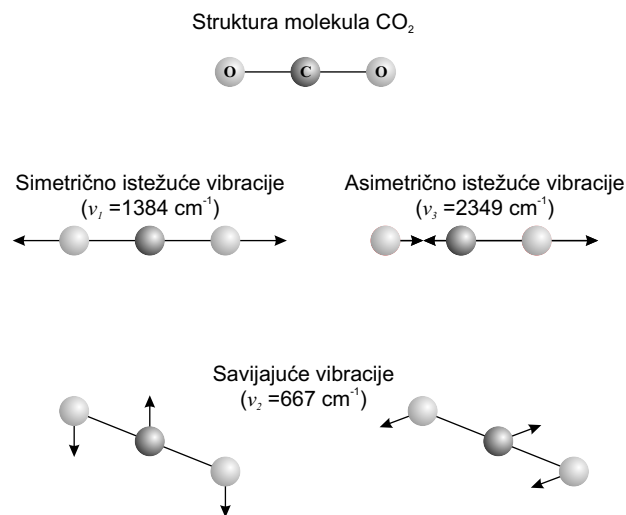
gde je k Bolcmanova konstanta⁵³ a Q takozvana particiona funkcija

$$Q = \sum_i g_i e^{-\frac{\epsilon_i}{kT}} \quad (5.2)$$

Ukupna unutrašnja energija sistema je suma po svim energetskim nivoima

$$E = \sum_i \epsilon_i N_i \quad (5.3)$$

Kod poliatomskih gasova, kao što je CO_2 , koji čini najveći deo Marsove atmosfere, postoje četiri energetska moda - translacioni, rotacioni, vibracioni i elektronski. Svaki od ovih modova ima odgovarajuću temperaturu koje su jednake kada je sistem u ravnoteži. Vibracioni modovi sa odgovarajućim talasnim brojevima su prikazani na Slici 5.3 (Chase 1998).



Slika 5.3: Struktura molekula CO_2 i normalni vibracioni modovi sa talasnim brojevima

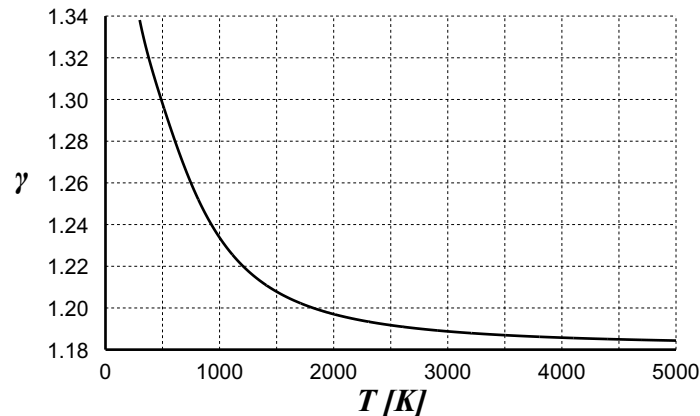
Zanemarujući doprinos elektronskog moda, koji postaje značajan na jako visokim temperaturama, na osnovu Jednačina (5.1-5.3) i karakterističnih vibracionih frekvencija, može se za CO_2 izračunati toplotni kapacitet pri konstantnoj zapremini

⁵³ $k = 1.3806488 \cdot 10^{-23} m^2 kg / s^2 K$

(Anderson 1990)

$$c_v = \frac{3}{2}R + R + \frac{\left(\frac{h\nu}{kT}\right)^2 e^{\frac{h\nu}{kT}}}{\left(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1\right)^2} R$$

gde je h Plankova⁵⁴ konstanta⁵⁵. Sada se može dobiti odnos toplotnih kapaciteta γ za CO_2 koji je prikazan na Slici 5.4



Slika 5.4: Zavisnost odnosa toplotnih kapaciteta (γ) od temperature za CO_2

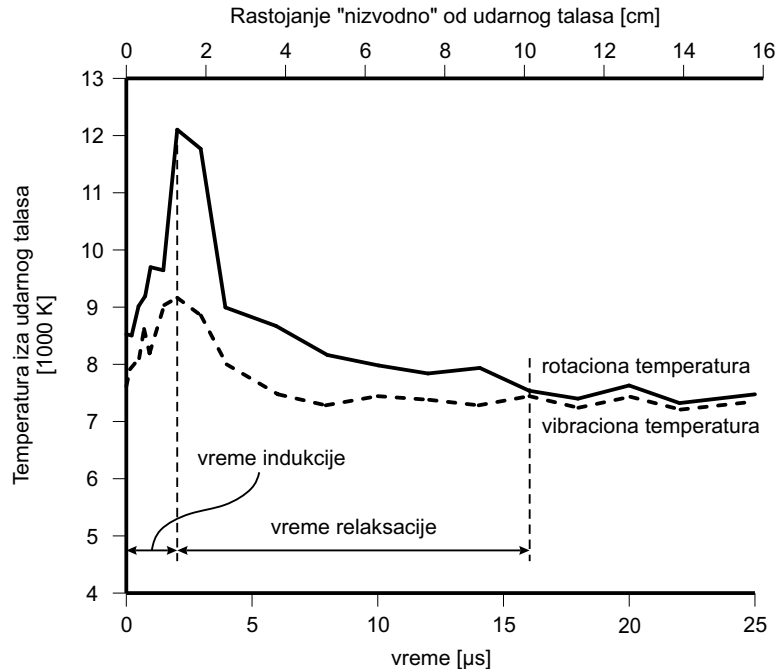
Prethodna analiza se odnosi na takozvani termalno idealan gas kod koga toplotni kapaciteti zavise samo od temperature, ali ne i pritiska. Kao što je već rečeno, temperature iza udarnog talasa su dovoljno velike da pokrenu hemijske reakcije. Ovi procesi zavise od sastava atmosfere i parametara strujanja, tj. brzine, pritiska i temperature. Budući da se hemijske reakcije dešavaju istovremeno dok se gas kreće, oko letelice se formira izuzetno kompleksno strujno polje. Osnovni cilj misije EDM, o kojoj je bilo reči u Poglavlju 1.3, je upravo bolje razumevanje ovih fenomena, budući da oni imaju odlučujuću ulogu u nivou zagrevanja letelice tokom prolaska kroz atmosferu.

Nakon što gas prođe kroz udarni talas i njegova temperatura i pritisak naglo porastu potrebno je neko konačno vreme da bi se putem sudara uspostavila ravnotežna raspodela po energetskim nivoima. Za to vreme gas pređe određeno rastojanje u strujnom polju. Posledica ovoga je da iza udarnog talasa uvek postoji jedna zona u kojoj je gas u neravnotežnom stanju. Na Slici 5.5 je prikazana temperatura iza

⁵⁴Max Karl Ernst Ludwig Planck, 1848 - 1947.

⁵⁵ $h = 6.6260695710^{-34} m^2 kg/s$

udarnog talasa koja je dobijena eksperimentalno (Lin et al. 2012) pri brzini od 6.31 km/s i pritisku od 200 Pa ispred udarnog talasa za smešu gasova sastavljenu od 70% CO_2 i 30% N_2 .

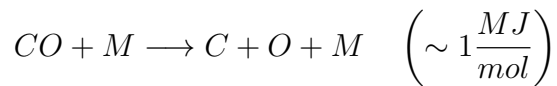
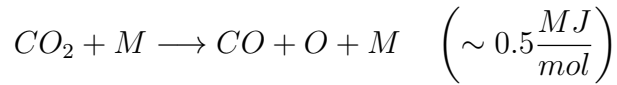


Slika 5.5: Temperatura iza udarnog talasa

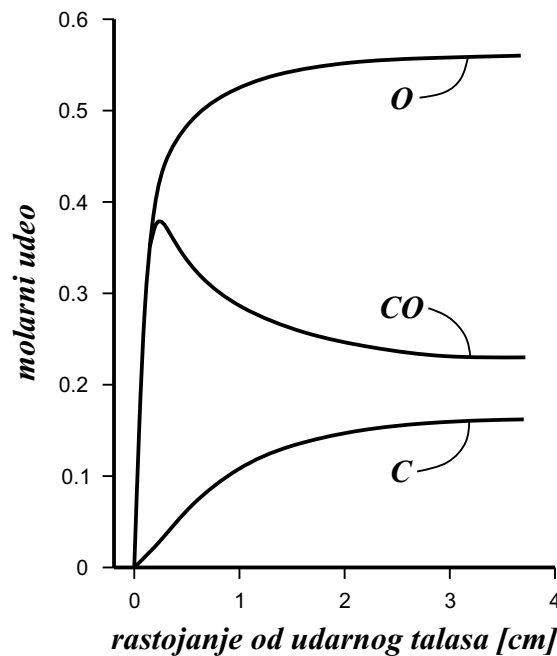
Na prethodnoj slici se vidi da iza udarnog talasa postoji jedan region gde temperature rastu, iza kojeg sledi region relaksacije u kojem temperature opadaju ka ravnotežnom stanju. Može se uočiti da su izmerene temperature iza udarnog talasa daleko niže od onih koje su teorijski izračunate pod pretpostavkom da je gas termalno ili kalorički idealan.

Prilikom ulaska letelica u Marsovu atmosferu, iza udarnog talasa, u takozvanom udarnom sloju, dolazi do disocijacije i delimične jonizacije konstituenata strujnog polja što za posledicu ima to da se udarni sloj sastoji iz Ar , C , N , O , C_2 , N_2 , O_2 , CN , CO , NO , CO_2 , NCO , Ar^+ , C^+ , N^+ , O^+ , C_2^+ , N_2^+ , O_2^+ , CN^+ , CO^+ , NO^+ i slobodnih elektrona (Park et al. 1994). Reakcije između ovih konstituenata apsorbuju značajnu količinu energije što dovodi do toga da su ravnotežne temperature u udarnom sloju daleko manje od onih koje su izračunate za kalorički ili termalno idealan, hemijski nereaktivan gas. U tom smislu, najznačajnije su reakcije disocijacije

CO_2 i CO koje apsorbuju najviše energije



gde je M proizvoljni konstituent strujnog polja. Na Slici 5.6 prikazan je sastav udarnog sloja dobijen numeričkom simulacijom (Park et al. 1994) za let sfernog objekta poluprečnika $R = 1m$ kroz Marsovu atmosferu brzinom od 8 km/s.



Slika 5.6: Glavni konstituenti udarnog sloja

Na prethodnoj slici može se uočiti da se sastav udarnog sloja menja naglo neposredno iza udarnog talasa, da bi potom počeo da teži ravnotežnom stanju.

5.3 Režimi strujanja

Kao što je razmatrano u prethodnim poglavljima, kada neko telo ulazi u planet-sku atmosferu velikom brzinom, različiti fizički i hemijski procesi koji karakterišu

specifične režime strujanja, menjaju se duž putanje tela. Osnovni parametri za definisanje ovih režima su Rejnoldsov⁵⁶, Mahov⁵⁷, Knudsenov⁵⁸ i Damkulerov⁵⁹ broj.

5.3.1 Slobodno-molekularni, prelazni i kontinualni režim

Na velikim visinama, gde je atmosfera izuzetno retka, interakcija tela sa atmosferom se može tretirati aproksimacijom koja se u aerodinamici naziva slobodno-molekularno strujanje. U ovom slučaju molekuli atmosferskog gasa koji se sudaraju sa telom, interaguju sa njegovom površinom i odbijaju se od nje, a sudari odbijenih molekula sa nadolazećim molekulima su toliko retki da se mogu zanemariti. Kako telo zaranja dublje u atmosferu, srednji slobodni put molekula se smanjuje pošto atmosferski gas postaje gušći. Kao posledica, frekvencija sudara između molekula koji se odbijaju od površine tela i onih koji nadolaze se povećava do te mere da se ne može više ignorisati i ovi sudari se moraju uzeti u obzir u cilju preciznog definisanja strujnog polja. Ovaj režim strujanja se naziva prelazni jer predstavlja prelaz između slobodno molekularnog i kontinualnog strujanja. Pri kraju prelaznog režima strujanja, aerodinamičke sile i aerodinamičko zagrevanje počinju da dobijaju velike gradijente i rastu veoma brzo sa približavanjem kontinualnom režimu strujanja. Aerodinamički koeficijenti se takođe značajno menjaju. Kako telo nastavlja da se spušta prema površini planete, atmosfera postaje dovoljno gusta da se može smatrati kontinuumom i zbog toga se režim strujanja u ovom delu putanje naziva kontinualni.

Prethodno opisana podela režima strujanja se može i numerički definisati pomoću parametra koji se naziva Knudsenov broj. Ovaj broj predstavlja odnos između srednjeg slobodnog puta molekula u atmosferi i neke karakteristične dimenzije samog tela, a takođe je približno jednak odnosu Mahovog i Rejnoldsovog broja

$$Kn = \frac{\lambda}{L} \approx \frac{M}{Re}$$

gde je λ srednji slobodni put molekula, L neka karakteristična linearna dimenzija

⁵⁶Osborne Reynolds, 1842 - 1912.

⁵⁷Ernst Mach, 1838 - 1916.

⁵⁸Martin Knudsen, 1871 - 1949.

⁵⁹Gerhard Damköhler, 1908 - 1944.

tela. Reynoldsov broj je definisan kao

$$Re = \frac{Lv}{\nu}$$

gde je ν kinematska viskoznost fluida. Ovaj parametar predstavlja odnos inercijalnih i viskoznih sila u fluidu i takođe se koristi za određivanje turbulentnosti strujnog polja. Mahov broj slobodne struje je definisan kao

$$M = \frac{v}{a}$$

gde je a brzina zvuka. Kako ova brzina zavisi od temperature fluida, Mahov broj u suštini predstavlja neku vrstu mere odnosa kinetičke i unutrašnje energije vazdušne struje. Srednji slobodni put se može predstaviti kao (Shen 2005)

$$\lambda = \frac{M_m}{\sqrt{2}\pi d^2 \rho N_A}$$

gde je M_m molarna masa atmosferskog gasa, d prečnik molekula atmosferskog gasa aproksimiranih krutim sferama, N_A Avogadrov⁶⁰ broj i ρ gustina atmosfere. Sada se Knudsenov broj, uzimajući u obzir vrednosti za CO_2 , može predstaviti kao

$$Kn \approx 7.6 \cdot 10^{-8} \frac{1}{L\rho}$$

Iz prethodnih jednačina se primećuje da Knudsenov i Reynoldsov broj imaju određenu karakteristiku proizvoljnosti jer nije eksplicitno definisano šta se uzima za referentnu dužinu L već je to stvar konvencije. Ovo je uobičajena situacija kod parametara aerotermodinamičke sličnosti. Uzimajući u obzir da su sva uspešna sletanja na Mars izvedena pomoću kapsula slične geometrije, uobičajeno je da se za referentnu dužinu uzima prečnik kapsule. S obzirom da su sve simulacije koje su predstavljene u ovoj disertaciji rađene za kapsulu tipa MER, koja ima prečnik 2.648

⁶⁰Lorenzo Romano Amedeo Carlo Avogadro, 1776 - 1856.

m, prethodni izraz za Knudsenov broj se svodi na

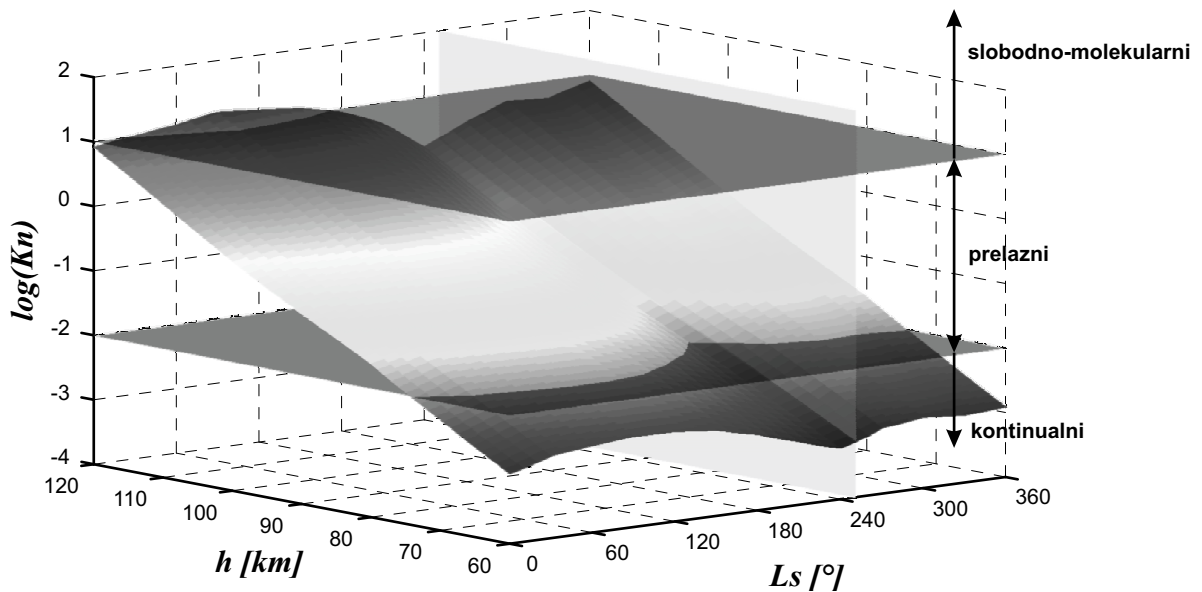
$$Kn \approx 2.9 \cdot 10^{-8} \frac{1}{\rho}$$

Iz prethodne jednačine se vidi da je za određenu kapsulu Knudsenov broj funkcija samo gustine atmosfere. Podela režima strujanja na osnovu Knudsenovog broja prikazana je u Tabeli 5.1.

Tabela 5.1: Režimi strujanja

Knudsenov broj	Režim strujanja
< 0.01	kontinualni
0.01 – 10	prelazni
> 10	slobodno-molekularni

Uzimajući u obzir da aerodinamičke karakteristike letelice, od čega je za ovu analizu najznačajniji koeficijent otpora, značajno zavise od Knudsenovog broja, jasno je da će zbog velike varijabilnosti atmosfere Marsa, zavisno od doba godine i dana, pogotovo na velikim visinama, dolaziti do velikih varijacija u Knudsenovom broju što dovodi do toga da letelica može znatno ranije ili kasnije da uđe u određene režime strujanja, zavisno od profila atmosfere.



Slika 5.7: Kontinualni, prelazni i slobodno-molekularni režim

Na Slici 5.7 prikazani su režimi strujanja za MER kapsulu i atmosferske profile iznad ekvatora za celu Marsovu godinu. Uočljivo je da u okolini perihela dolazi do značajne promene u odnosu na ostatak godine i to na način da letelica ranije (na većim visinama) dostiže sve režime strujanja. Takođe se vidi da na visini od 120 km letelica uopšte ne prolazi kroz slobodno molekularni režim strujanja osim u delu godine kada je Mars u okolini afela ($Ls = 71^\circ$) već ulazak u atmosferu počinje u prelaznom režimu strujanja. Ovo je posledica CO_2 ciklusa u Marsovoj atmosferi i činjenice da atmosfera ima značajno manju masu, pa samim tim i gustinu, kada je Mars u okolini afela, kao što je opisano u Poglavlju 4.3.3. Za razliku od kontinualnog režima u kome se parametri strujanja dobijaju rešavanjem Navijer-Stoksovih jednačina, u prelaznom i slobodno-molekularnom režimu ove jednačine ne važe jer se fluid ne može smatrati neprekidnom sredinom. U ovim režimima se koriste takozvane Direktno simulacije Monte Karlo metodom (Shen 2005).

5.3.2 Zamrznuti, neravnotežni i ravnotežni režim

Parametar pomoću koga se definišu termodinamički i hemijski režimi strujanja se naziva Damkulerov broj. Ovaj broj predstavlja odnos vremena (τ_v) koje je potrebno nekoj čestici da pređe određeno karakteristično rastojanje (L), na primer rastojanje od udarnog talasa do letelice, i nekog karakterističnog vremena koje opisuje određeni proces u strujnom polju (τ).

$$Da = \frac{\tau_v}{\tau} = \frac{L}{v\tau}$$

S obzirom da u strujnom polju može da se javi hemijska i termalna neravnoteža, postoji hemijski i termalni Damkulerov broj. Kod hemijskog Damkulerovog broja, karakteristično vreme (τ) predstavlja vreme potrebno da se izvrši određena hemijska reakcija pri uslovima koji vladaju u strujnom polju, dok kod termalnog Damkulerovog broja, ovo vreme predstavlja takozvano vibraciono relaksaciono vreme, tj. vreme koje je potrebno da se pobude vibracioni energetske modovi. U opštem slučaju ova karakteristična vremena su veoma složene funkcije temperature, pritiska i hemijskog sastava strujnog polja.

Prilikom ulaska letelice u atmosferu, na velikim visinama gde je gustina jako mala, hemijske reakcije su veoma spore i razmene energije između čestica su veoma retke, usled veoma retkih sudara između njih. Sa druge strane, letelica se kreće veoma velikom brzinom. Zbog ovoga su karakteristična vremena mnogo duža od vremena koje je potrebno česticama da pređu karakteristična rastojanja u strujnom polju, pa je $Da \approx 0$. Ovaj granični slučaj odgovara takozvanom zamrznutom strujanju jer čestice ostaju u približno istom termodinamičkom i hemijskom stanju dok prolaze kroz strujno polje. Drugi granični slučaj je kada je gustina fluida velika. Tada su hemijske reakcije toliko brze da se završe pre nego što čestica pređe značajno rastojanje u strujnom polju. Takođe, usled velikog broja sudara među česticama, ravnotežna raspodela po energetskim nivoima se uspostavi za veoma kratko vreme. Ovaj granični slučaj, u kome je $Da \gg 0$, odgovara takozvanom ravnotežnom strujanju. U ovom slučaju efekti sudara u prethodnim lokacijama su nadjačani efektima sudara u trenutnoj lokaciji. Raspodela po unutrašnjim energetskim nivoima i hemijski sastav su funkcije lokalnih vrednosti temperature i pritiska. Između pomenuta dva granična slučaja se nalazi takozvani neravnotežni režim.

5.4 Aerodinamičke karakteristike letelica u Marsovoj atmosferi

Za proračun balističke putanje letelice, najveći značaj ima sila otpora atmosfere koja deluje na letelicu. Ova sila predstavlja projekciju na x-osu aerodinamičkog koordinatnog sistema⁶¹ ukupne sile kojom fluid deluje na telo i definiše se kao

$$F_x = \frac{1}{2} \rho v^2 S C_x \quad (5.4)$$

gde je S neka referentna površina letelice, a C_x koeficijent otpora. Određivanje sile otpora se praktično svodi na određivanje koeficijenta otpora koji je, u opštem slučaju, veoma složena funkcija karakteristika strujnog polja, oblika i veličine letelice

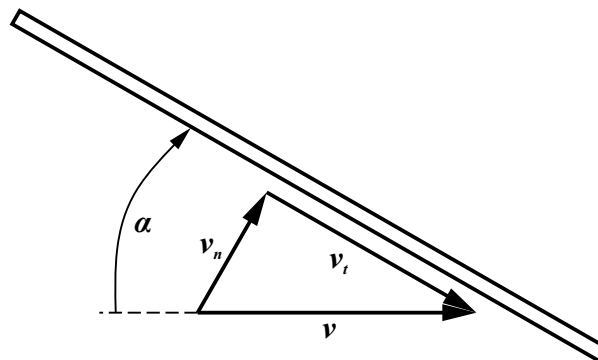
⁶¹Kod aerodinamičkog koordinatnog sistema x-osa je usmerena u pravcu vektora brzine slobodne vazdušne struje. Iz ovog razloga se u domaćoj literaturi sila i koeficijent otpora označavaju sa F_x i C_x , dok se u stranoj literaturi uglavnom označavaju sa F_D i C_D , gde indeks "D" označava otpor (drag).

kao i karakteristika površine letelice. Ipak, dominantan uticaj na koeficijent otpora, pri uslovima koji se javljaju prilikom sletanja na Mars, imaju Mahov i Knudsenov broj.

Kao što je već rečeno, usled nemogućnosti da se u potpunosti simulira let hipersoničnim brzinama kroz Marsovu atmosferu, koeficijent otpora i ostali aerodinamički koeficijenti se određuju analitičkim i numeričkim metodama. Veoma jednostavan analitički metod za određivanje aerodinamičkih koeficijenata predstavlja takozvani Njutnov metod koji daje veoma korisne rezultate za preliminarne proračune. Sa druge strane, numerički algoritmi se koriste za preciznije određivanje ovih koeficijenata.

5.4.1 Njutnova teorija

Isak Njutn je uspostavio teoriju koja je korišćena za određivanje sile koja deluje na ravnu ploču koja se kreće kroz fluid sa nekim napadnim uglom α , kao što je prikazano na Slici 5.8. U ovoj teoriji, koju je objavio u "Principima", Njutn je pretpostavio da čestice vazduha koje se kreću paralelno, prilikom udara u ravnu ploču izgube komponentu količine kretanja normalnu na ploču (v_n), a u potpunosti zadrže komponentu količine kretanja koja je paralelna sa pločom (v_t).



Slika 5.8: Šematski prikaz Njutnove teorije

Pošto su promena brzine i maseni protok u pravcu normalnom na ploču

$$\Delta v_n = v \sin \alpha$$

$$\dot{m} = \rho v S \sin \alpha$$

gde je S površina ravne ploče, jasno je da je, prema ovoj teoriji, sila kojom vazдушna struja deluje na ravnu ploču

$$F = \rho v^2 S \sin^2 \alpha \quad (5.5)$$

Prethodna jednačina predstavlja takozvani “Zakon kvadrata sinusa”.

Njutn je prilikom razvoja ove teorije pretpostavio da se čestice vazduha kreću pravolinijski, tj. da nemaju haotično kretanje i da među njima nema interakcije. Međutim, današnja mehanika fluida prepoznaje statički pritisak fluida kao posledicu upravo haotičnog kretanja čestica. Zbog toga se veličina F/S koja se može izvesti iz Jednačine (5.5) i koja ima dimenziju pritiska može definisati kao višak pritiska iznad statičkog pritiska vazdušne struje

$$\frac{F}{S} = p - p_0$$

gde je p pritisak na površini ravne ploče, a p_0 statički pritisak vazdušne struje. Iz prethodne dve jednačine sledi da je koeficijent pritiska (C_p) prema Njutnovom Zakonu kvadrata sinusa

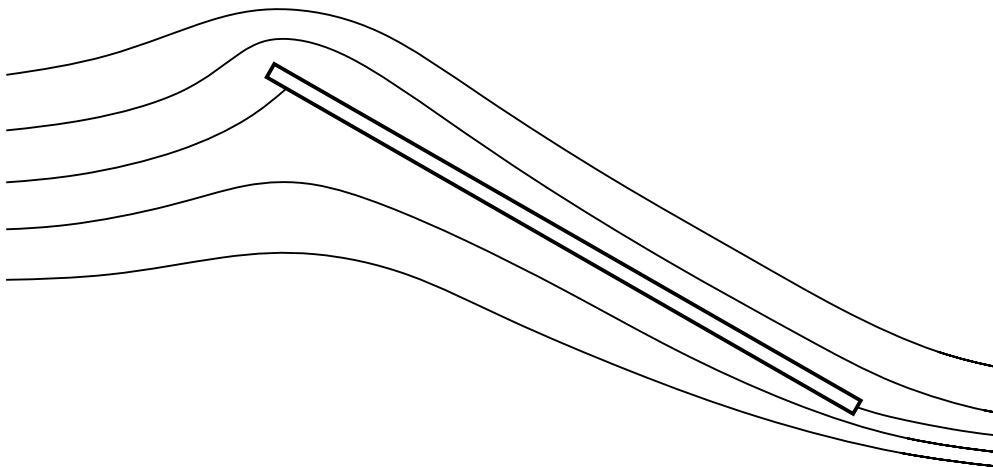
$$C_p = \frac{p - p_0}{\frac{1}{2}\rho v^2} = \frac{p - p_0}{q} = 2 \sin^2 \alpha \quad (5.6)$$

Oko pola veka nakon objavljivanja “Principa”, D’Alembert⁶² je eksperimentalno utvrdio da ovaj zakon ne opisuje sa dovoljnom tačnošću dejstvo fluida na telo, što je potvrđeno mnogo puta nakon toga. Razlog ovome je što je kretanje molekula vazduha oko tela u opštem slučaju mnogo kompleksnije nego što je to Njutn predvideo. Jedan šematski prikaz kako izgledaju strujnice⁶³ pri laminarnom strujanju

⁶²Jean-Baptiste le Rond d’Alembert, 1717 - 1783.

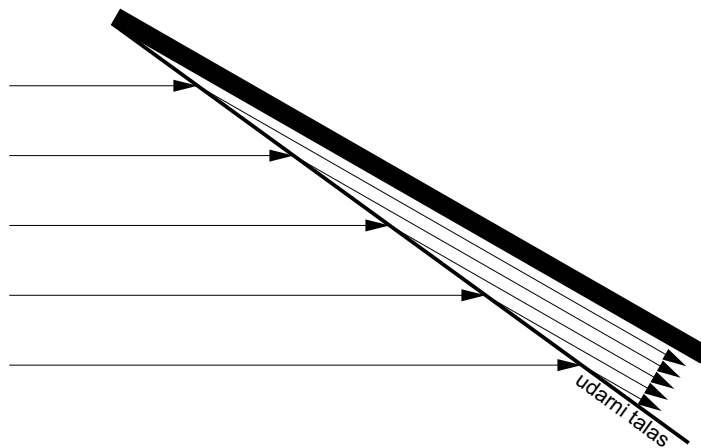
⁶³Strujnice ne predstavljaju prave putanje molekula u strujnom polju. One opisuju makroskopsko kretanje fluida gde je haotična komponenta molekularnog kretanja odstranjena.

oko ravne ploče je prikazan na Slici 5.9.



Slika 5.9: Strujnice oko ravne ploče

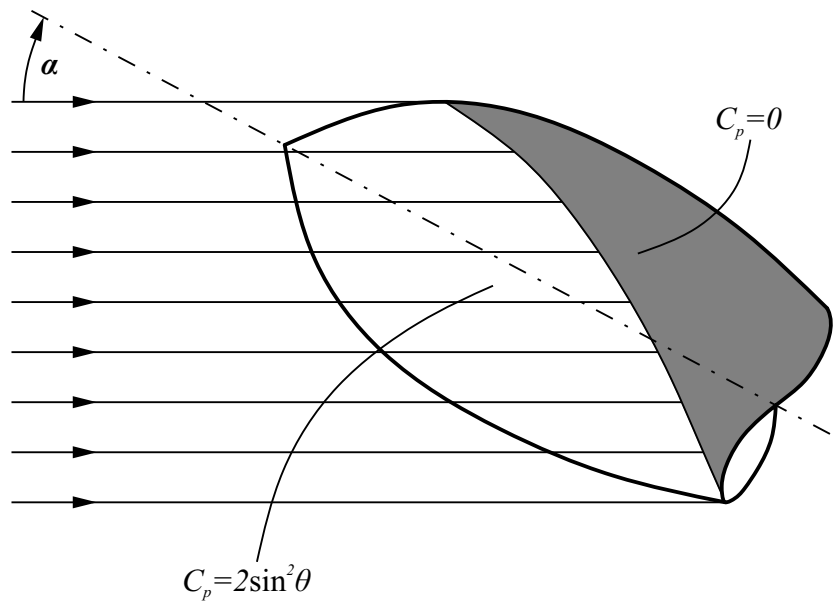
Strujnice koje su prikazane na prethodnoj slici mogu da se pojave samo u podzvučnom strujanju. U nadzvučnom strujanju pri veoma velikim Mahovim brojevima će se javiti udarni talas koji zaklapa veoma mali ugao sa pločom kao što je prikazano na Slici 5.10.



Slika 5.10: Šematski prikaz hipersoničnog strujanja oko ravne ploče

Očigledno je da strujno polje prikazano na Slici 5.10 veoma podseća na strujno polje prikazano na Slici 5.8 kako je pretpostavio Njutn. Paradoksalna činjenica je da je Njutnova teorija našla primenu tek kod hipersoničnog leta, koji je ostvaren skoro tri veka kasnije. Na Slici 5.10 je dat samo šematski prikaz strujanja sa donje strane ploče. Prikaz na gornjoj strani ploče, na čijem početku bi se javio ekspanzioni

talas, je izostavljen jer Njutnova teorija predviđa da je koeficijent pritiska na svim površinama koje su “u senci” jednak nuli, kao što je prikazano na Slici 5.11.



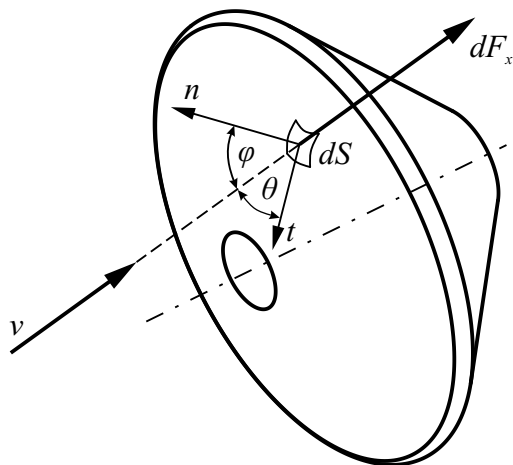
Slika 5.11: Okvašena površina (direktno izložena vazdušnoj struji) i površina u senci (zaklonjena površina)

Sa prethodne slike je očigledno da ugao α koji figuriše u izrazu za koeficijent pritiska (5.6) predstavlja lokalni ugao nagiba površine tela u odnosu na strujno polje (θ) (Videti Sliku 5.12) i ne treba ga mešati sa napadnim uglom (α) koji predstavlja ugao između nekog referentnog pravca vezanog za telo i strujnog polja. Kod ravne ploče koja je prethodno razmatrana ova dva ugla su jednaka na celoj površini ploče.

Njutnova teorija je veoma pogodna za izračunavanje aerodinamičke sile u hipersoničnom strujnom polju, čiji je element definisan kao

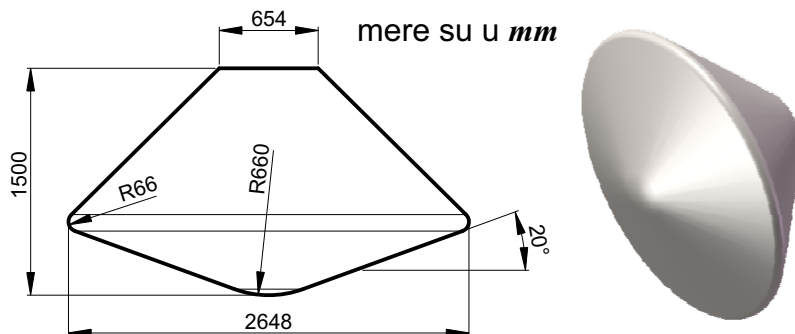
$$d\vec{F} = p d\vec{S} \quad (5.7)$$

Na Slici 5.12 je prikazana geometrijska interpretacija Njutnove teorije na trodimenzionalnom telu.



Slika 5.12: Geometrijska interpretacija Njutnove teorije

Budući da su sve uspješne misije sletanja na Mars izvedene pomoću kapsula oblika zaobljenog konusa, važno je izvesti izraz za koeficijent otpora za ovaj oblik za nulti napadni ugao, koji odgovara balističkom ulasku u atmosferu. Na Slici 5.13 je prikazana geometrija kapsule MER za koju su rađene sve simulacije predstavljene u ovoj disertaciji.



Slika 5.13: Geometrija kapsule MER

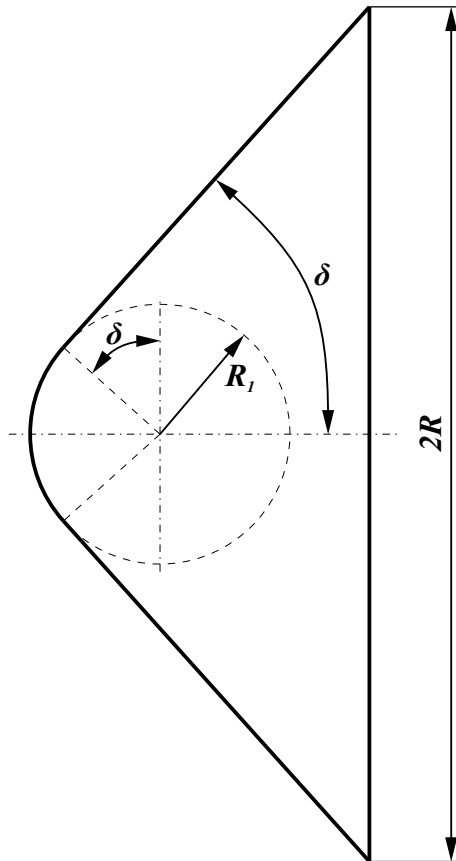
Iz Jednačina (5.4), (5.6) i (5.7), koeficijent otpora se dobija integracijom koeficijenta pritiska po celoj "okvašenoj" površini letelice i projektovanjem na x-osu aerodinamičkog koordinatnog sistema

$$C_x = \frac{1}{S} \iint_A C_p dA = \frac{1}{R^2 \pi} \iint_A \sin^2 \theta dA$$

gde je za referentnu površinu S uzeta površina frontalne⁶⁴ projekcije kapsule. Pošto

⁶⁴Frontalna projekcija je projekcija na ravan upravnu na osu simetrije letelice.

se “okvašena” površina letelice sastoji iz dva elementarna geometrijska oblika, kalote i zarubljenog konusa, potrebno je izračunati koeficijente otpora za ova dva tela, svesti ih na istu referentnu površinu i sumirati. Geometrija zaobljenog konusa je jednoznačno određena odnosom poluprečnika R_1 i R i uglom δ koji su prikazani na Slici 5.14.



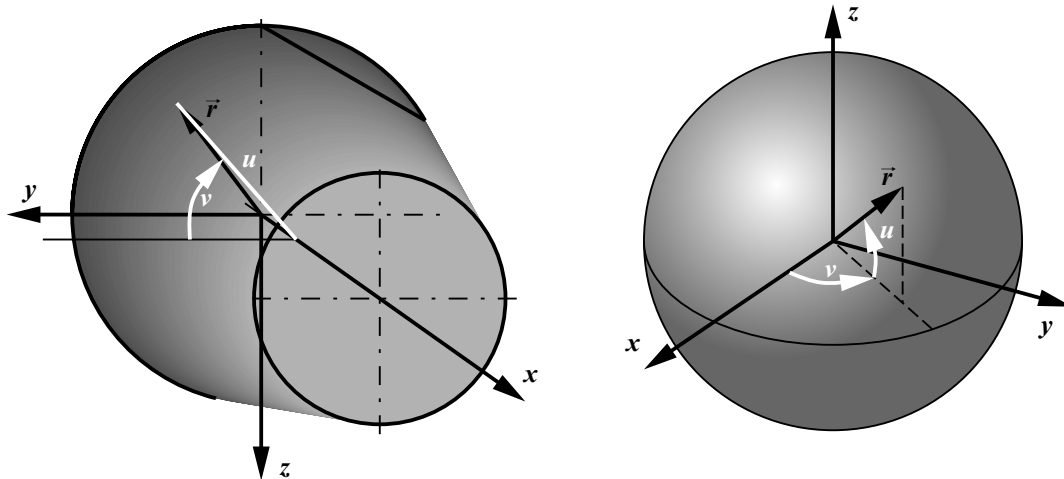
Slika 5.14: Geometrija zaobljenog konusa

Kalota i konus se mogu parametrizovati na sledeći način

$$\vec{r}_{kalota} = R_1 \left(\cos u \cos v \vec{i} + \cos u \sin v \vec{j} + \sin u \vec{k} \right)$$

$$\vec{r}_{konus} = \left(R \tan \delta - \frac{u}{\tan \delta} \right) \vec{i} + u \cos v \vec{j} - u \sin v \vec{k}$$

gde su u i v parametri koji su definisani na Slici 5.15.



Slika 5.15: Parametrizacija površine kaspule

Vektor unutrašnje normale na element površine je

$$\vec{n} = \frac{\vec{r}_u \times \vec{r}_v}{\|\vec{r}_u \times \vec{r}_v\|}$$

gde su

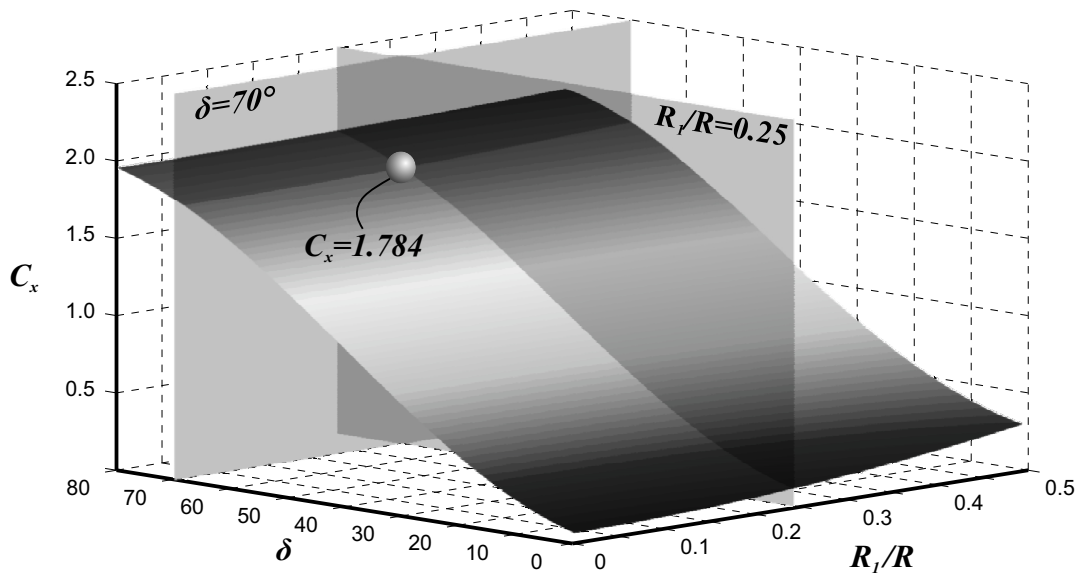
$$\vec{r}_u = \frac{\partial \vec{r}}{\partial u}, \quad \vec{r}_v = \frac{\partial \vec{r}}{\partial v}$$

Koeficijenti otpora kalote i zarubljenog konusa svedeni na frontalnu projekciju kapsule su

$$C_x^{kalota} = \frac{3}{2} \left(\frac{R_1}{R} \right)^2 \left(\cos \delta - \frac{\cos^3 \delta}{3} \right)$$

$$C_x^{konus} = 2 \sin^2 \delta \left(1 - \left(\frac{R_1}{R} \right)^2 \cos^2 \delta \right)$$

Kao što se vidi iz prethodne dve jednačine, prema Njutnovoju teoriji koeficijent otpora ne zavisi od Mahovog broja već samo od ugla konusa i odnosa radijusa sfrenog zaobljenja i radijusa kapsule. Na Slici 5.16 je prikazana ova zavisnost.



Slika 5.16: Koeficijent otpora zaobljenog konusa

Na ovoj slici se vidi da koeficijent otpora raste sa povećanjem ugla δ , odnosno kako telo postaje sve više tupo. Odnos radijusa R_1/R ima uticaj na koeficijent otpora samo pri malim uglovima konusa, dok je pri velikim uglovima, koeficijent otpora praktično nezavistan od ovog odnosa. Sa druge strane, ovaj odnos je veoma važan jer je maksimalan transfer toplote ka letelici obrnuto srazmeran kvadratnom korenu radijusa zaobljenja (Hankey 1988; Anderson 1989)

$$q_{max} \propto \frac{1}{R_1}$$

Postoje nadogradnje Njutnove teorije koje u obzir uzimaju uticaje različitih efekata na strujno polje. Najpoznatije su Modifikovana Njutnova teorija (Lees 1955) koja uzima u obzir efekat Mahovog broja i odnosa tolopotnih kapaciteta γ i Njutn-Buzemanova⁶⁵ teorija (Busemann 1933) koja uzima u obzir i centrifugalnu silu koja deluje na česticu koja se kreće po zakrivljenoj putanji oko tela.

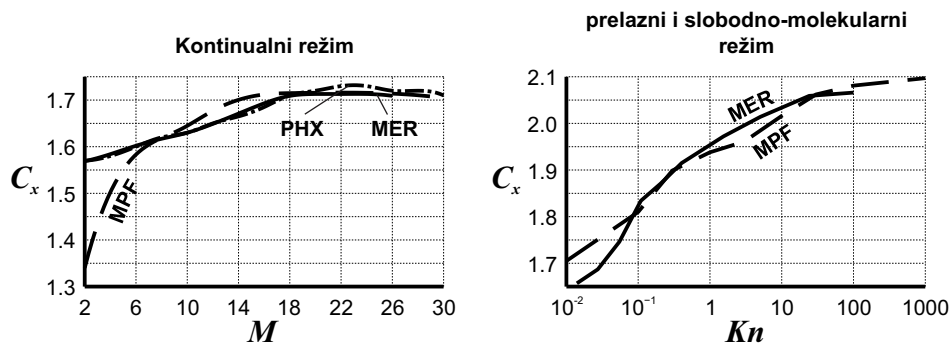
5.4.2 Numeričke simulacije

Za preciznije određivanje aerodinamičkih koeficijenata u strujnom polju neophodno je uzeti u obzir efekte koji su opisani u prethodnim poglavljima, kao što je razređenost

⁶⁵Adolf Busemann, 1901 - 1986.

gasa, termodinamička i hemijska neravnoteža itd. Upravo su nepoznanice koje su vezane za ove pojave razlog zbog kojeg su sva dosadašnja uspešna, i veliki deo neuspešnih, sletanja izvedena uz pomoć kapsula veoma sličnih geometrija koje imaju zajedničku osobinu da im je polu-ugao konusa $\delta = 70^\circ$ (Slika 5.13).

Za potrebe određivanja aerodinamičkih koeficijenata u kompleksnom strujnom polju razvijeni su brojni numerički algoritmi. Za računanje koeficijenata u prelaznom režimu strujanja najčešće je korišćen DAC⁶⁶ algoritam (Lebeau 2001), a u režimu slobodno-molekularnog strujanja DACFREE algoritam (Wilmoth 1999). Za modelovanje viskozno, hemijski reaktivnog, kontinualnog strujanja najčešće se koristi LAURA⁶⁷ kod (Cheatwood & Gnoffo 1996). Koeficijenti otpora dobijeni pomoću ovih algoritama za kapsule MER, MPF i PHX su prikazane na Slici 5.17 (Gnoffo et al. 1996; Moss et al. 1998; Edquist 2011; Schoenenberger & Cheatwood, 2005).



Slika 5.17: Koeficijent otpora u kontinualnom, prelaznom i slobodno-molekularnom režimu

Na prethodnoj slici se može videti da se pri velikim Mahovim brojevima koeficijent otpora veoma malo menja sa Mahovim brojem i prilično dobro slaže sa vrednošću od 1.784 (Slika 5.16) koja je dobijena iz Njutnove teorije. U cilju simulacije što realnijih putanja, u ovom istraživanju je korišćen model za misiju MER koji je prikazan na prethodnoj slici.

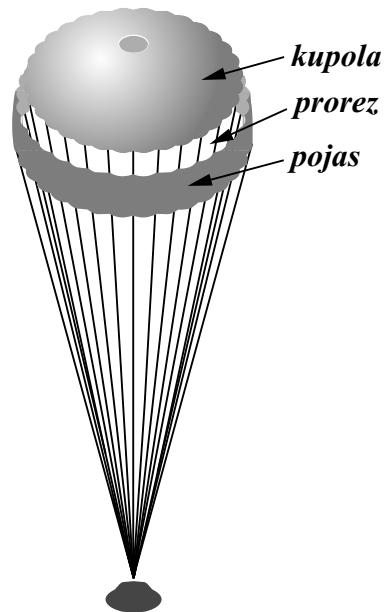
5.4.3 Aerodinamičke karakteristike padobrana

Za svih 7 uspešnih sletanja na Mars kao i za većinu neuspešnih korišćena je ista vrsta padobrana koji ima pojas, prerez i kupolu (PPK) kao što je prikazano na Slici

⁶⁶Direct Simulation Monte Carlo Analysis Code

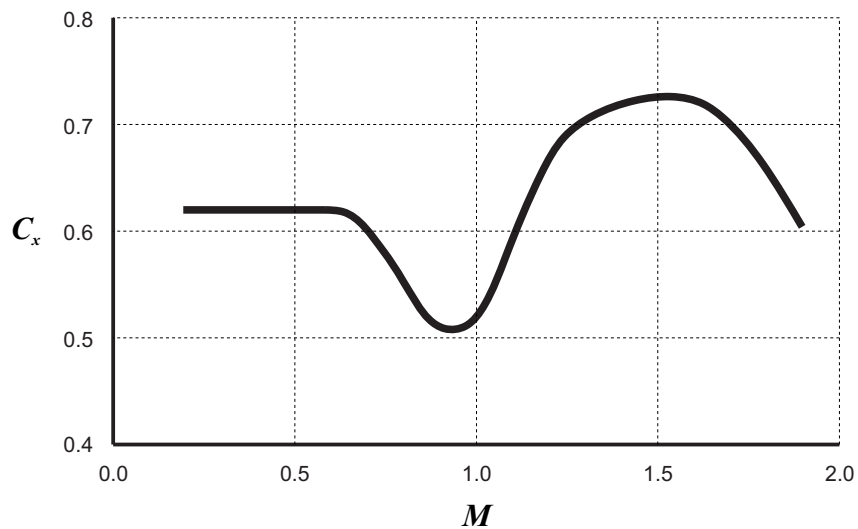
⁶⁷Langley Aerothermodynamic Upwind Relaxation Algorithm

5.18.



Slika 5.18: PPK padobran

Jedan od najvećih problema i izvor mnogih nepoznanica je činjenica da se otvaranje padobrana vrši pri supersoničnim uslovima. Ovo znači da se u fazi otvaranja, budući da je padobran veoma deformabilna struktura, javlja veoma složen kompleks udarnih i ekspanzionih talasa koji je nemoguće modelovati. Olakšavajuća okolnost je da se ovaj proces dešava pri uslovima koje je moguće simulirati u vazдушnim tunelima na Zemlji (Reichenau, 1972; Cruz et al. 2003). Na Slici 5.19 (Prince et al. 2011) je prikazan koeficijent otpora padobrana u funkciji Mahovog broja dobijen pomoću ovih testova za padobran koji je korišćen na MER misiji i koji je korišćen u istraživanju predstavljenom u ovoj disertaciji.



Slika 5.19: Koeficijent otpora padobrana (Prince et al. 2011)

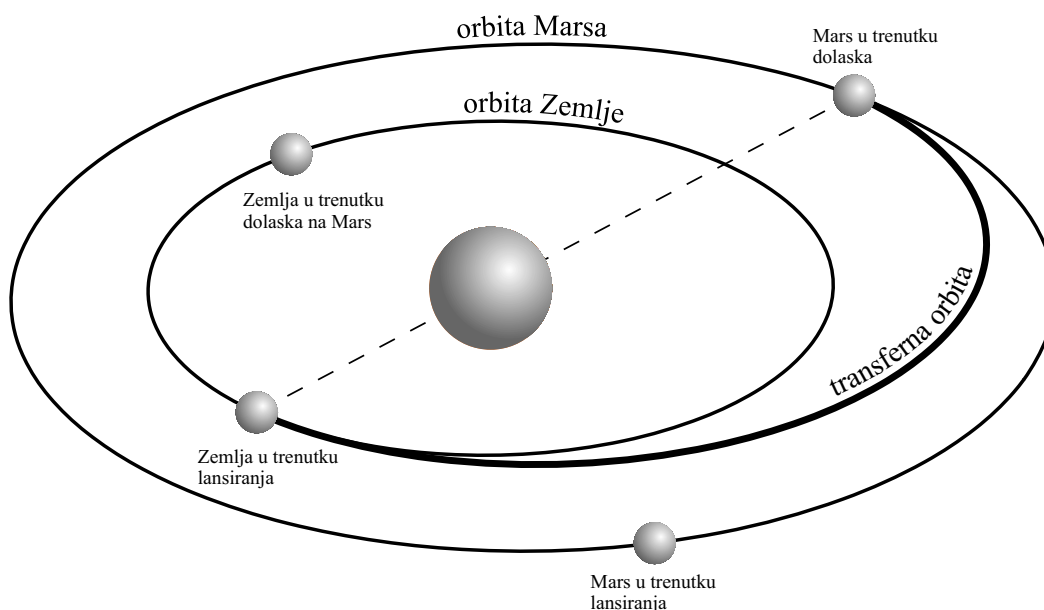
Na prethodnoj slici se vidi da je koeficijent otpora konstantan u subsoničnoj oblasti, zatim ima nagli pad u transoničnoj oblasti, dok najveću vrednost dostiže oko Mahovog broja 1.6.

6 Određivanje atmosfere putanje letelice

Kao što je razmatrano u prethodnim poglavljima, prilikom sletanja letelice na površinu nebeskog tela, osnovni problem je kako neutralisati njenu ogromnu kinetičku energiju koja je posledica činjenice da letelica uleće u atmosferu hiperboličkom brzinom. Da bi se letelica dovela na hiperboličku putanju oko Marsa, potrebno je izvesti odgovarajući interplanetarni transfer od Zemlje do Marsa.

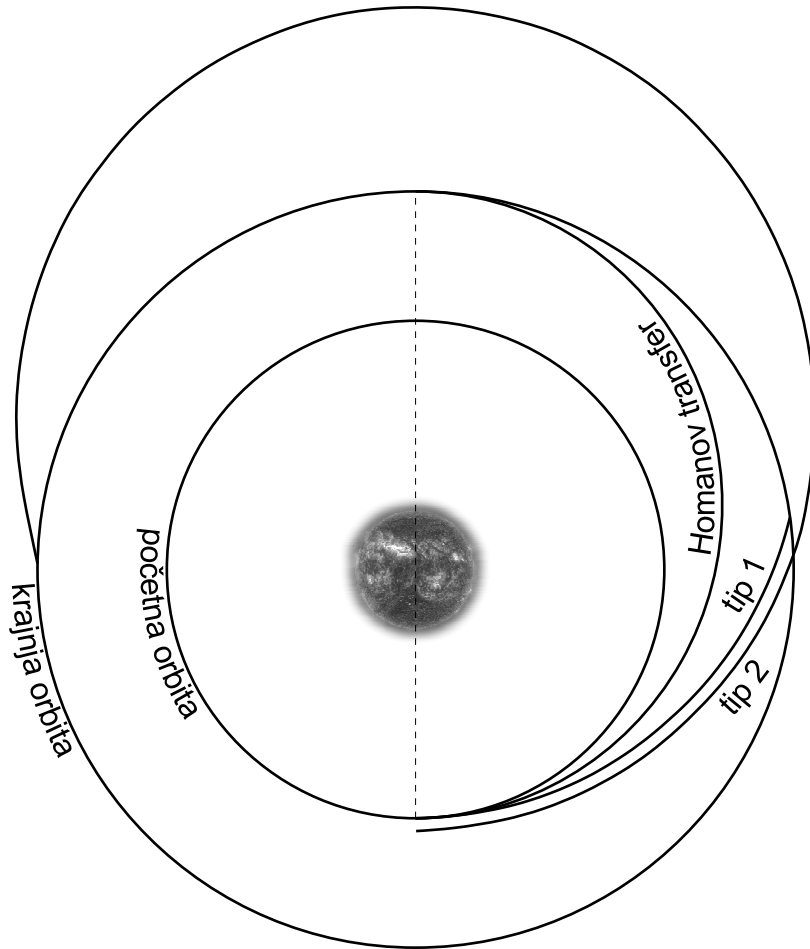
6.1 Interplanetarna putanja

Letelica koja se približava Marsu, sa ciljem da uđe u njegovu orbitu ili sleti na njegovu površinu, nalazi se u eliptičnoj heliocentričnoj orbiti. Transferne orbite od Zemlje do Marsa su najčešće bliske takozvanim Homanovim transfernim orbitama (Hohmann 1960) tj. orbitama minimalne energije koje su razmatrane u Poglavlju 1.1.3. Primer transferne putanje do Marsa je prikazan na Slici 6.1.



Slika 6.1: Transferna orbita do Marsa

Realne transferne orbite do Marsa su takozvane orbite tipa 1 na kojima je promena prave anomalije letelice manja od 180° , ili orbite tipa 2 na kojima je ova promena veća od 180° . Ovi transferi, koji su prikazani na Slici 6.2, u manjoj ili većoj meri odstupaju od idealnih Homanovih transfera.



Slika 6.2: Tipovi interplanetarnih transfera

Brzina letelice na bilo kojoj od ovih transfernih orbita, prilikom dolaska u sferu uticaja Marsove gravitacije, dovodi je na hiperboličku orbitu oko Marsa. Sfera uticaja je oblast u kojoj je najprikladnije posmatrati planetocentričnu putanju tela sa poremećajnim uticajem Sunca (Roy 2005). Radijus ove sfere je definisao Laplas⁶⁸ kao

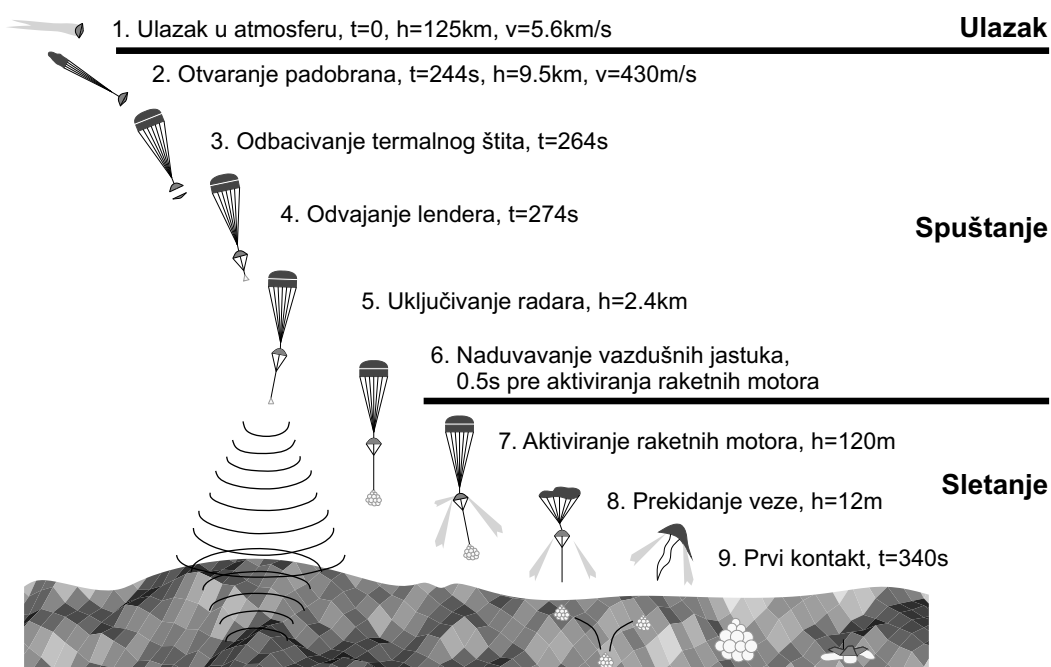
$$r = a \left(\frac{M_p}{M_S} \right)^{\frac{2}{5}}$$

gde je a velika poluosa orbite planete, M_p masa planete, a M_S masa Sunca. Za Zemlju je ovaj radijus oko milion kilometara, dok je za Mars upola manji.

⁶⁸Pierre-Simon Laplace, 1749 - 1827.

6.2 Ulazak u atmosferu, spuštanje i sletanje na površinu Marsa

Od trenutka kada letelica počne da oseća uticaj atmosfere, što se na Marsu dešava na visini od oko 120 km, počinje kompleksan proces čiji je cilj da se letelica meko spusti na površinu planete. Ovaj proces, koji je prikazan na Slici 6.3, može se podeliti u tri dela - ulazak, spuštanje i sletanje (Desai & Knocke 2004). Operacije koje se odvijaju do aktiviranja radara za merenje visine su definisane na osnovu vremena, dok su operacije nakon aktiviranja radara definisane na osnovu visine u odnosu na lokaciju sletanja.



Slika 6.3: Ulazak, spuštanje i sletanje misije MER (Desai & Knocke 2004)

Kao što se vidi na prethodnoj slici, ulazak je proces koji traje od pomenutog trenutka kada letelica počne da oseća uticaj atmosfere pa do otvaranja padobrana. Ovaj proces traje oko 5 minuta i tokom njega letelica izgubi oko 99.5% kinetičke energije. U trenutku kada se Mahov broj i dinamički pritisak vazdušne struje dovoljno smanje da struktura može da izdrži opterećenje usled otvaranja padobrana, počinje faza spuštanja. Otvaranjem padobrana dolazi do skoro trenutnog velikog smanjenja brzine koje se nastavlja kako se letelica dalje spušta ka površini Marsa. Pošto je

atmosfera Marsa jako retka, ovo nije dovoljno da se letelica uspori za meko prizemljenje pa je neophodno izvršiti i treću fazu procesa koja se naziva sletanje. Ovo je faza u kojoj dominira sila potiska usled aktiviranja raketnih motora koji usporavaju letelicu dovoljno da može da se izvrši meko sletanje. U prvoj i drugoj fazi veoma značajnu ulogu ima profil atmosfere koji letelica susreće na svojoj putanji jer su aerodinamičke sile, koje su dominantne u ovim fazama, funkcije parametara atmosfere. U trećoj fazi vertikalni profil atmosfere ne igra skoro nikakvu ulogu s obzirom da je brzina previše mala da bi aerodinamičke sile uticale na putanju letelice, ali sa druge strane, veoma značajnu ulogu imaju vetrovi koji imaju uticaj na horizontalnu komponentu brzine letelice koju treba svesti na minimum.

U ovoj tezi će biti razmatrani samo procesi ulaska i spuštanja jer su oni od presudnog značaja za mogućnost sletanja letelice na određene lokalitete na Marsu, a takođe, kao što će se videti iz dalje analize, ovi procesi značajno zavise od različitih astronomskih parametara. Sa druge strane, faza sletanja neće biti razmatrana jer je ovo terminalna faza koja ima za cilj da neutrališe samo mali deo kinetičke energije koju je letelica imala na početku celog procesa, te ne utiče značajno na mogućnost sletanja na specifične lokacije na Marsu i prevashodno je tehnološko-inženjerskog karaktera⁶⁹.

Prvi korak u proučavanju putanje letelice kroz atmosferu Marsa, kao i vrste i magnitude različitih uticaja koji se javljaju prilikom ulaska i spuštanja, jeste izvođenje diferencijalnih jednačina kretanja letelice što će biti učinjeno u narednom poglavlju.

6.3 Putanja letelice kroz planetsku atmosferu

U opštem slučaju putanja letelice kroz planetsku atmosferu je prostorna kriva. Atmosfera generalno rotira zajedno sa planetom, a njen uticaj je najveći na putanju letelice, kao što će biti pokazano u narednim poglavljima. Zbog ovoga je uobičajeno da se kretanje letelice posmatra u odnosu na koordinatni sistem koji je kruto vezan

⁶⁹Ovu tvrdnju treba shvatiti uslovno jer se odnosi na fazu sletanja kakva je do sada izvođena na Marsu. Svakako da je moguće da ova faza igra mnogo značajniju ulogu i u ovde pomenutom smislu ali bi to podrazumevalo drugačiju metodologiju celog procesa i samu arhitekturu celog sistema koji ga izvodi.

za planetu, pa samim tim i za atmosferu ako se zanemari relativno kretanje atmosferskih masa u odnosu na planetu.

Apsolutna brzina letelice, u odnosu na inercijalni⁷⁰ koordinatni sistem, npr. ekliptički ili ekvatorski, data je izrazom

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{\tilde{d}\vec{r}}{dt} + \vec{\omega} \times \vec{r} = \vec{v}_r + \vec{\omega} \times \vec{r} \quad (6.1)$$

gde je $\frac{\tilde{d}\vec{r}}{dt}$ relativni izvod vektora položaja \vec{r} u odnosu na rotacioni koordinatni sistem, i predstavlja relativnu brzinu letelice u odnosu na planetu koja rotira ugaonom brzinom $\vec{\omega}$. Diferenciranjem prethodne jednačine po vremenu dobija se izraz za apsolutno ubrzanje

$$\vec{a} = \vec{a}_0 + \frac{\tilde{d}^2\vec{r}}{dt^2} + \frac{d\vec{\omega}}{dt} \times \vec{r} + 2\vec{\omega} \times \frac{\tilde{d}\vec{r}}{dt} + \vec{\omega} \times (\vec{\omega} \times \vec{r})$$

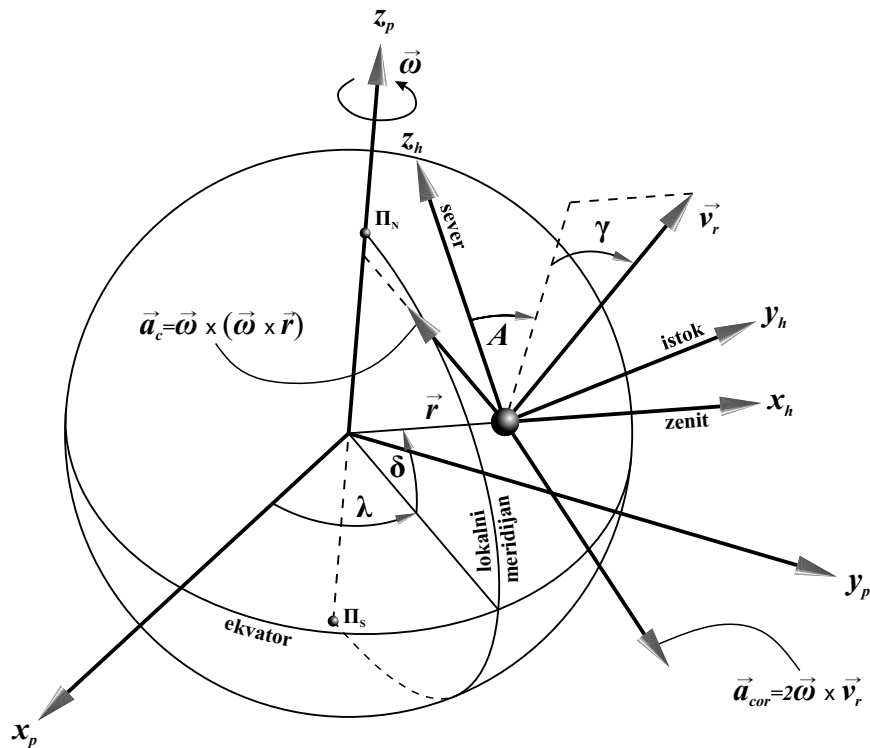
Prvi član na desnoj strani prethodnog izraza, \vec{a}_0 , predstavlja ubrzanje koordinatnog početka rotacionog koordinatnog sistema u odnosu na inercijalni koordinatni sistem. Ovaj član će biti jednak nuli jer će se prilikom razmatranja kretanja letelice kroz atmosferu Marsa koordinatni počeci ova dva koordinatna sistema sve vreme poklapati. Drugi član, $\frac{\tilde{d}^2\vec{r}}{dt^2}$, predstavlja ubrzanje letelice u odnosu na rotacioni koordinatni sistem, tj. relativno ubrzanje. Treći član, $\frac{d\vec{\omega}}{dt} \times \vec{r}$, predstavlja ubrzanje usled ugaonog ubrzanja rotacionog koordinatnog sistema. Ovaj član će takođe biti jednak nuli pošto će se smatrati da Mars rotira konstantnom ugaonom brzinom. Četvrti član, $2\vec{\omega} \times \frac{\tilde{d}\vec{r}}{dt}$, predstavlja Koriolisovo ubrzanje koje je posledica kretanja letelice u odnosu na pokretni koordinatni sistem, dok poslednji član, $\vec{\omega} \times (\vec{\omega} \times \vec{r})$, predstavlja centripetalno ubrzanje koje je usmereno ka osi rotacije i posledica je rotacije jednog koordinatnog sistema u odnosu na drugi. Sada se prethodna jednačina može pisati u pojednostavljenom obliku

$$\vec{a} = \vec{a}_r + 2\vec{\omega} \times \vec{v}_r + \vec{\omega} \times (\vec{\omega} \times \vec{r})$$

⁷⁰Jasno je da zbog ubrzanog kretanja ovog sistema usled kretanja planete oko Sunca, kretanja Sunčevog sistema kroz Galaksiju itd, ovaj sistem nije inercijalni, ali s obzirom da se ova kretanja mogu zanemariti prilikom analize kretanja letelice kroz atmosferu planete, ovaj sistem će se smatrati inercijalnim.

gde su sa \vec{v}_r i \vec{a}_r označeni relativna brzina i relativno ubrzanje letelice u odnosu na koordinatni sistem kruto vezan za planetu. Uzimajući u obzir siderički period Marsove rotacije koji iznosi oko $24^h 37^m 22^s$, ugaona brzina rotacije Marsa je $\omega = 7.088 \cdot 10^{-5} s^{-1}$. Relativno spora rotacija Marsa ima za posledicu da su Koriolisovo i centripetalno ubrzanje veoma mali u odnosu na ukupno ubrzanje letelice. Maskimalne vrednosti dostižu oko 0.02 m/s^2 za centripetalno i oko 1 m/s^2 za Koriolisovo ubrzanje. Ipak, jasno je da se za precizne proračune putanje, pre svega Koriolisovo ubrzanje ne može zanemariti, jer je istog reda veličine kao i gravitaciono ubrzanje koje na površini Marsa iznosi oko 3.72 m/s^2 .

Pošto prilikom kretanja letelice kroz atmosferu dominantan uticaj imaju aerodinamičke sile, što će biti pokazano u narednim poglavljima, važno je uspostaviti relaciju između aerodinamičkog koordinatnog sistema koji je vezan za vektor brzine letelice, lokalnog horizontskog koordinatnog sistema koji je vezan za trenutnu poziciju letelice i planetocentričnog koordinatnog sistema koji je kruto vezan za planetu i u odnosu na koji se određuju jednačine kretanja letelice. Na Slici 6.4 predstavljeni su planetocentrični koordinatni sistem, lokalni horizontski koordinatni sistem kao i vektor brzine letelice.



Slika 6.4: Fiksni planetocentrični i lokalni horizontski koordinatni sistem

Na prethodnoj slici se vidi da vektor brzine u opštem slučaju zaklapa neki ugao γ sa lokalnom horizontskom ravni i ovaj ugao se naziva ugao nagiba putanje. Takođe, projekcija vektora brzine na lokalnu horizontsku ravan zaklapa neki ugao A sa pravcem ka severu koji se naziva azimutski ugao dok su δ i λ koordinate u planetocentričnom koordinatnom sistemu koje se nazivaju latituda i longituda.

Transformacija koordinata iz fiksnog planetocentričnog ($Ox_p y_p z_p$) u lokalni horizontski koordinatni sistem ($Ox_h y_h z_h$) se vrši pomoću matrice rotacije C_p

$$\begin{bmatrix} \vec{i}_h \\ \vec{j}_h \\ \vec{k}_h \end{bmatrix} = C_p \begin{bmatrix} \vec{i}_p \\ \vec{j}_p \\ \vec{k}_p \end{bmatrix}$$

gde je

$$C_p = \begin{bmatrix} \cos \delta \cos \lambda & \cos \delta \sin \lambda & \sin \delta \\ -\sin \lambda & \cos \lambda & 0 \\ -\sin \delta \cos \lambda & -\sin \delta \sin \lambda & \cos \delta \end{bmatrix}$$

Vektor relativne brzine letelice u lokalnom horizontskom sistemu je

$$\vec{v}_r = v \left(\sin \gamma \vec{i}_h + \cos \gamma \sin A \vec{j}_h + \cos \gamma \cos A \vec{k}_h \right) \quad (6.2)$$

gde je v intenzitet vektora brzine. Ovaj vektor može biti izražen i kao

$$\vec{v}_r = \dot{r} \vec{i}_h + \vec{\Omega} \times \left(r \vec{i}_h \right)$$

gde je ugaona brzina obrtanja lokalnog horizontskog sistema u odnosu na fiksni planetocentrični

$$\vec{\Omega} = \Omega_x \vec{i}_h + \Omega_y \vec{j}_h + \Omega_z \vec{k}_h \quad (6.3)$$

Kombinovanjem prethodne dve jednačine dobija se izraz za relativnu brzinu

$$\vec{v}_r = \dot{r} \vec{i}_h + r \Omega_z \vec{j}_h - r \Omega_y \vec{k}_h \quad (6.4)$$

Kada se ova jednačina uporedi sa Jednačinom (6.2) dobija se da je

$$\dot{r} = v \sin \gamma$$

$$\Omega_y = -\frac{v}{r} \cos \gamma \cos A \quad (6.5)$$

$$\Omega_z = \frac{v}{r} \cos \gamma \sin A$$

Sa Slike 6.4 je očigledno da se vektor ugaone brzine $\vec{\Omega}$, kojim lokalni horizontski sistem rotira u odnosu na fiksni planetocentrični, može izraziti kao

$$\vec{\Omega} = \dot{\lambda} \vec{k}_p - \dot{\delta} \vec{j}_p$$

Korišćenjem inverzne matrice rotacije C_p^{-1} ovaj vektor može biti izražen u lokalnom horizontskom sistemu kao

$$\vec{\Omega} = \dot{\lambda} \sin \delta \vec{i}_h - \dot{\delta} \vec{j}_h + \dot{\lambda} \cos \delta \vec{k}_h \quad (6.6)$$

Sada se kombinovanjem Jednačina (6.3), (6.5) i (6.6) dobijaju kinematičke jednačine kretanja letelice u planetocentričnom rotacionom koordinatnom sistemu

$$\begin{aligned} \dot{r} &= v \sin \gamma \\ \dot{\delta} &= \frac{v}{r} \cos \gamma \cos A \\ \dot{\lambda} &= \frac{v}{r \cos \delta} \cos \gamma \sin A \end{aligned} \quad (6.7)$$

Iz Jednačina (6.7) se može odrediti vektor položaja letelice u planetocentričnom rotacionom koordinatnom sistemu (r, δ, λ) nakon što se odredi vektor relativne brzine (v, γ, A) . Da bi se odredio vektor relativne brzine potrebno je izvesti dinamičke jednačine kretanja. Pri izvođenju ovih jednačina polazi se od Drugog Njutnovog zakona

$$m \vec{a}_I = m \frac{d\vec{v}_I}{dt} = \vec{F} \quad (6.8)$$

gde su \vec{a}_I i \vec{v}_I apsolutno ubrzanje i apsolutna brzina tela, a \vec{F} rezultanta svih spoljnih sila koje deluju na telo. Na osnovu Jednačine (6.1), apsolutna brzina se može izraziti kao

$$\vec{v}_I = \vec{v}_r + \vec{\omega} \times \vec{r}$$

Ugaona brzina planete i vektor položaja se mogu predstaviti kao

$$\vec{\omega} = \omega \vec{k}_p = \omega \vec{k}_I$$

$$\vec{r} = r \vec{i}_h$$

Uzimajući u obzir matricu rotacije C_p , njihov vektorski proizvod je

$$\vec{\omega} \times \vec{r} = \omega r \cos \delta \vec{j}_h$$

Sada se apsolutna brzina može izraziti kao

$$\vec{v}_I = \vec{v}_r + \omega r \cos \delta \vec{j}_h$$

Diferenciranjem ove jednačine po vremenu dobija se apsolutno ubrzanje

$$\vec{a}_I = \dot{\vec{v}}_p + \omega \left(\dot{r} \cos \delta - r \dot{\delta} \sin \delta \right) \vec{j}_h + \omega r \cos \delta \left(\left(\vec{\Omega} + \vec{\omega} \right) \times \vec{j}_h \right)$$

Prvi član na desnoj strani prethodne jednačine dobija se diferenciranjem Jednačine (6.4)

$$\dot{\vec{v}}_p = \ddot{r} \vec{i}_h + \dot{r} \left(\Omega_z \vec{j}_h - \Omega_y \vec{k}_h \right) + r \left(\dot{\Omega}_z \vec{j}_h - \dot{\Omega}_y \vec{k}_h \right) + \dot{r} \dot{\vec{i}}_h + r \Omega_z \dot{\vec{j}}_h - r \Omega_y \dot{\vec{k}}_h$$

dok je poslednji član na desnoj strani iste jednačine

$$\omega r \cos \delta \left(\left(\vec{\Omega} + \vec{\omega} \right) \times \vec{j}_h \right) = \omega r \cos \delta \left(\dot{\lambda} + \omega \right) \left(\sin \delta \vec{k}_h - \cos \delta \vec{i}_h \right)$$

Izvodi jediničnih vektora u pravcima osa lokalnog koordinatnog sistema, uzimajući u obzir Jednačinu (6.6), su

$$\dot{\vec{i}}_h = \left(\vec{\Omega} + \vec{\omega} \right) \times \vec{i}_h = \dot{\delta} \vec{k}_h + \left(\dot{\lambda} + \omega \right) \cos \delta \vec{j}_h$$

$$\dot{\vec{j}}_h = \left(\vec{\Omega} + \vec{\omega} \right) \times \vec{j}_h = \left(\dot{\lambda} + \omega \right) \sin \delta \vec{k}_h - \left(\dot{\lambda} + \omega \right) \cos \delta \vec{i}_h$$

$$\dot{\vec{k}}_h = \left(\vec{\Omega} + \vec{\omega} \right) \times \vec{k}_h = -\dot{\delta} \vec{i}_h - \left(\dot{\lambda} + \omega \right) \sin \delta \vec{j}_h$$

Sada je vektor apsolutnog ubrzanja izražen u lokalnom horizontskom koordinatnom

sistemu

$$\vec{a}_I = \left[\ddot{r} - r\dot{\delta}^2 - r(\dot{\lambda} + \omega)^2 \cos^2 \delta \right] \vec{i}_h + \left[r\ddot{\lambda} \cos \delta + 2\dot{r}(\dot{\lambda} + \omega) \cos \delta - 2r\dot{\delta}(\dot{\lambda} + \omega) \sin \delta \right] \vec{j}_h + \left[r\ddot{\delta} + 2\dot{r}\dot{\delta} + r(\dot{\lambda} + \omega)^2 \sin \delta \cos \delta \right] \vec{k}_h$$

Kada se u prethodnu jednačinu zamene Jednačine (6.7) i njihovi izvodi po vremenu dobijaju se komponente apsolutnog ubrzanja u pravcu osa lokalnog horizontskog sistema

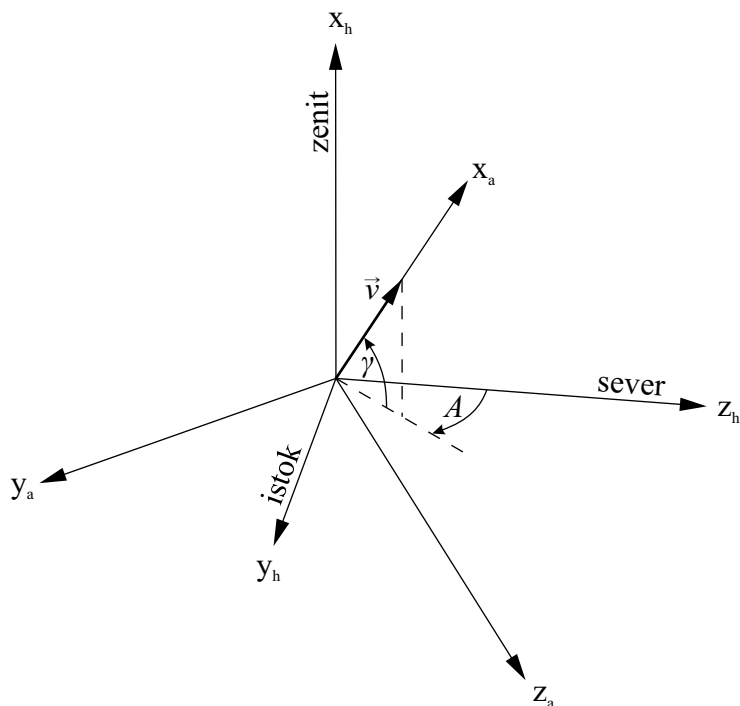
$$a_{xh} = \dot{v} \sin \gamma + v\dot{\gamma} \cos \gamma - \frac{v^2}{r} \cos^2 \gamma - 2\omega v \cos \gamma \sin A \cos \delta - r\omega^2 \cos^2 \delta$$

$$a_{yh} = \dot{v} \cos \gamma \sin A - v \left(\dot{\gamma} \sin \gamma \sin A - \dot{A} \cos \gamma \cos A \right) + 2\omega v (\sin \gamma \cos \delta - \cos \gamma \cos A \sin \delta) + \frac{v^2}{r} \cos \gamma \sin A (\sin \gamma - \cos \gamma \cos A \tan \delta)$$

$$a_{zh} = \dot{v} \cos \gamma \cos A - v\dot{\gamma} \sin \gamma \cos A - v\dot{A} \cos \gamma \sin A + \omega^2 r \sin \delta \cos \delta + 2\omega v \cos \gamma \sin A \sin \delta + \frac{v^2}{r} \cos \gamma (\sin \gamma \cos A + \cos \gamma \sin^2 A \tan \delta)$$

Uzimajući u obzir da su aerodinamičke sile dominantne prilikom ulaska i spuštanja, najprikladnije je projektovati dinamičku Jednačinu kretanja (6.8) na ose aerodinamičkog koordinatnog sistema⁷¹ koji je prikazan na Slici 6.5.

⁷¹Ovaj aerodinamički sistem se razlikuje od uobičajenih aerodinamičkih sistema koji se koriste pri analizi aerodinamičkih karakteristika letelica jer su oni vezani za vektor brzine slobodne vazdušne struje koja je istog intenziteta i pravca kao vektor kretanja letelice ali suprotnog smera. S obzirom da se u ovom slučaju aerodinamički sistem koristi za određivanje putanje letelice, logičnije ga je orijentisati u smeru vektora brzine letelice.



Slika 6.5: Lokalni horizontski i aerodinamički koordinatni sistem

Transformacija iz lokalnog horizontskog sistema u aerodinamički se vrši pomoću matrice rotacije C_a

$$\begin{pmatrix} a_{xa} \\ a_{ya} \\ a_{za} \end{pmatrix} = C_a \begin{pmatrix} a_{xh} \\ a_{yh} \\ a_{zh} \end{pmatrix}$$

gde je

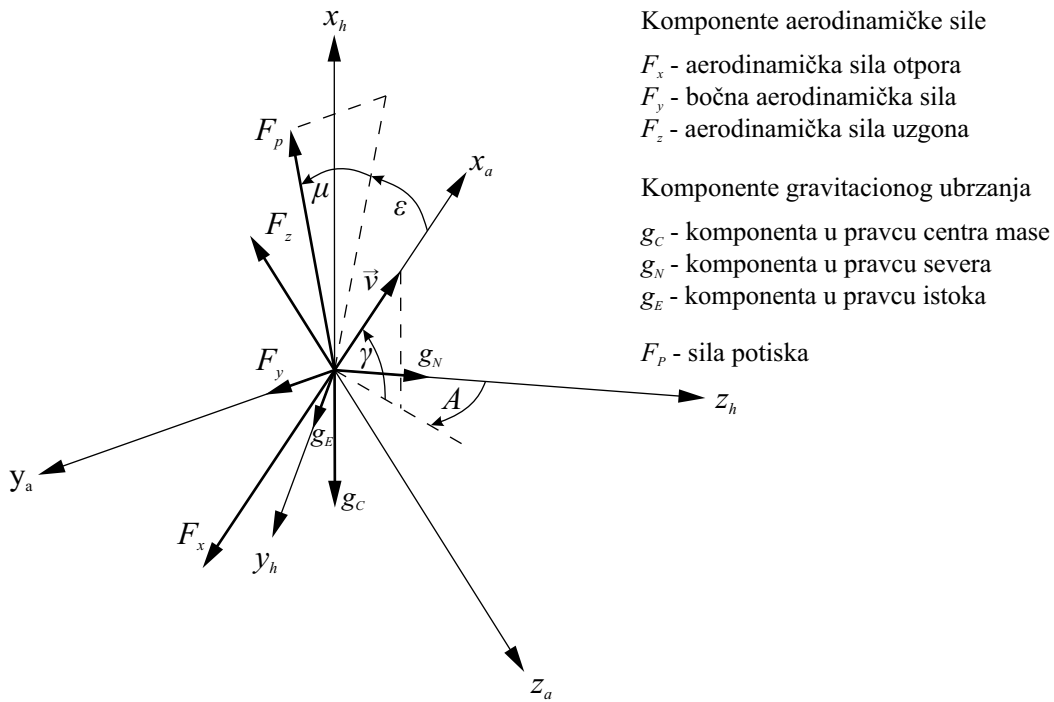
$$C_a = \begin{bmatrix} \sin \gamma & \cos \gamma \sin A & \cos \gamma \cos A \\ 0 & \cos A & -\sin A \\ -\cos \gamma & \sin \gamma \sin A & \sin \gamma \cos A \end{bmatrix}$$

Projekcije vektora apsolutnog ubrzanja na ose aerodinamičkog koordinatnog sistema su

$$a_{xa} = \dot{v} + \omega^2 r \cos \delta (\cos \gamma \cos A \sin \delta - \sin \gamma \cos \delta)$$

$$\begin{aligned}
a_{ya} &= v \cos \gamma \dot{A} - \frac{v^2}{r} \cos^2 \gamma \sin A \tan \delta - \\
&\quad \omega^2 r \sin A \sin \delta \cos \delta + 2\omega v (\sin \gamma \cos A \cos \delta - \cos \gamma \sin \delta) \\
a_{za} &= -v \dot{\gamma} + \frac{v^2}{r} \cos \gamma + 2\omega v \sin A \cos \delta + \\
&\quad \omega^2 r \cos \delta (\sin \gamma \cos A \sin \delta + \cos \gamma \cos \delta)
\end{aligned} \tag{6.9}$$

Spoljne sile koje deluju na letelicu su prikazane na Slici 6.6.



Slika 6.6: Spoljne sile koje deluju na letelicu

Prema Slici 6.6, projekcije svih spoljnih sila koje deluju na letelicu na ose aerodinamičkog koordinatnog sistema su

$$\begin{aligned}
f_{xa} &= F_p \cos \epsilon \cos \mu - F_x - mg_C \sin \gamma + \\
&\quad mg_N \cos \gamma \cos A + mg_E \cos \gamma \sin A \\
f_{ya} &= F_p \sin \mu + F_y + mg_E \cos A - mg_N \sin A \\
f_{za} &= -F_p \sin \epsilon \cos \mu - F_z + mg_C \cos \gamma + mg_N \sin \gamma \cos A + mg_E \sin \gamma \sin A
\end{aligned} \tag{6.10}$$

Iz Jednačina (6.9) i (6.10) slede diferencijalne jednačine kretanja letelice izražene u

aerodinamičkom koordinatnom sistemu

$$\begin{aligned}
\dot{v} &= \frac{1}{m} F_p \cos \epsilon \cos \mu - \frac{1}{m} F_x - g_C \sin \gamma + g_N \cos \gamma \cos A + \\
&\quad g_E \cos \gamma \sin A - \omega^2 r \cos \delta (\cos \gamma \cos A \sin \delta - \sin \gamma \cos \delta) \\
\dot{A} &= \frac{v}{r} \cos \gamma \sin A \tan \delta + \frac{1}{mv \cos \gamma} (F_p \sin \mu + F_y) + \\
&\quad \frac{1}{v \cos \gamma} (\omega^2 r \sin A \sin \delta \cos \delta - g_N \sin A + g_E \cos A) - \\
&\quad 2\omega (\tan \gamma \cos A \sin \delta + \cos \delta)
\end{aligned} \tag{6.11}$$

$$\begin{aligned}
\dot{\gamma} &= \frac{v}{r} \cos \gamma + \frac{1}{mv} (F_p \sin \epsilon \cos \mu + F_z) - \\
&\quad \frac{1}{v} [g_C \cos \gamma + g_N \sin \gamma \cos A + g_E \sin \gamma \sin A - \\
&\quad \omega^2 r \cos \delta (\sin \gamma \cos A \sin \delta + \cos \gamma \cos \delta)] + 2\omega \sin A \cos \delta
\end{aligned}$$

Ove tri jednačine predstavljaju projekcije vektorske diferencijalne Jednačine kretanja (6.8) na ose aerodinamičkog koordinatnog sistema. Kada se iz ovih jednačina odrede v , γ i A , iz kinematičkih Jednačina (6.7) se određuje vektor položaja letelice (r , λ , δ) u odnosu na koordinatni sistem koji rotira zajedno sa planetom.

Jednačine (6.7) i (6.11) predstavljaju kompletan sistem jednačina iz kojeg se može odrediti kretanje letelice u odnosu na planetocentrični rotacioni koordinatni sistem. Rešavanjem ovog sistema jednačina dobijaju se položaji i brzine letelice na putanji kroz atmosferu $r(t)$, $\lambda(t)$, $\delta(t)$, $v(t)$, $\gamma(t)$, $A(t)$. Da bi ovaj sistem jednačina mogao da se reši, potrebno je imati aerodinamički model letelice koji je prikazan u Poglavlju 5, gravitacioni model Marsa koji je prikazan u Poglavlju 4, kao i model sile potiska.

6.4 Pasivni balistički ulazak i spuštanje

U ovoj disertaciji se razmatra isključivo pasivni balistički ulazak i spuštanje. Pasivni let podrazumeva da ne postoji mogućnost aktivne kontrole putanje pomoću raket-

nih motora ili mehanizma koji pomeranjem unutrašnjih delova letelice pomera njen centar mase i na taj način kontroliše njenu orijentaciju u odnosu na vektor brzine, od koje zavise aerodinamičke sile koje deluju na letelicu. Najsofisticiraniju aktivnu kontrolu putanje do sada imala je letelica MSL (Steltzner et al. 2006) dok su pasivni balistički ulazak i spuštanje uspešno izvele letelice MPF , MER i PHX (Braun et al. 1995; Desai et al. 2006; Desai et al. 2011). Balistički ulazak podrazumeva da je napadni ugao sve vreme leta jednak nuli. Ovo znači da je uzdužna osa letelice kolinearna sa vektorom brzine što dovodi do osnosimetričnog strujanja oko letelice. Posledica osnosimetričnog strujanja je odsustvo aerodinamičke sile uzgona i bočne aerodinamičke sile, tako da je sila otpora jedina aerodinamička sila koja deluje na letelicu. Kada se ove dve sile i sile potiska izostave iz Jednačina (6.11), ove jednačine dobijaju jednostavniji oblik

$$\begin{aligned} \dot{v} &= -\frac{1}{m}F_x - g_C \sin \gamma + g_N \cos \gamma \cos A + g_E \cos \gamma \sin A - \\ &\quad \omega^2 r \cos \delta (\cos \gamma \cos A \sin \delta - \sin \gamma \cos \delta) \\ \dot{A} &= \frac{v}{r} \cos \gamma \sin A \tan \delta + \frac{1}{v \cos \gamma} (\omega^2 r \sin A \sin \delta \cos \delta - \\ &\quad g_N \sin A + g_E \cos A) - 2\omega (\tan \gamma \cos A \sin \delta + \cos \delta) \\ \dot{\gamma} &= \frac{v}{r} \cos \gamma - \frac{1}{v} [g_C \cos \gamma + g_N \sin \gamma \cos A + g_E \sin \gamma \sin A - \\ &\quad \omega^2 r \cos \delta (\sin \gamma \cos A \sin \delta + \cos \gamma \cos \delta)] + 2\omega \sin A \cos \delta \end{aligned} \tag{6.12}$$

Bez obzira da li su u pitanju kompletne Jednačine (6.11) ili Jednačine za pasivni balistički let (6.12), one zajedno sa sistemom kinematičkih Jednačina (6.7) predstavljaju sistem nelinearnih, običnih diferencijalnih jednačina drugog reda. U opštem slučaju nije moguće naći rešenje ovih sistema u konačnom obliku, već je neophodno primeniti neku od metoda za numeričku integraciju.

6.5 Analitičko rešenje jednačina kretanja

Da bi se odredila putanja letelice u konačnom obliku, neophodno je uvesti neke pretpostavke kako bi se diferencijalne jednačine kretanja pojednostavile. Prva pretpostavka je da je koeficijent aerodinamičkog otpora C_x konstantan sve vreme leta, pa aerodinamička sila otpora (Jednačina 5.4) zavisi samo od gustine atmosfere i brzine leta. U Poglavlju 5.4.1 je prikazano određivanje koeficijenta otpora na osnovu Njutnove teorije u kojoj ovaj koeficijent zaista ne zavisi od Mahovog broja. U realnosti, ovaj koeficijent zavisi od Mahovog i Knudsenovog broja. U Poglavlju 5.4.2 je prikazano da je ova zavisnost od Mahovog broja mala (Slika 5.17). Sa druge strane, postoji značajna zavisnost od Knudsenovog broja. Ipak, ova zavisnost se javlja kada je atmosfera vrlo retka, te je aerodinamička sila toliko mala da se u približnim proračunima može zanemariti.

U dinamici leta kosmičkih letelica kroz planetske atmosfere, i uopšte u balistici, uobičajeno je da se dinamičke karakteristike tela prikazuju preko balističkog koeficijenta

$$\beta = \frac{m}{C_x S}$$

Ovaj koeficijent ima dimenziju kg/m^2 i predstavlja normiranu masu objekta. Relativno laki objekti imaju male balističke koeficijente, dok relativno teški objekti imaju velike balističke koeficijente. Kapsule koje su do sada sletale na Mars imale su balističke koeficijente u rasponu od 63 do 115 kg/m^2 i one spadaju u relativno lake balističke objekte jer pod pretpostavkom da je $C_x = 1$, što je blisko istini u slučaju sfere, a i u slučaju zaobljenih konusnih oblika kakve su imale letelice koje su ulazile u atmosferu Marsa (Slika 5.17), znači da svaki m^2 referentne površine “nosi” reda veličine 100 kg mase objekta. Balistički koeficijent kaspule MER za koju su rađene sve analize u ovoj tezi je 94 kg/m^2 što odgovara koeficijentu otpora $C_x = 1.6$.

Druga pretpostavka je da gustina atmosfere opada sa visinom po eksponencijalnom zakonu (Jednačina 4.6)

$$\rho = \rho_0 e^{-\frac{h}{H}}$$

Kao što je objašnjeno u Poglavlju 4.1, ovaj zakon važi za slučaj izotermalne atmosfere u stanju mirovanja i veoma dobro opisuje stvarne vertikalne profile u atmosferi Marsa.

Treća pretpostavka je da je gravitaciono polje homogeno i da ima samo jednu komponentu $g_C = g = 3.72m/s^2$, koja je konstantna na celoj putanji. Uzimajući u obzir da je promena visine tokom leta veoma mala u odnosu na poluprečnik planete i da su komponente gravitacionog ubrzanja g_N i g_E za više redova veličine manje od g_C , ova pretpostavka je opravdana za preliminarne proračune.

Četvrta pretpostavka je da planeta ne rotira oko svoje ose. Uzimajući u obzir red veličine centripetalnog i Koriolisovog ubrzanja, o kojima je bilo reči u Poglavlju 6.3, ova pretpostavka je takođe prihvatljiva za preliminarne proračune.

6.5.1 Vertikalni ulazak u atmosferu

Da bi se utvrdio relativni uticaj gravitacije i atmosfere na telo koje se velikom brzinom kreće kroz atmosferu, uporediće se krajnje pojednostavljen slučaj vertikalnog ulaska u atmosferu ($\gamma_0 = 90^\circ$) kapsule MER, sa početnim brzinama od 5, 7 i 9 km/s , na visini od 60 km , za Zemlju i Mars.

Nakon uvedenih pretpostavki, sistem diferencijalnih Jednačina (6.11) svodi se samo na jednu jednačinu

$$\frac{dv}{dt} = g - \frac{1}{2\beta}\rho_0 e^{-\frac{h}{H}}v^2 = g - \frac{1}{2}\rho v^2 \frac{1}{\beta} = g - \frac{q}{\beta} \quad (6.13)$$

Integracijom ove jednačine dobija se zavisnost brzine letelice od visine (Allen & Eggers 1958)

$$v^2 = e^{-\frac{H}{\beta}\rho_0 e^{-\frac{h}{H}}} \left[2gH \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\left(\frac{H}{\beta}\rho_0 e^{-\frac{h}{H}}\right)^n}{n!n} - 2gh + C \right] \quad (6.14)$$

gde je

$$C = v_0 e^{-\frac{H}{2\beta}\rho_0 e^{-\frac{h_0}{H}}} \approx v_0$$

gde je v_0 početna brzina, a h_0 početna visina. Ako se zanemari gravitaciono ubrzanje dobija se jednostavniji izraz

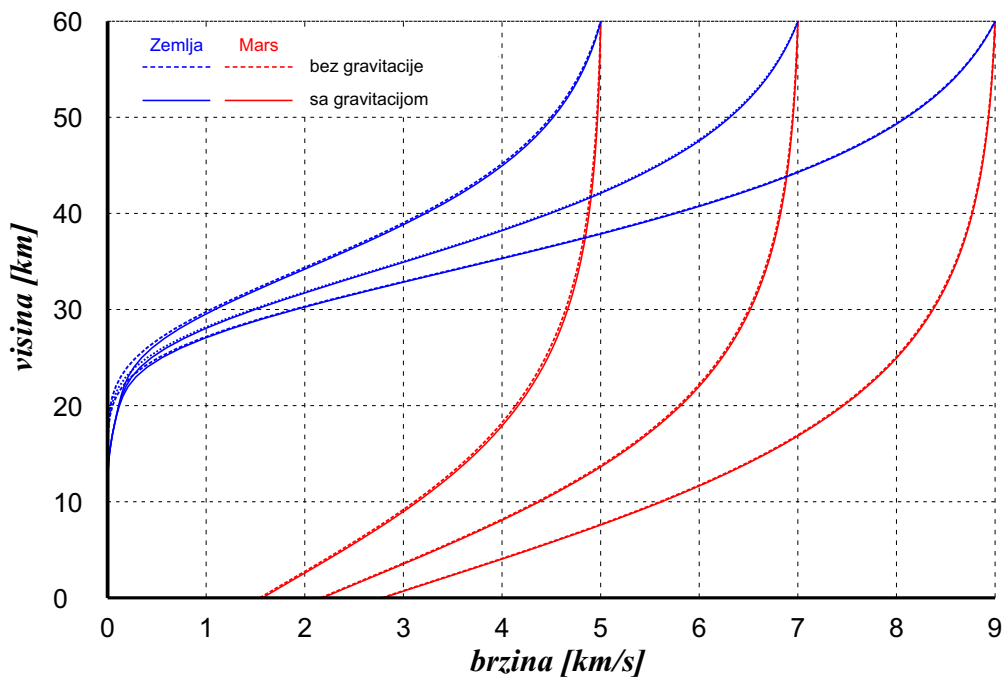
$$v = C e^{-\frac{H}{2\beta} \rho_0 e^{-\frac{h}{H}}} \quad (6.15)$$

U Tabeli 6.1 su prikazane vrednosti za gravitaciono ubrzanje i gustinu atmosfere na površini planete i skalu visina za Zemlju i Mars (NSSDC).

Tabela 6.1: Konstante za Zemlju i Mars

	g [m/s^2]	ρ_0 [kg/m^3]	H [km]
Mars	3.72	0.020	11.1
Zemlja	9.81	1.217	8.5

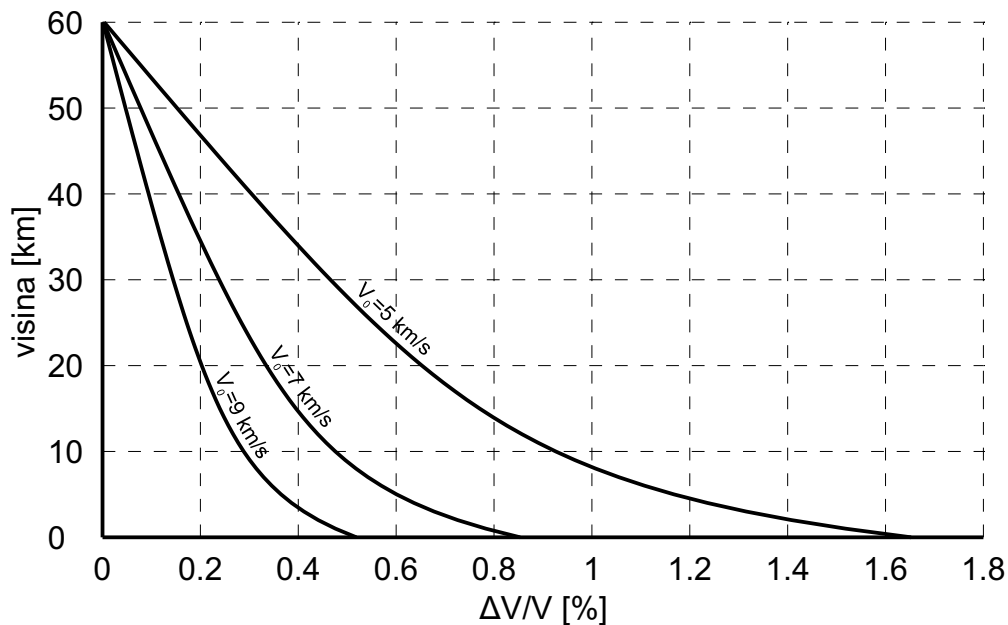
Na Slici 6.7 su prikazane zavisnosti brzine od visine za pomenuta tri početna uslova za Zemlju i Mars.



Slika 6.7: Zavisnost brzine od visine za različite početne uslove na Zemlji i Marsu

Na prethodnoj slici se vidi da je uticaj gravitacije veoma mali u odnosu na uticaj atmosferskog otpora i da se u preliminarnim proračunima može zanemariti. Ovaj

uticaj opada sa povećanjem početne brzine letelice. Na Slici 6.8 je prikazana relativna razlika brzine sa i bez uticaja gravitacione sile za tri početna uslova.



Slika 6.8: Relativne razlike brzina sa i bez uticaja gravitacije za vertikalni ulazak u atmosferu Marsa

S obzirom da je otpor atmosfere srazmeran kvadratu brzine (Jednačina 5.4), očekivano je da za veće brzine ima veći uticaj u odnosu na uticaj gravitacione sile. Takođe se može uočiti da sa opadanjem visine raste relativni uticaj gravitacione sile jer brzina letelice i sila otpora opadaju. Na Slici 6.7 se vidi da za razliku od Zemljine atmosfere, koja može da uspori telo do veoma malih brzina, atmosfera Marsa nije dovoljno gusta da može da uspori telo ni do subsoničnih brzina pri ovim početnim uslovima. Naprotiv, uzimajući u obzir da je prosečna brzina zvuka na površini Marsa oko 225 m/s, na Slici 6.7 se vidi da bi kapsula udarila u površinu Marsa hipersoničnom brzinom od oko 7 Maha za početnu brzinu od 5 km/s, do čak 12 Maha za početnu brzinu od 9 km/s.

Na Slici 6.7 se takođe može uočiti da su na visini od 60 km krive za Mars skoro vertikalne, što pokazuje da na toj visini još uvek nema značajnog usporavanja letelice usled atmosferskog otpora, dok krive za Zemlju imaju prilično veliki nagib što pokazuje da je na toj visini uticaj Zemljine atmosfere veoma značajan. Ovo se najbolje vidi razmatranjem zavisnosti ubrzanja tela od visine koja se dobija za-

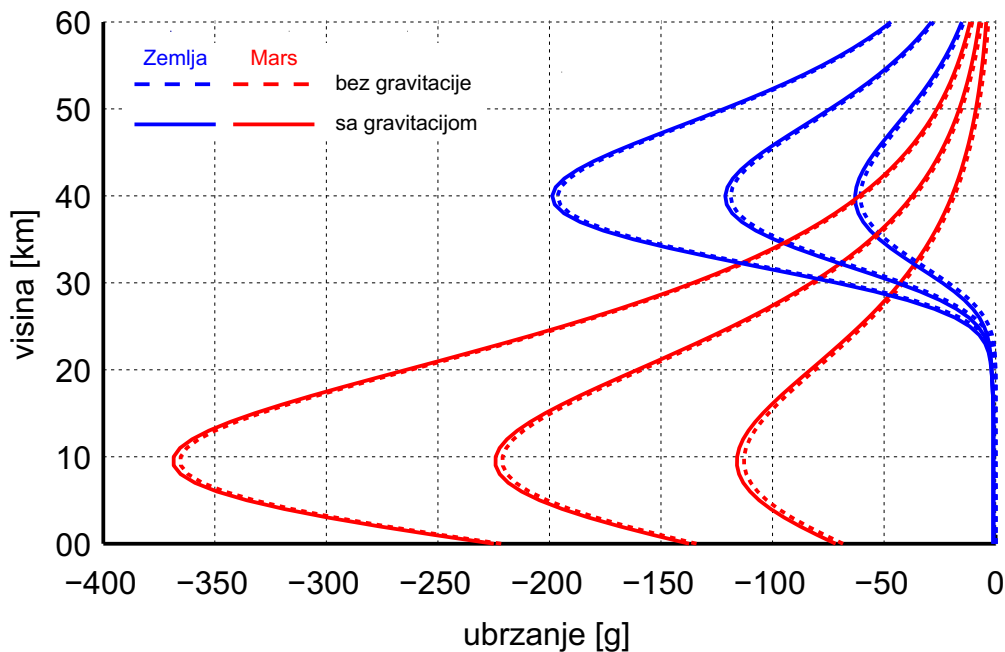
menom Jednačina (6.14), odnosno (6.15) u Jednačinu (6.13). Kada se uzme u obzir uticaj gravitacije, ubrzanje letelice se dobija u obliku

$$\frac{1}{g} \frac{dv}{dt} = 1 - \frac{1}{2g\beta} \rho_0 e^{-\frac{h}{H}} e^{-\frac{H}{\beta} \rho_0 e^{-\frac{h}{H}}} \left[2gH \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\left(\frac{H}{\beta} \rho_0 e^{-\frac{h}{H}} \right)^n}{n!n} - 2gh + C \right]$$

Kada se zanemari gravitacija, ubrzanje letelice se dobija u mnogo jednostavnijem obliku

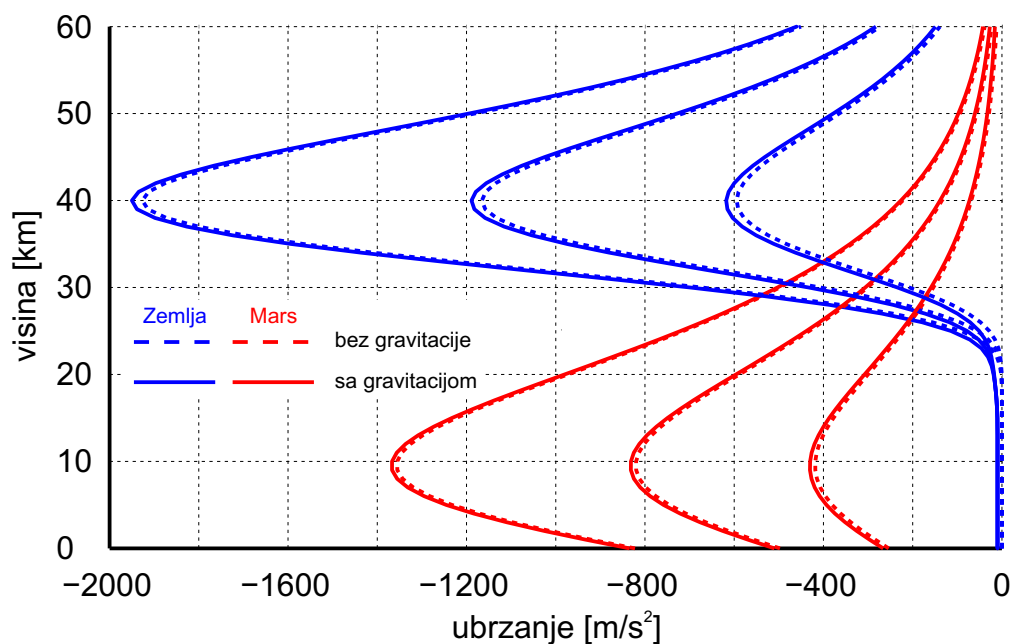
$$\frac{1}{g} \frac{dv}{dt} = -\frac{C^2}{2g\beta} \rho_0 e^{-\frac{h}{H}} e^{-\frac{H}{\beta} \rho_0 e^{-\frac{h}{H}}} \quad (6.16)$$

Na Slici 6.9 prikazane su zavisnosti ubrzanja od visine predstavljene u relativnim jedinicama površinskog gravitacionog ubrzanja odgovarajuće planete.



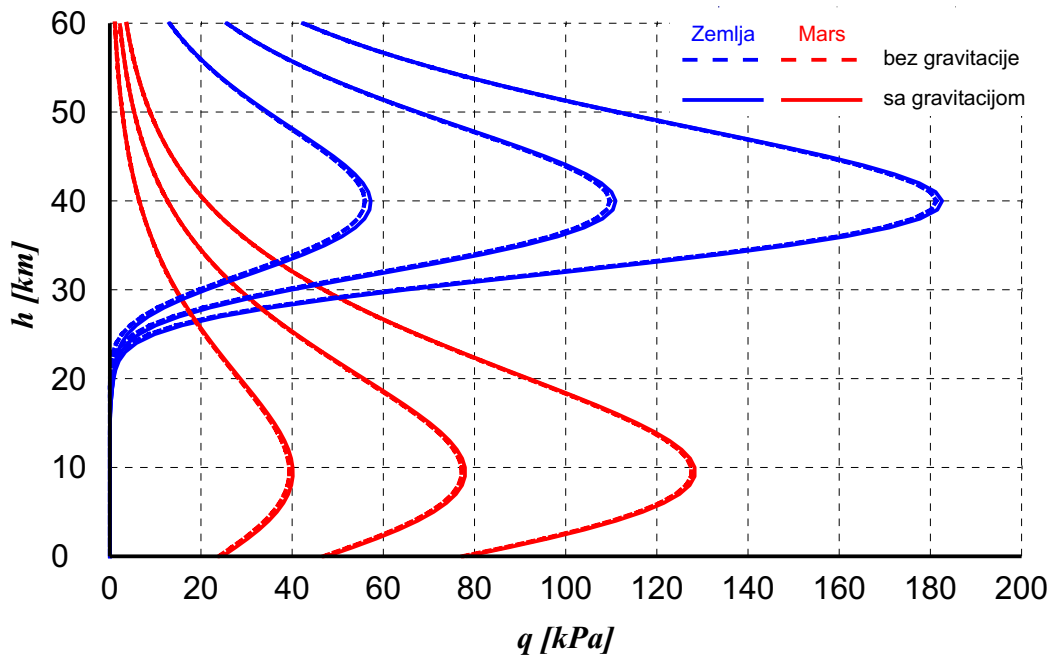
Slika 6.9: Zavisnost ubrzanja od visine za različite početne uslove na Zemlji i Marsu

Ne treba da dovodi do zabune činjenica da su, iako je atmosfera znatno ređa, ubrzanja na Marsu veća u odnosu na Zemlju, kako je prikazano na prethodnoj slici, jer su ta ubrzanja upoređivana sa gravitacionim ubrzanjem na površini Marsa koje je oko 2.65 puta manje nego na površini Zemlje. Na sledećoj slici su prikazana ubrzanja tela u apsolutnim jedinicama.



Slika 6.10: Zavisnost ubrzanja od visine za različite početne uslove na Zemlji i Marsu

Na prethodnoj slici se može uočiti naizgled neobična činjenica da su maksimalna ubrzanja na Zemlji svega oko 1.5 puta veća nego na Marsu za iste početne uslove iako je površinska gustina atmosfere na Zemlji oko 60 puta veća nego na Marsu. Ovo se dešava zbog toga što je ubrzanje linearna funkcija dinamičkog pritiska slobodne vazdušne struje što se direktno vidi iz diferencijalne Jednačine (6.13). Na sledećoj slici je prikazana zavisnost dinamičkog pritiska od visine za ista tri slučaja početnih uslova.



Slika 6.11: Zavisnost dinamičkog pritiska od visine

Dakle, maksimalno usporenje se dešava onda kada je maksimalan dinamički pritisak, koji je srazmeran kvadratu brzine i gustini atmosfere. Kao što je već pomenuto, faze ulaska i spuštanja su razdvojene trenutkom otvaranja padobrana. Da bi padobran mogao da se otvori, potrebno je da aerodinamičko opterećenje ne bude previše veliko da može da izazove strukturalne poremećaje ili čak potpuno uništenje letelice. Na Slici 6.11 se vidi da dinamički pritisak u početku raste sa opadanjem visine dok ne dostigne neku maksimalnu vrednost, a onda počinje da opada kako se visina dalje smanjuje. Dinamički pritisak pri kome je otvoren padobran na kaspuli MER-B je bio 764 Pa. Na Slici 6.11 se vidi da za slučaj vertikalnog ulaska u atmosferu Marsa, dinamički pritisak ni izbliza ne dostiže ovu vrednost pre nego što letelica udari u površinu Marsa. Takođe se može uočiti zanimljiva činjenica da se maksimalno ubrzanje na Zemlji dešava na visini od oko 40 km, a na Marsu na visini od oko 10 km, bez obzira na početnu brzinu.

Ako se diferencira Izraz za ubrzanje (6.16) i reši po h , dobija se visina na kojoj je ubrzanje minimalno (maksimalno usporenje)

$$h_{(\frac{dv}{dt})_{min}} = H \ln \frac{H \rho_0}{\beta}$$

Iz ovog izraza se vidi da visina na kojoj se dešava minimalno ubrzanje tj. maksimalno usporenje zavisi samo od karakteristika atmosfere, tj. od parametara eksponencijalnog zakona ρ_0 i H , i od karakteristika letelice, tj. od balističkog koeficijenta β . Dakle, ova visina ne zavisi od početnih uslova, tj. od početne brzine i visine na kojoj je ova početna brzina saopštena. Ako se prethodni izraz uvrsti u Izraz (6.16), dobija se brzina pri maksimalnom usporenju

$$v_{\left(\frac{dv}{dt}\right)min} = v_0 e^{-\frac{1}{2}} \cong 0.61v_0$$

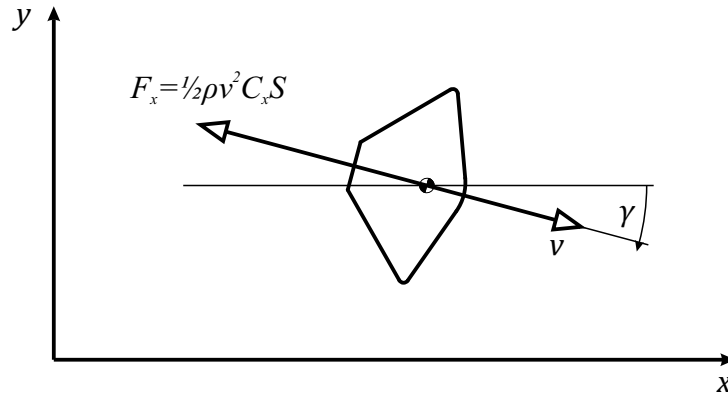
Prethodni izraz pokazuje da brzina pri kojoj dolazi do maksimalnog usporenja ne zavisi ni od karakteristika tela, niti od karakteristika atmosfere, već isključivo od početne brzine.

Iz prethodne analize je očigledno da bi u slučaju vertikalnog ulaska u atmosferu, inercijalna i aerodinamička opterećenja (Slike 6.10 i 6.11), i posledično termička opterećenja, bila daleko veća od onih koje letelica može da podnese. Zbog ovoga je neophodno da ugao ulaska letelice u atmosferu bude pažljivo određen na način da ova opterećenja ne budu prevelika, a da se sa druge strane postigne neophodno usporenje letelice u cilju mekog spuštanja na površinu planete.

6.5.2 Ulazak u atmosferu pod proizvoljnim uglom

U prethodnoj analizi je prikazano da je uticaj gravitacije na brzinu i ubrzanje letelice zanemarljiv za preliminarne proračune⁷². Koristeći ovu činjenicu razmotriće se putanja letelice koja ulazi u atmosferu pod nekim proizvoljnim uglom γ i na koju deluje samo sila otpora atmosfere data Jednačinom (5.4), kao što je prikazano na sledećoj slici.

⁷²Ova pretpostavka je validna samo ako početni ugao nagiba nije jako mali što će se videti iz dalje analize.



Slika 6.12: Ulazak u atmosferu pod proizvoljnim uglom

Diferencijalne jednačine kretanja tela pod dejstvom samo sile otpora su veoma jednostavne i imaju oblik

$$\ddot{x} = -\frac{C_x \rho v^2 A \cos \gamma}{2m} = -\frac{q}{\beta} \cos \gamma \quad (6.17)$$

$$\ddot{y} = \frac{C_x \rho v^2 A \sin \gamma}{2m} = \frac{q}{\beta} \sin \gamma$$

Ako se zanemari zakrivljenost planete, jasno je da će putanja tela biti prava linija, tj. ugao nagiba putanje γ će biti konstantan, jer jedina sila koja deluje na letelicu je kolinearna sa vektorom brzine. Integracijom prethodnih jednačina dobija se izraz za brzinu letelice

$$v = C e^{-\frac{H}{2\beta} \frac{1}{\sin \gamma} \rho_0 e^{-\frac{h}{H}}} \quad (6.18)$$

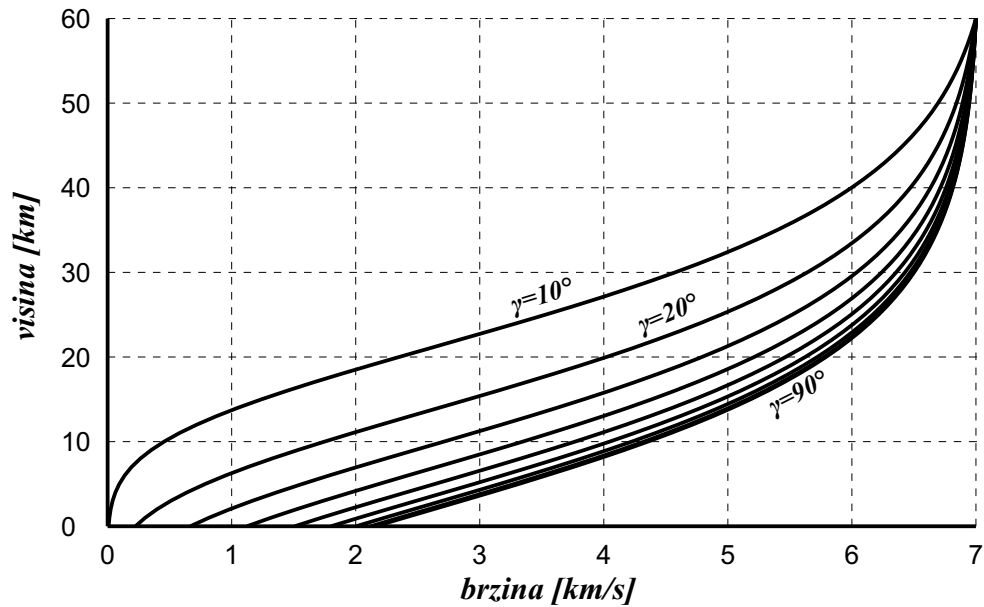
gde je

$$C = v_0 e^{-\frac{H}{2\beta} \frac{1}{\sin \gamma} \rho_0 e^{-\frac{h_0}{H}}} \approx v_0$$

Kada se Jednačina (6.18) uvrsti u Jednačinu (6.17) dobija se izraz za ubrzanje letelice

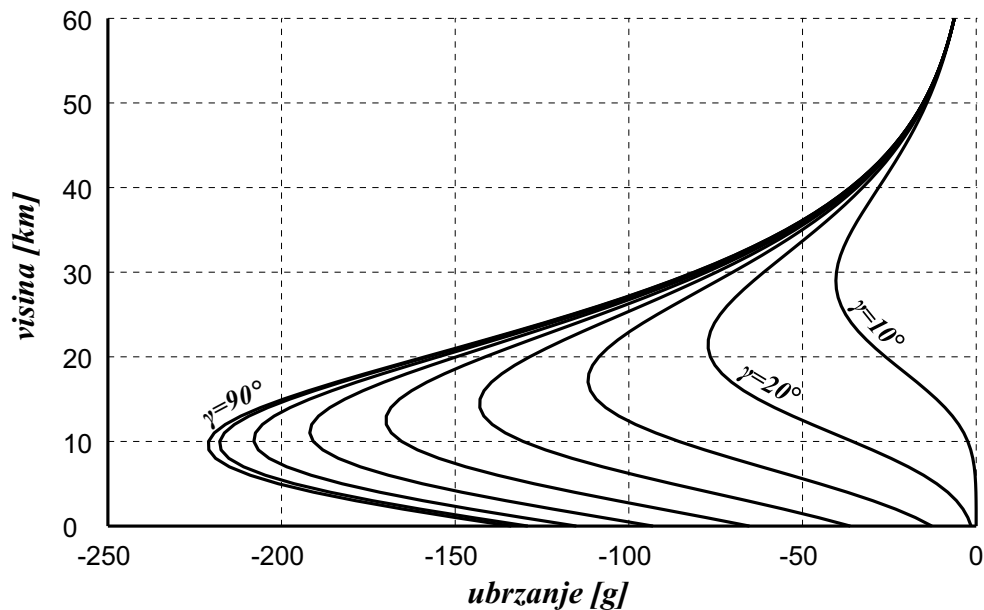
$$\frac{1}{g} \frac{dv}{dt} = -\frac{C}{2\beta} \rho_0 e^{-\frac{h}{H}} e^{-\frac{H}{\beta} \frac{1}{\sin \gamma} \rho_0 e^{-\frac{h}{H}}} \quad (6.19)$$

Očigledno je da se Izrazi (6.18) i (6.19) razlikuju od onih za vertikalni ulazak, (6.15) i (6.16), samo po tome što u njima figuriše $\sin \gamma$ u imeniocu eksponenta. Na sledećoj slici je data zavisnost brzine od visine za ulazak kaspule MER u atmosferu Marsa pri različitim uglovima nagiba putanje γ i početnoj brzini $v_0 = 7\text{km/s}$.



Slika 6.13: Zavisnost brzine od visine za različite uglove nagiba putanje

Na sledećoj slici je predstavljena zavisnost ubrzanja od visine za različite uglove nagiba putanje i $v_0 = 7\text{km/s}$.

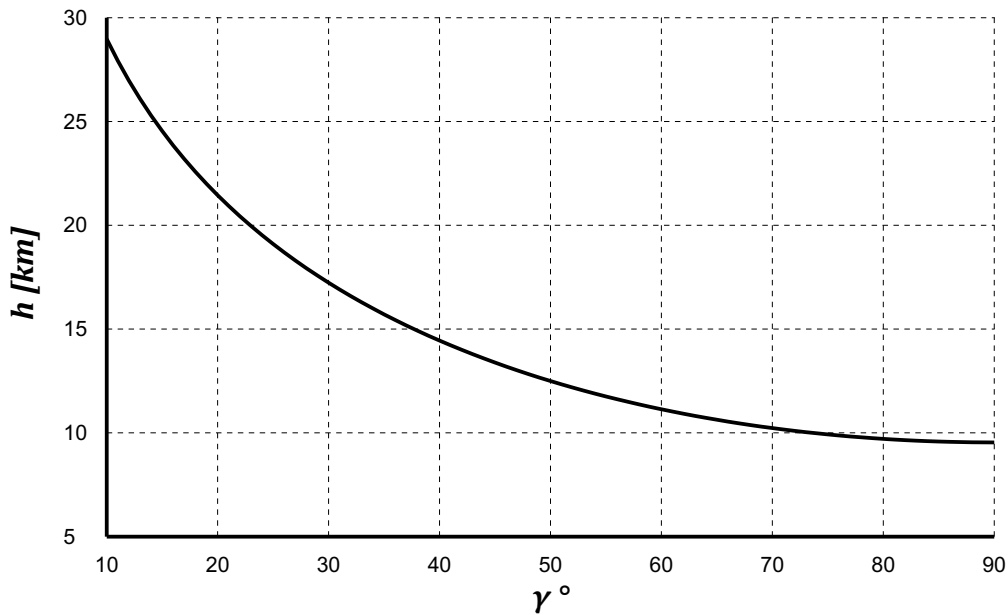


Slika 6.14: Zavisnost ubrzanja od visine za različite uglove nagiba putanje

Visina na kojoj dolazi do maksimalnog usporenja je

$$h_{(\frac{dv}{dt})min} = H \ln \frac{H \rho_0}{\beta \sin \gamma}$$

Iz prethodne jednačine se vidi da visina na kojoj se dešava maksimalno usporenje ne zavisi od početnih uslova, tj. visine i brzine letelice već samo od ugla nagiba putanje i od karakteristika letelice i atmosfere. Na sledećem dijagramu je prikazna zavisnost ove visine za ulazak MER kapsule u atmosferu Marsa.



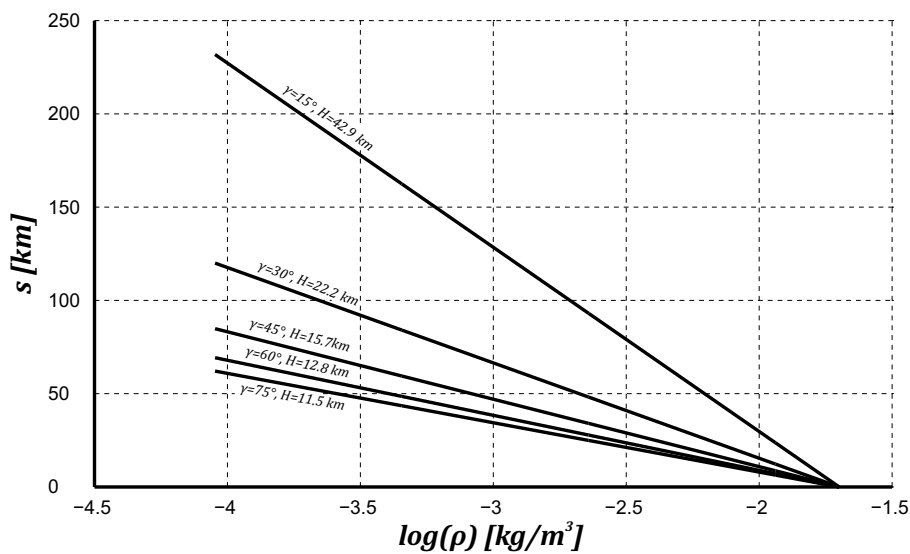
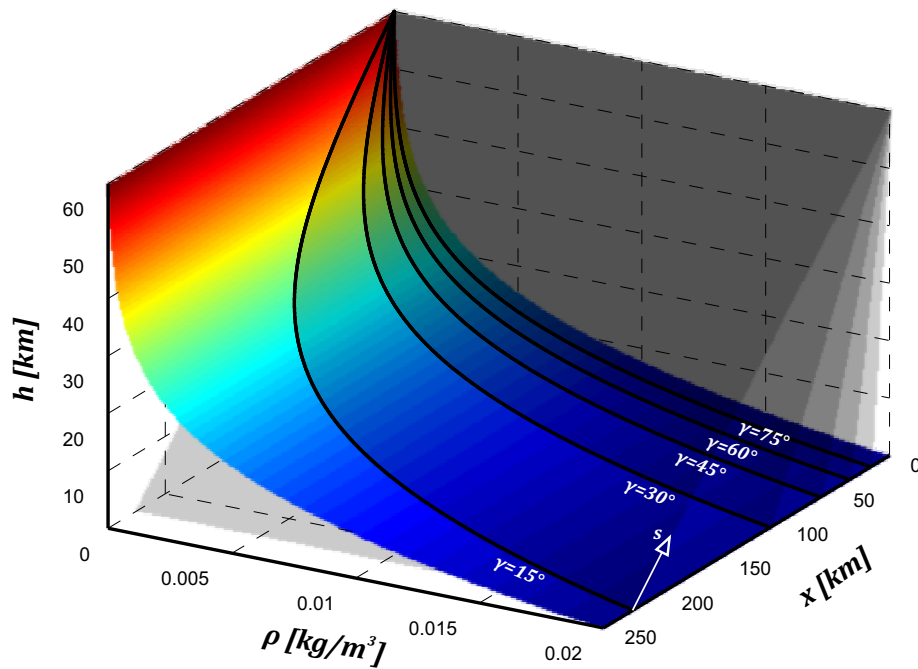
Slika 6.15: Visina na kojoj dolazi do maksimalnog usporenja

Sa prethodnog dijagrama se vidi da za tipične uglove ulaska letelica u atmosferu Marsa od 10° do 15° ova visina je oko 25 km što je značajno veće od oko 8 km koliko iznosi ova visina za vertikalni ulazak u atmosferu. Ovo je jedan od pokazatelja da ugao ulaska u atmosferu ima odlučujući uticaj na dinamiku samog procesa i da manji uglovi omogućuju da se disipacija većeg dela kinetičke energije letelice odvija u višim i ređim slojevima atmosfere. Ako se prethodni izraz uvrsti u Izraz za brzinu (6.18) dobija se da je brzina pri kojoj dolazi do maksimalnog usporenja

$$v_{(\frac{dv}{dt})min} = C e^{-\frac{1}{2}} \cong 0.61 v_0$$

Iz Jednačina za brzinu i ubrzanje (6.15, 6.16, 6.18, 6.19) vidi se da je ulazak

u atmosferu pod nekim uglom nagiba putanje γ ekvivalentan vertikalnom ulasku ali sa početnom visinom od $h_0/\sin\gamma$ i atmosferom koja ima skalu visina $H/\sin\gamma$. Veličina $h_0/\sin\gamma$ predstavlja ukupan pređeni put letelice, a veličina $H/\sin\gamma$ predstavlja “prividnu” skalu visina atmosfere u kojoj bi letelica pri vertikalnom ulasku imala istu zavisnost brzine i ubrzanja od pređenog puta kao letelica koja ulazi pod uglom γ u atmosferu sa skalom visina H . Na sledećem dijagramu su prikazani profili atmosfere koje susreću letelice koje ulaze u atmosferu pod različitim uglovima.

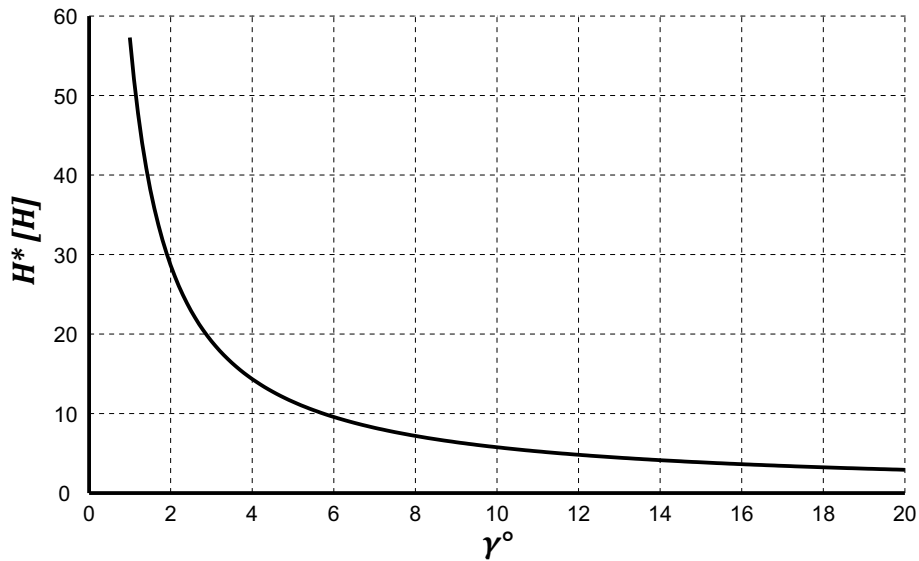


Slika 6.16: Profili atmosfere za različite uglove nagiba putanje

Na prethodnoj slici se vidi da letelice koje ulaze u atmosferu pod različitim uglovima nagiba putanje prolaze kroz atmosferu sa eksponencijalnim profilom gustine duž putanje (Jednačina 4.6) ali “prividna” skala visina zavisi od ugla nagiba putanje, tako da je za manje uglove nagiba putanje skala visina veća, tj. gustina atmosfere raste sporije duž putanje. Na prethodnoj slici je uočljivo da je za ugao nagiba

putanje od 15° , skala visina skoro 4 puta veća od skale visina Marsove atmosfere (Tabela 6.1). Na sledećem dijagramu je prikazana zavisnost “prividne” skale visina H^* od ugla nagiba putanje, prema jednačini

$$H^* = \frac{H}{\sin \gamma}$$



Slika 6.17: Uticaj ugla nagiba putanje na “prividnu” skalu visina

Na prethodnom dijagramu se vidi da je prividna skala visina H^* veoma osetljiva na ugao nagiba putanje kada je ovaj ugao veoma mali, što je uvek slučaj sa ulaskom u atmosferu Marsa. Za veoma male uglove ulaska, H^* dostiže vrednost od nekoliko desetina skale visina atmosfere.

6.6 Ulazni koridor

Pri određenoj brzini ulaska u atmosferu, koja je pre svega određena karakteristikama transferne heliocentrične putanje od Zemlje do Marsa, postoji određeni dijapazon uglova ulaska pri kojima letelica može bezbedno da se spusti na površinu Marsa. Ako letelica uđe pri previše malom uglu⁷³, na nju neće delovati dovoljno velika sila otpora atmosfere koja bi je sprečila da ponovo izleti iz atmosfere. Sa druge

⁷³Ovde je reč o apsolutnoj vrednosti ugla nagiba putanje jer je jasno da on mora biti negativan da bi došlo do sletanja na površinu Marsa.

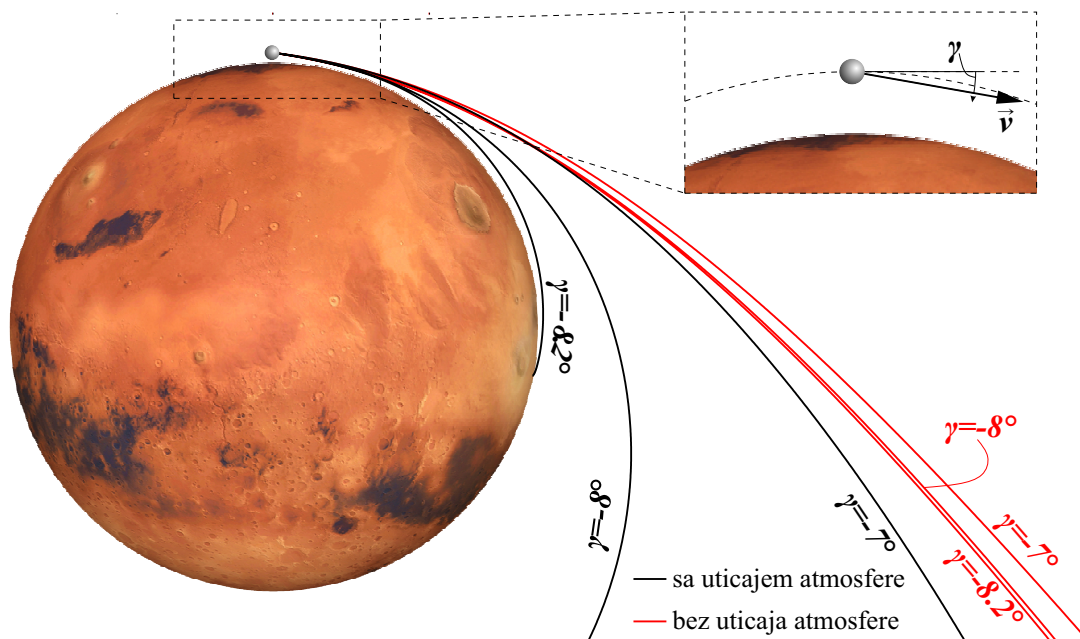
strane, ako letelica uđe pod prevelikim uglom, biće izložena prevelikim mehaničkim i termičkim opterećenjima, da bi mogla bezbedno da sleti na površinu Marsa. Između ove dve krajnosti koje predstavljaju takozvanu gornju i donju granicu, nalazi se ulazni koridor.

Na osnovu analize u prethodnom poglavlju, može se steći pogrešan utisak da je za dovoljno male uglove nagiba putanje moguće usporiti letelicu do veoma malih brzina, čak i u Marsovoj atmosferi. Ovo je posledica činjenice da je u ovom slučaju razmatran pravolinijski let bez uticaja gravitacione i centrifugalne sile. Kada se uzmu u obzir i ove sile, diferencijalne Jednačine kretanja za pasivni balistički ulazak i spuštanje (6.12) se svode na

$$\dot{v} = -\frac{1}{m}F_x - g \sin \gamma \tag{6.20}$$

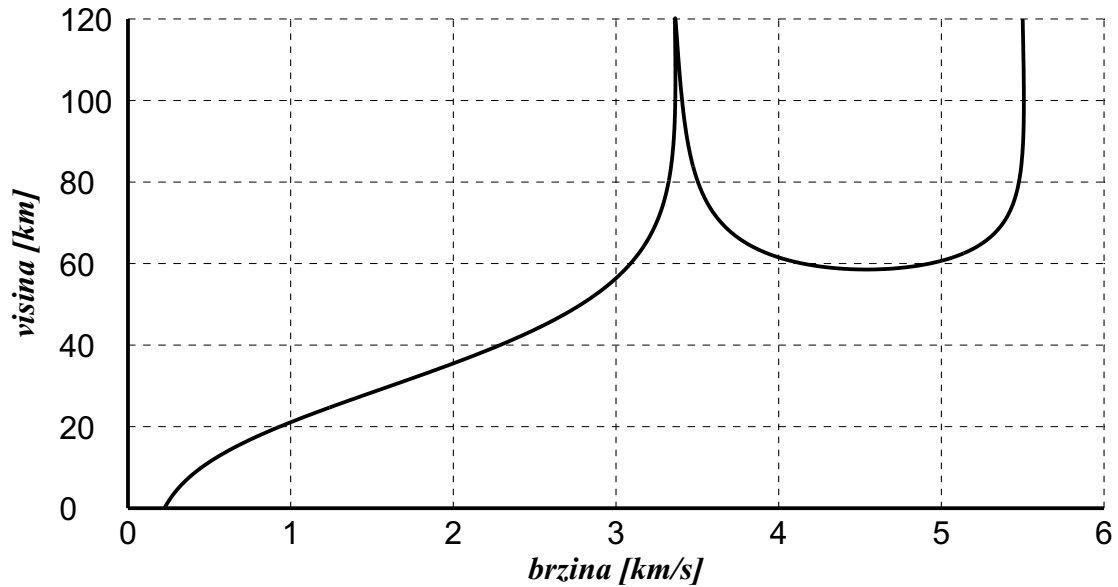
$$\dot{\gamma} = \cos \gamma \left(\frac{v}{r} - \frac{g}{v} \right)$$

Na Slici 6.18 su prikazane putanje letelice dobijene numeričkom integracijom ovih jednačina za početne uslove $v_0 = 5.5km/s$ i $h_0 = 120km$ kao što je bio slučaj pri ulasku kapsule MER, za različite uglove nagiba putanje, sa i bez uticaja atmosfere



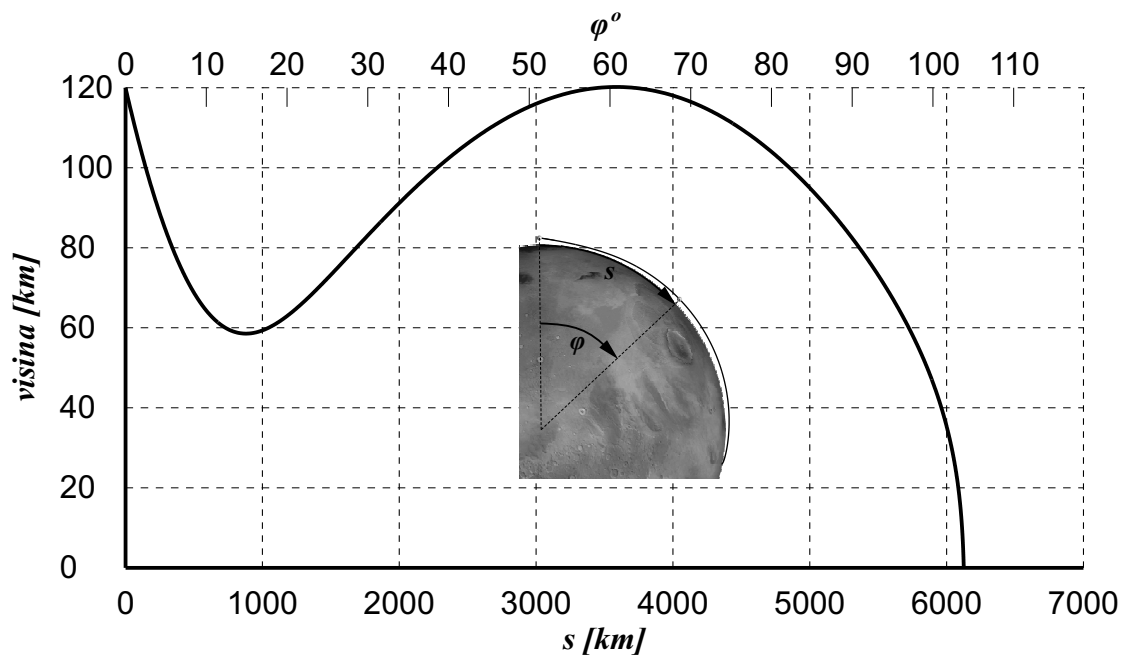
Slika 6.18: Putanje letelice, sa i bez uticaja atmosfere, za različite početne uglove nagiba putanje

Na prethodnoj slici se vidi da je putanja letelice kroz atmosferu izuzetno osetljiva na početni ugao nagiba putanje. Na sledećoj slici je prikazana zavisnost brzine od visine za graničnu putanju sa nagibom $\gamma = -8.2^\circ$ koja je prikazana na prethodnoj slici.



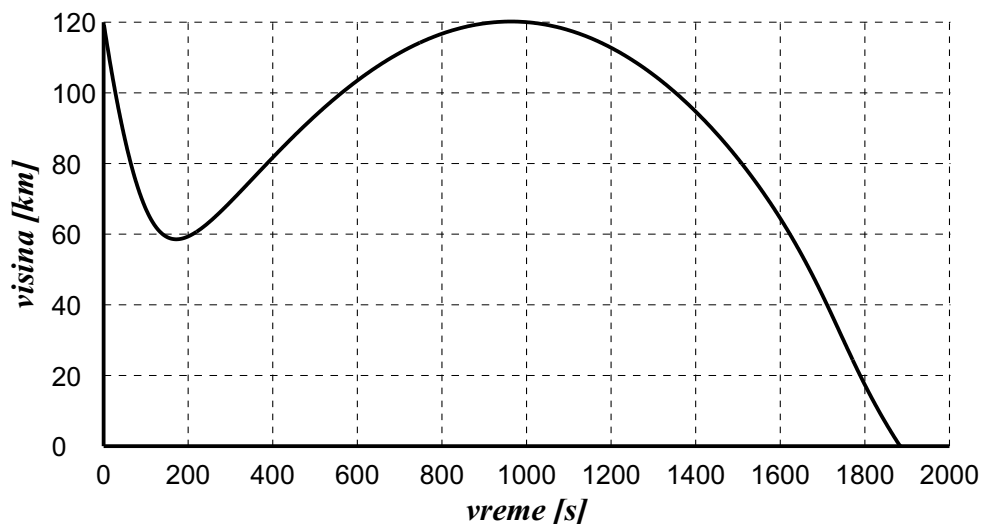
Slika 6.19: Zavisnost brzine od visine za graničnu putanju

Ova putanja je granična jer se na njoj letelica, nakon spuštanja do visine od oko 60 km, ponovo penje do visine od 120 km, koja se uzima kao granica atmosfere, gde dostiže skoro kružnu brzinu za tu visinu. Letelica koja bi sa istom početnom brzinom ušla u atmosferu pod nešto manjim uglom imala bi dovoljno energije da izađe iz atmosfere. Na ovaj način se definiše gornja granica koridora ulaska. Na Slici 6.20 je prikazana visina u funkciji doleta za graničnu putanju.



Slika 6.20: Dolet na graničnoj putanji

Na prethodnoj slici se vidi da letelica na ovoj putanji preleti preko 6000 *km* ili preko 100° obima planete krećući se sve vreme kroz atmosferu. Na sledećoj slici je prikazana zavisnost visine od vremena gde se vidi da je letelici potrebno više od pola sata da se spusti sa visine od 120 *km* do površine Marsa.



Slika 6.21: Vreme leta na graničnoj putanji

Sa druge strane, donja granica ulaznog koridora je definisana maksimalnim mehaničkim i termičkim opterećenjem letelice tokom prolaska kroz atmosferu i ona

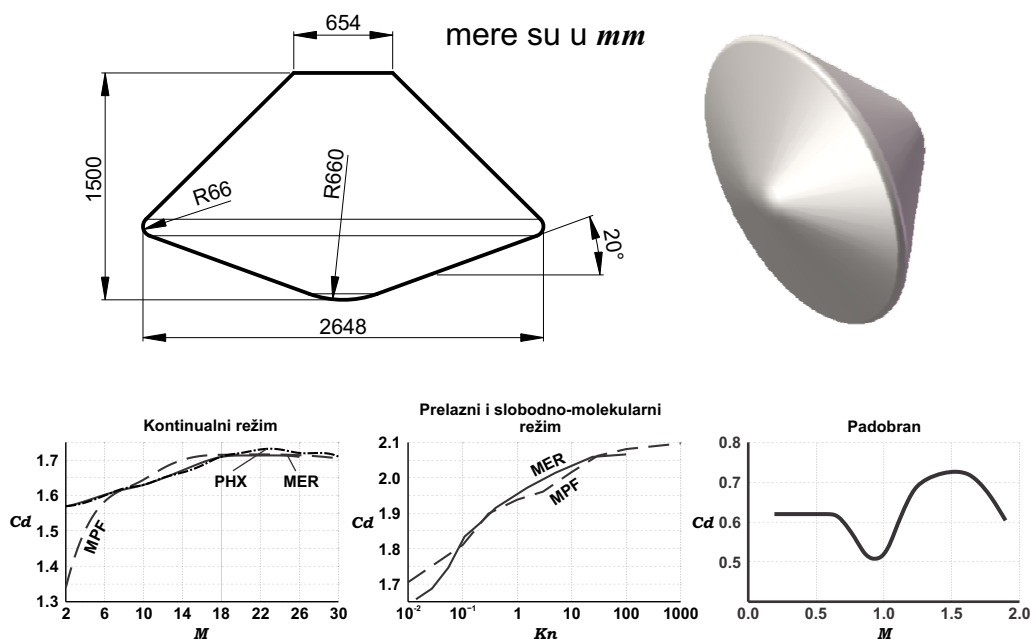
je prevashodno tehnološkog-inženjerskog karaktera. U narednim poglavljima će se pokazati da je za omogućavanje sletanja na visoke lokacije potrebno koristiti takozvane plíće putanje, tj. one sa manjim uglom nagiba putanje. Iz tog razloga donja granica ulaznog koridora nije od značaja za ovo istraživanje.

7 Analiza i rezultati

Kao što je već pokazano, varijacije atmosferskih parametara Marsa su veoma velike na dnevnoj i sezonskoj skali, a takođe su prisutne veoma velike promene sa latitudom. Zbog toga je neophodno ispitati uticaj ovih varijacija na putanju letelice sa akcentom na sletanje na južne Marsove visoravni, na kojima do sada nisu izvršena uspešna sletanja. Na osnovu dobijenih rezultata potrebno je izvršiti procenu mogućnosti za sletanje na ove lokalitete i odrediti optimalne parametre ulaska u atmosferu.

7.1 Simulacija atmosferskih putanja

U cilju postizanja pomenutih ciljeva, izvršena je simulacija velikog broja putanja kroz atmosferu Marsa. Sve simulacije su rađene za slučaj letelice tipa MER čije su geometrijske i aerodinamičke karakteristike prethodno prikazane u Poglavlju 5 i ponovo sumirane na Slici 7.1.



Slika 7.1: Geometrija i aerodinamičke karakteristike letelice MER

Ova letelica je izabrana za simulacije jer su njene dve identične verzije uspešno sletele na površinu Marsa u januaru 2004. godine. S obzirom na značajan protok vremena od tada, postoji veliki broj podataka, koji se pre svega odnosi na aerodinamičke karakteristike, što još uvek nije slučaj sa letelicom MSL, koja je sletela u

avgustu 2012. godine. Simulacije su rađene pod pretpostavkom da je sve vreme leta letelica imala nulti napadni ugao, što odgovara takozvanom pasivnom balističkom ulasku (Poglavlje 6.4). Ovakve ulaske su, pored letelica MER, izvršile i letelice MPF i PHX (Desai et al. 2011; Desai & Lee, 2004; Braun et al. 1995). Aerodinamičke karakteristike su simulirane korišćenjem tabuliranih vrednosti koje su prikazane na Slici 7.1, dok su osnovne karakteristike, početni uslovi i kritične vrednosti parametara, koji su sumirani u Tabeli 7.1 (Braun & Manning 2007; Desai & Knocke 2007), isti kao za letelicu MER-B (Opportunity).

Tabela 7.1: Osnovne karakteristike, početni uslovi i kritične vrednosti parametara za letelicu MER-B

Početna brzina, v_0 [km/s]	5.5
Početni ugao nagiba putanje, γ_0	-11.47°
Masa [kg]	832
Prečnik kapsule [m]	2.65
Prečnik padobrana [m]	14
Dinamički pritisak pri otvaranju padobrana, q_{kr} [Pa]	764
Minimalno vreme spuštanja [s]	57
Visina na kojoj se aktivira raketni sistem za sletanje [m]	120

7.2 Pojednostavljene jednačine kretanja

Kompletan sistem diferencijalnih jednačina koje opisuju putanju letelice prilikom pasivnog balističkog ulaska u atmosferu (Jednačine 6.7 i 6.12) je veoma složen za rešavanje i zahteva velike računarske i vremenske resurse. Da bi se izvršila preliminarana analiza što većeg broja putanja, izvršena je odgovarajuća redukcija ovih jednačina, vodeći računa o tome da se ne ugrozi primarni cilj analize, a to je procena uticaja varijabilnosti atmosfere na putanju letelice i mogućnost za sletanje na lokacije na južnim Marsovim visoravnima. Kao što je već razmatrano u Poglavlju 6.3, Koriolisova i centripetalna sila, koje se javljaju zbog rotacije Marsa, za više redova veličine su manje od aerodinamičke sile otpora. Zbog ovoga je rotacija Marsa zanearena što je omogućilo izostavljanje velikog broja članova u Jednačinama (6.12).

Budući da prilikom ulaska, spuštanja i sletanja, letelica preleti oko 800 km⁷⁴, što je oko 13° obima Marsa, pretpostavljeno je da se na ovom prostoru atmosfera ne menja u horizontalnom pravcu, tj. da je vertikalni profil atmosfere duž cele putanje isti kao iznad lokacije sletanja. Ova pretpostavka, osim činjenicom da 800 km ne predstavlja veliko rastojanje sa aspekta atmosferske dinamike, opravdana je i činjenicom da se realni ulasci u atmosferu ne dešavaju sa polarnih putanja već pod azimutskim uglovima pod kojima je promena latitude duž putanje uglavnom značajno manja od pomenutih 13°. Ova pretpostavka je veoma važna jer, uz pretpostavku da je gravitaciono polje sferno simetrično, omogućuje da putanja letelice bude nezavisna od azimutskog ugla. Sve pomenute pretpostavke će i kvantitativno biti potvrđene u Poglavljima 7.6.2 i 7.6.3, gde se analizira uticaj rotacije Marsa i promene vertikalnog profila atmosfere duž putanje letelice. Usvajanjem ovih pretpostavki, Sistem jednačina (6.12) se svodi na Sistem jednačina (6.20)

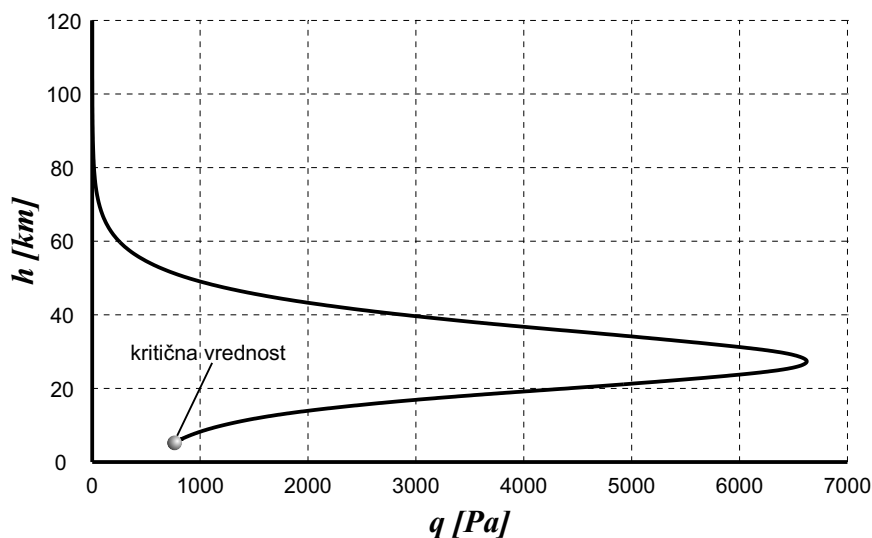
$$\begin{aligned}\dot{v} &= -\frac{1}{m}F_x - g \sin \gamma \\ \dot{\gamma} &= \cos \gamma \left(\frac{v}{r} - \frac{g}{v} \right)\end{aligned}\tag{6.20}$$

Očigledno je da je ovaj sistem daleko jednostavniji od Sistema (6.12) što omogućuje daleko bržu integraciju i simulaciju mnogo većeg broja putanja. Važno je pomenuti da je u preliminarnoj analizi u kojoj su korišćene ove jednačine, a koja je predstavljena u narednim poglavljima, korišćen kompletan aerodinamički model letelice koji je opisan u Poglavljima 5.4.2 i 5.4.3. i sumiran na Slici 7.1. Takođe, za razliku od analize u Poglavljima 6.5 i 6.6 gde je korišćen eksponencijalni model atmosfere, ovom prilikom su korišćeni stvarni vertikalni profili na osnovu modela atmosfere Mars-GRAM. Na ovaj način je stavljen akcenat na uticaj atmosfere i njene varijabilnosti na dnevnoj i godišnjoj skali na putanju letelice.

⁷⁴Kao i uvek kada se govori o dužini leta ili doletu, radi se o dužini projekcije putanje na površinu Marsa.

7.3 Uslovi prilikom otvaranja padobrana

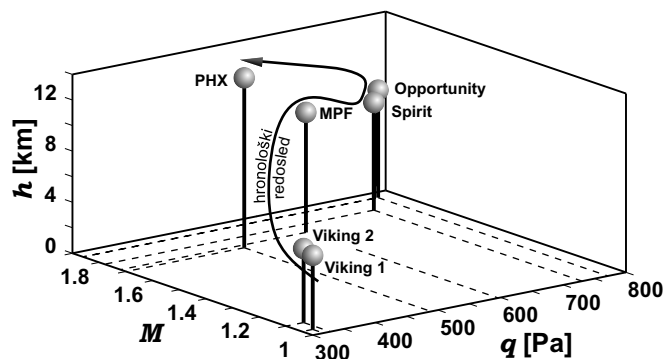
Utvrđivanje mogućnosti za sletanje na određene lokacije podrazumeva pre svega određivanje visine na kojoj je moguće otvoriti padobran (h_p) i vremena koje protekne od trenutka otvaranja padobrana do trenutka kada se letelica nađe na visini od 120 m iznad površine (vreme spuštanja, t_s), kada počinje faza sletanja (videti Sliku 6.3). Visina otvaranja padobrana i vreme spuštanja su od presudnog značaja za uspešno sletanje jer u fazi spuštanja letelica mora da izvede veliki broj operacija za koje joj je neophodno određeno vreme. Kod letelice MER minimalno vreme spuštanja koje bi obezbedilo uspešno sletanje je 57 s (Desai & Knocke 2007). Prilikom otvaranja padobrana dolazi do naglog usporenja i veoma velikih inercijalnih opterećenja koja mogu da oštete letelicu i osetljive instrumente koje ona nosi. Zbog ovoga moraju da se ispune odgovarajući uslovi da bi padobran mogao da se otvori. Kako je sila otpora srazmerna dinamičkom pritisku i referentnoj površini letelice (Jednačina 5.4), jasno je da u trenutku otvaranja padobrana, kada se menja konfiguracija letelice i višestruko povećava referentna površina (kod letelice MER referentna površina padobrana je 28 puta veća od referentne površine same kapsule, dinamički pritisak ne sme da bude previše veliki kako ne bi došlo do mehaničkog preopterećenja sistema ili nekih njegovih delova. Takođe, s obzirom da otvaranje padobrana u superpersoničnom strujnom polju predstavlja veoma složen proces, i potpuno neispitan za visoke Mahove brojeve, otvaranje padobrana pri velikom dinamičkom pritisku, pa samim tim i velikom Mahovom broju, nije moguće ni zbog problema koji mogu nastati usled nepredvidljivosti strujnog polja koje se dramatično menja u fazi otvaranja padobrana. Na Slici 7.2 je prikazana tipična zavisnost dinamičkog pritiska od visine za simulaciju putanje letelice MER.



Slika 7.2: Zavisnost dinamičkog pritiska od visine

Na prethodnoj slici se vidi da dinamički pritisak u početku raste sa opadanjem visine. Ovo se dešava zbog toga što gustina atmosfere raste približno eksponencijalno sa opadanjem visine. Na odgovarajućoj visini koja zavisi od početnog ugla nagiba putanje i karakteristika letelice i atmosfere (videti Poglavlje 6.5.2 i Slike 6.14 i 6.15), i koja je u ovom slučaju oko 30 *km*, dinamički pritisak dostiže maskimalnu vrednost i potom počinje da opada usled velikog usporenja letelice. Kada dinamički pritisak dostigne dovoljno malu vrednost, koja je za MER-B letelicu iznosila 764 *Pa* i koja je korišćena u ovoj analizi, dolazi do otvaranja padobrana i počinje proces spuštanja.

Kako bi se omogućilo dopremanje što veće mase na površinu Marsa, tehnologija je napredovala u pravcu koji omogućuje otvaranje padobrana pri sve većim dinamičkim pritiscima i Mahovim brojevima, što je prikazano na Slici 7.3.



Slika 7.3: Uslovi pri otvaranju padobrana za neke od prethodnih misija na Mars

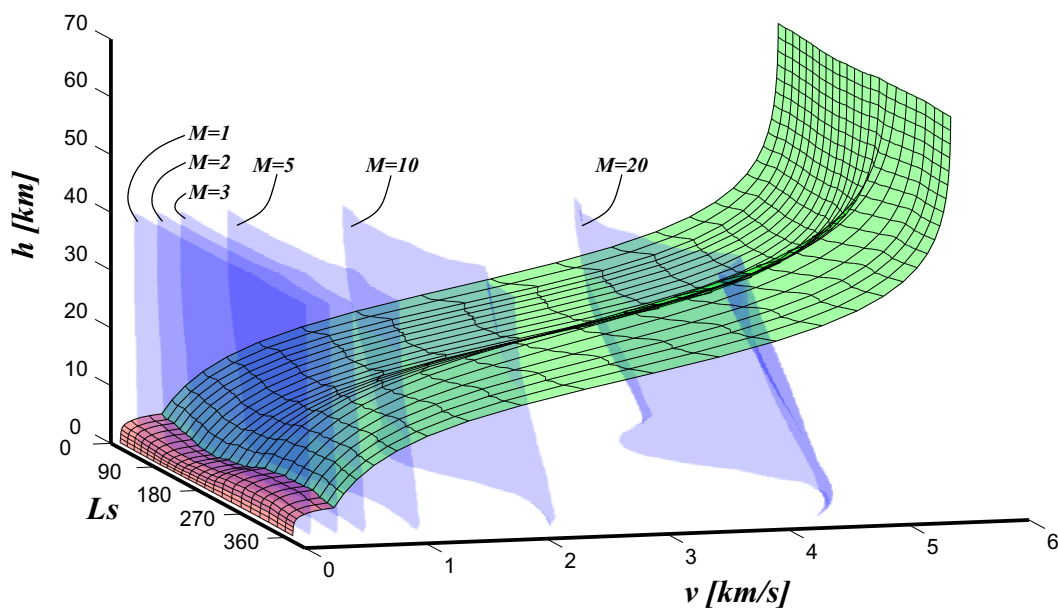
Na prethodnoj slici se vidi da su vrednosti Mahovog broja i dinamičkog pritiska značajno porasle od misija Viking do danas.

7.4 Uticaj sezonskih varijacija atmosferskih parametara na putanju letelice

Kako je u ovom delu analize akcenat na sezonskim varijacijama atmosferskih parametara, korišćene su njihove srednje dnevne vrednosti čije su varijacije opisane u Poglavlju 4.5.1. Uticaj sezonskih promena atmosferskih parametara je mnogo veći nego uticaj dnevnih promena, što će biti prikazano u Poglavlju 7.5, pa je zbog toga potpuno opravdano korišćenje srednjih dnevnih vrednosti.

Pošto su sezonske varijacije atmosferskih parametara izrazito velike, njihov uticaj na putanju letelice je toliko veliki, da su razlike u elevacijama lokacija na koje se može izvršiti sletanje u zavisnosti od doba godine, uporedive sa srednjom razlikom u elevacijama između severne i južne hemisfere usled globalne dihotomije. Na Slici 7.4 su prikazane zavisnosti brzine od visine, za simulirane putanje, na osnovu pojednostavljenih Jednačina kretanja (6.20), za sletanje u Ptolomejev⁷⁵ krater, sa koordinatama 46.2°S , 202.4°E , koji ima elevaciju od 1657 m i u koji je izvršeno sletanje letelice Mars 3. Putanje su simulirane za različite atmosferske uslove tokom jedne cele Marsove godine i za početne vrednosti za MER-B.

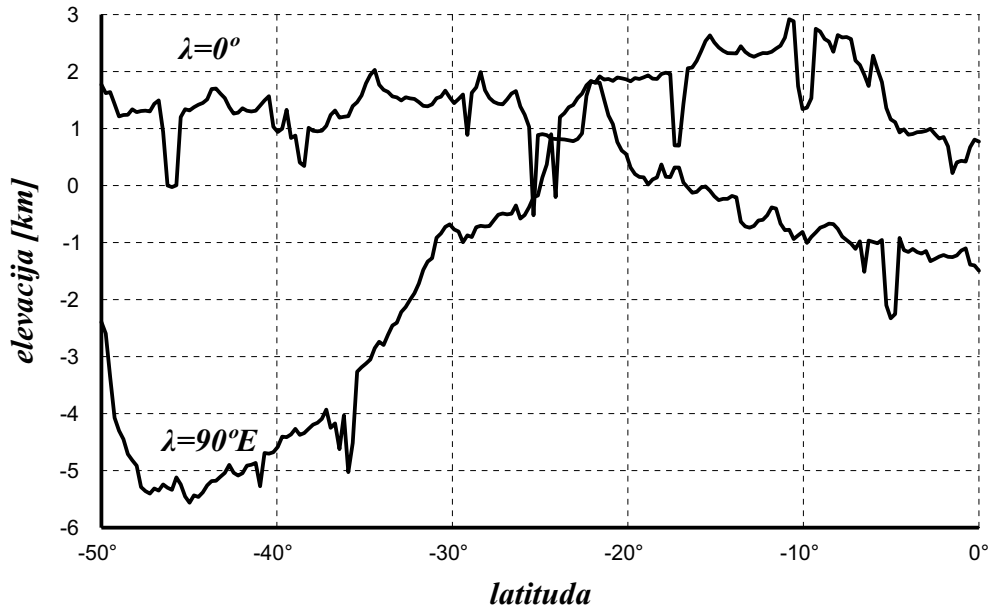
⁷⁵Claudius Ptolemaeus, oko 90 - oko 168.



Slika 7.4: Putanje letelice za lokaciju sletanja Mars 3

Na prethodnoj slici je deo putanje pre otvaranja padobrana prikazan zelenom bojom, nakon otvaranja padobrana crvenom bojom, dok su plavom bojom prikazane površi konstantnog Mahovog broja. Najvažnija činjenica koja se može uočiti na ovoj slici je da visina otvaranja padobrana značajno varira sa Ls . U toku jeseni i zime ova visina je minimalna dok maksimum dostiže tokom leta i proleća na južnoj hemisferi. Osim Ls , važno je utvrditi kako visina otvaranja padobrana varira sa lokacijom na južnoj hemisferi.

Longituda lokacije sletanja nema značajnog uticaja na visinu otvaranja padobrana u odnosu na referentni MOLA areoid (Smith et al. 1999). Ovo je posledica činjenice da longituda utiče na atmosferske uslove pre svega zbog uticaja velikih topografskih struktura na površini Marsa. Ovaj uticaj je ograničen na donje slojeve atmosfere dok visina otvaranja padobrana zavisi od parametara atmosfere u višim slojevima atmosfere (Marčeta et al. 2014). To je još jednom potvrđeno i analizom sletanja na južne latituda duž meridijana 0° i $90^\circ E$ koji imaju veoma različite profile elevacije koji su prikazani na Slici 7.5.



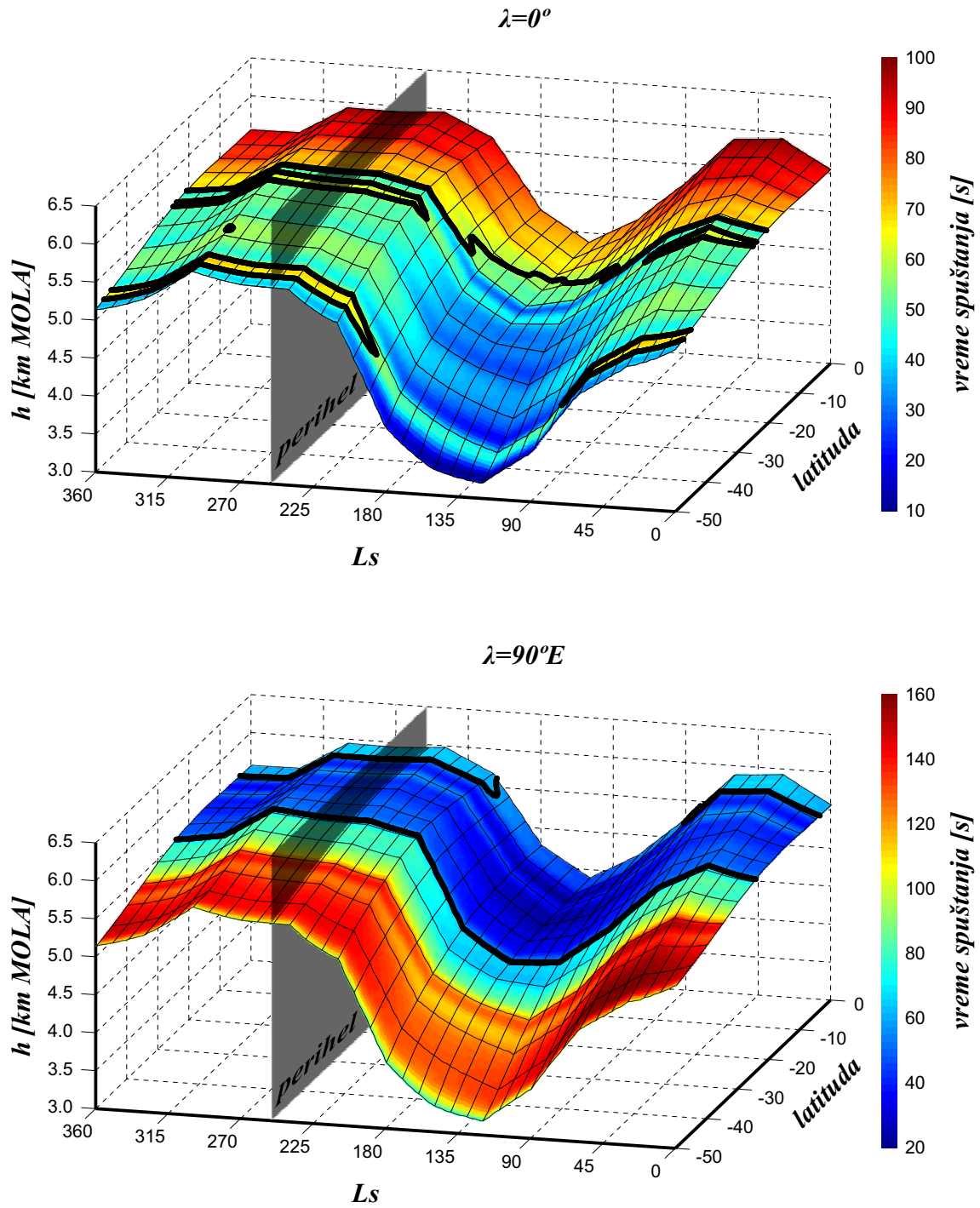
Slika 7.5: Profili elevacije duž meridijana 0° i $90^\circ E$

Dok meridijan 0° ima približno linearan pad elevacije sa latitudom, meridijan $90^\circ E$ ima veoma nepravilan profil pre svega zbog činjenice da prolazi kroz udarni krater Helas.

Da bi se odredio uticaj sezonskih varijacija atmosferskih parametara za sletanje na južnu hemisferu, izvršena je simulacija 9360 putanja korišćenjem pojednostavljenih Jednačina kretanja (6.20). Putanje su simulirane za 52 lokacije (za latituda od $50^\circ S$ do 0° sa korakom od 2°) duž meridijana 0° i $90^\circ E$ i za 180 položaja Marsa na orbiti (na svakih $2^\circ L_s$), počevši od 1. avgusta 2013. koji odgovara prolećnom ekvinociju. Kao što je već navedeno, sve simulacije su rađene korišćenjem aerodinamičkih karakteristika (Slika 7.1), početnih uslova i kritičnih vrednosti parametara za letelicu MER-B (Tabela 7.1). Analiza je ograničena do latituda $50^\circ S$ jer, kao što će biti pokazano, dostizanje većih južnih latituda, osim u velikim udarnim kraterima, nije moguće sa letelicom tipa MER. Za potrebe ove simulacije razvijena je serija MATLAB kodova sa ciljem da se generišu odgovarajući atmosferski profili iz modela atmosfere Mars-GRAM i da se integrale pojednostavljene Jednačine kretanja (6.20).

7.4.1 Visina otvaranja padobrana

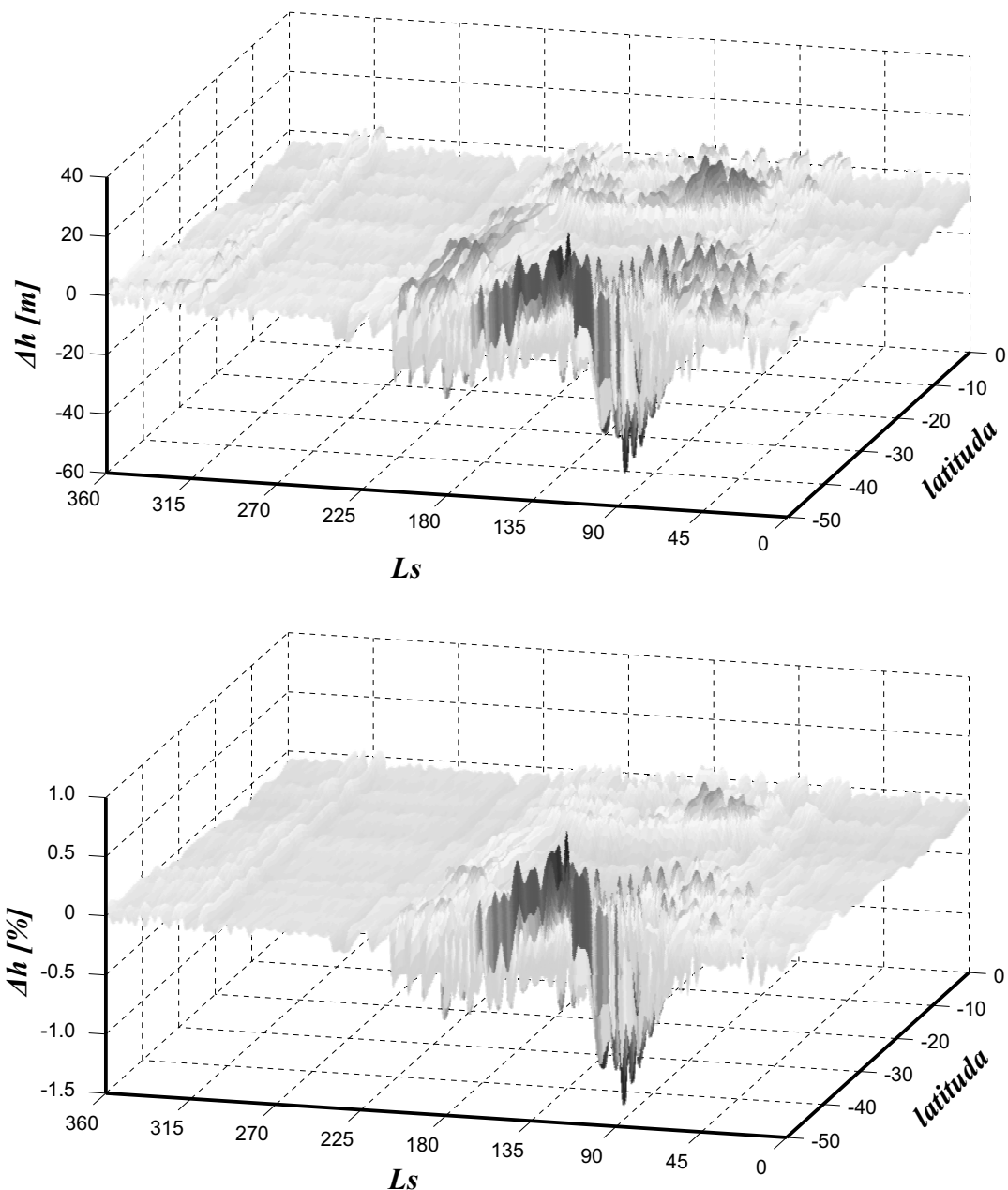
Na Slici 7.6 su prikazane visine otvaranja padobrana za lokacije duž pomenuta dva meridijana. Visine su date u odnosu na referentni MOLA areoid (Smith et al. 1999) dok je skalom boja prikazano vreme spuštanja.



Slika 7.6: Visina otvaranja padobrana u odnosu na referentni MOLA areoid

Na prethodnoj slici se može uočiti da je varijacija visina otvaranja padobrana sa latitudom i planetocentričnom longitudom Sunca veoma slična za lokacije duž meridijana 0° i 90°E iako oni imaju veoma različite topografske profile. Sa druge strane, vreme spuštanja zavisi od visine u odnosu na lokaciju sletanja, pa je karakter njegove zavisnosti na neki način inverzan za ova dva meridijana jer prati njihove topografske profile. Crnim linijama na prethodnoj slici su prikazane konture za vreme spuštanja od 57 sekundi. Pošto je ovo bilo minimalno vreme koje je predviđeno za misiju MER, ove konture praktično razdvajaju latitute na koje se može sleteti od onih na kojima to nije moguće.

Veoma mala razlika u visini otvaranja padobrana u odnosu na referentni areoid potvrđena je i na sledećoj slici gde su prikazane apsolutne i relativne razlike u visini otvaranja padobrana, za odgovarajuće latitute duž meridijana 0° i 90°E .

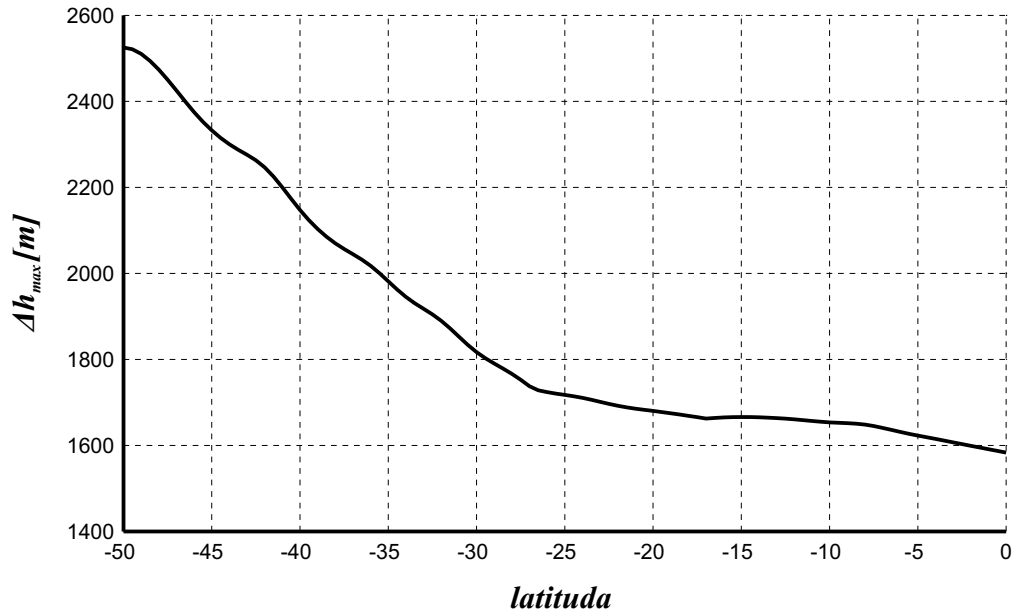


Slika 7.7: Apsolutne i relativne razlike u visini otvaranja padobrana za lokacije duž meridijana 0° i 90°E

Na prethodnoj slici se može uočiti da su ove razlike zaista veoma male na celom domenu. Povećane vrednosti, koje su reda 1%, javljaju se samo na velikim latitudama gde meridijan 90°E prolazi kroz udarni krater Helas koji, kao jedna od najvećih topografskih struktura na Marsu, ima malo značajniji uticaj na uslove u višim slojevima atmosfere koji utiču na visinu otvaranja padobrana.

Osim nezavisnosti od longitude, veoma važna činjenica koja se može uočiti na

Slici 7.6 je da visina otvaranja padobrana zavisi od L_s tako da godišnje promene idu i do 2.5 km dok je razlika u srednjim elevacijama između južne i severne hemisfere oko 4 km. Na Slici 7.8 su prikazane maksimalne godišnje razlike u visini otvaranja padobrana u funkciji od latituda, osrednjene za longituda sletanja od 0° i 90° E.

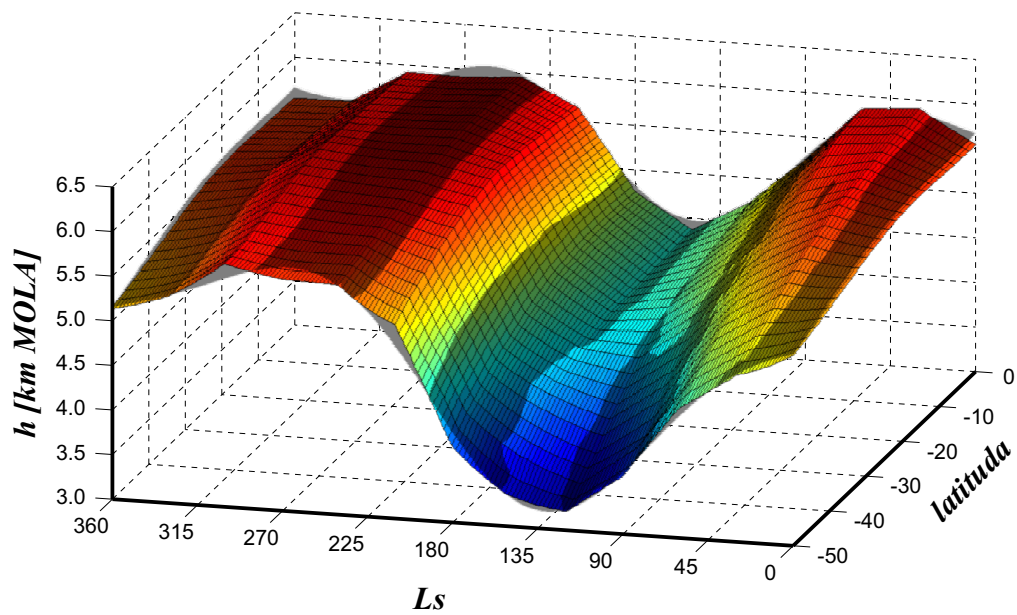


Slika 7.8: Maksimalne godišnje razlike u visini otvaranja padobrana

Na prethodnoj slici je uočljivo da uticaj sezone raste sa udaljavanjem od ekvatora ali je veoma veliki i u ekvatorskoj oblasti. Uzimajući u obzir da promene atmosferskih parametara na Marsu imaju periodični karakter, što je ugrađeno u model Mars-GRAM preko Jednačine (4.7), logično je da se pokuša aproksimirati zavisnost visine otvaranja padobrana od L_s funkcijom istog oblika

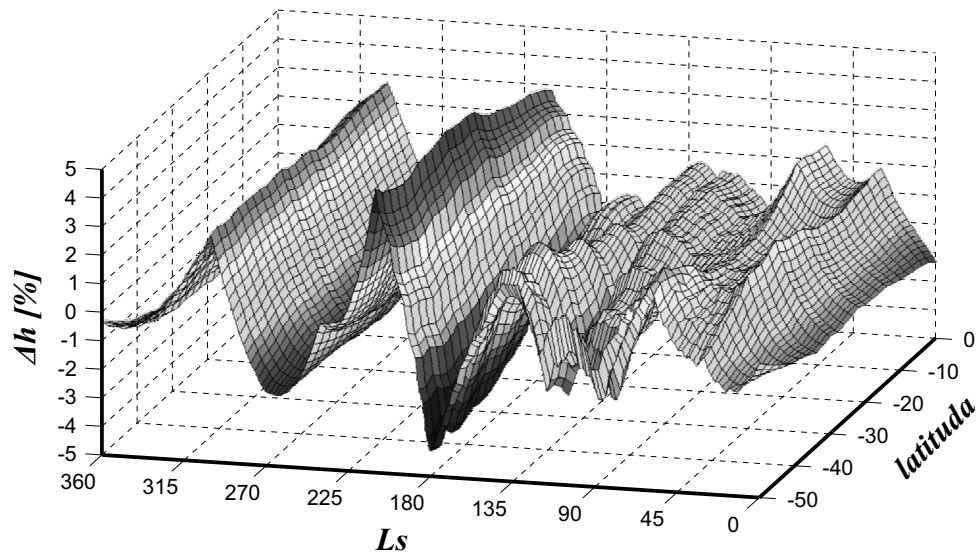
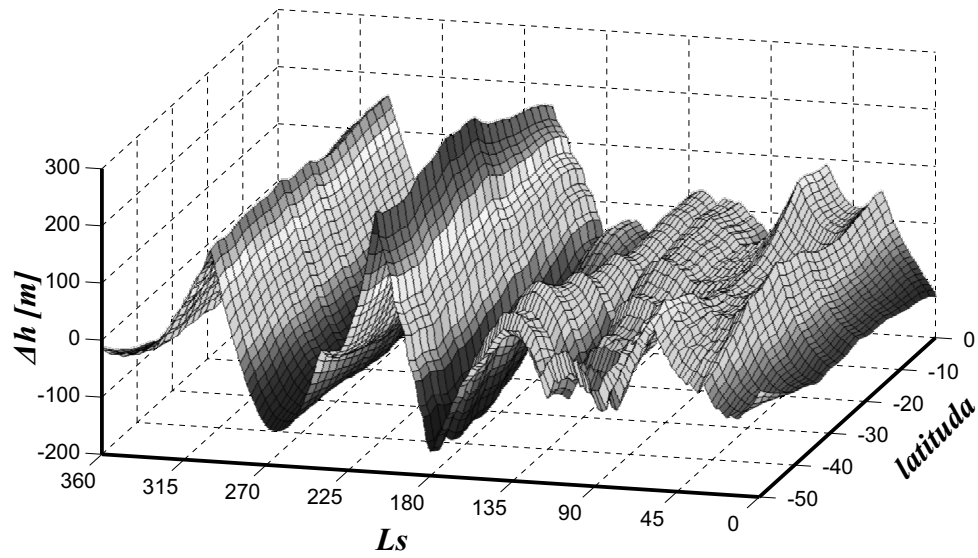
$$h = h_0 + A_1 \sin(L_s + \phi_1) + A_2 \sin(2L_s + \phi_2) \tag{7.1}$$

gde je h_0 srednja vrednost, A_1, A_2, ϕ_1, ϕ_2 su amplitude i faze godišnjeg i polugodišnjeg člana respektivno. Na Slici 7.9 prikazan je Model (7.1) zajedno sa izračunatim vrednostima.



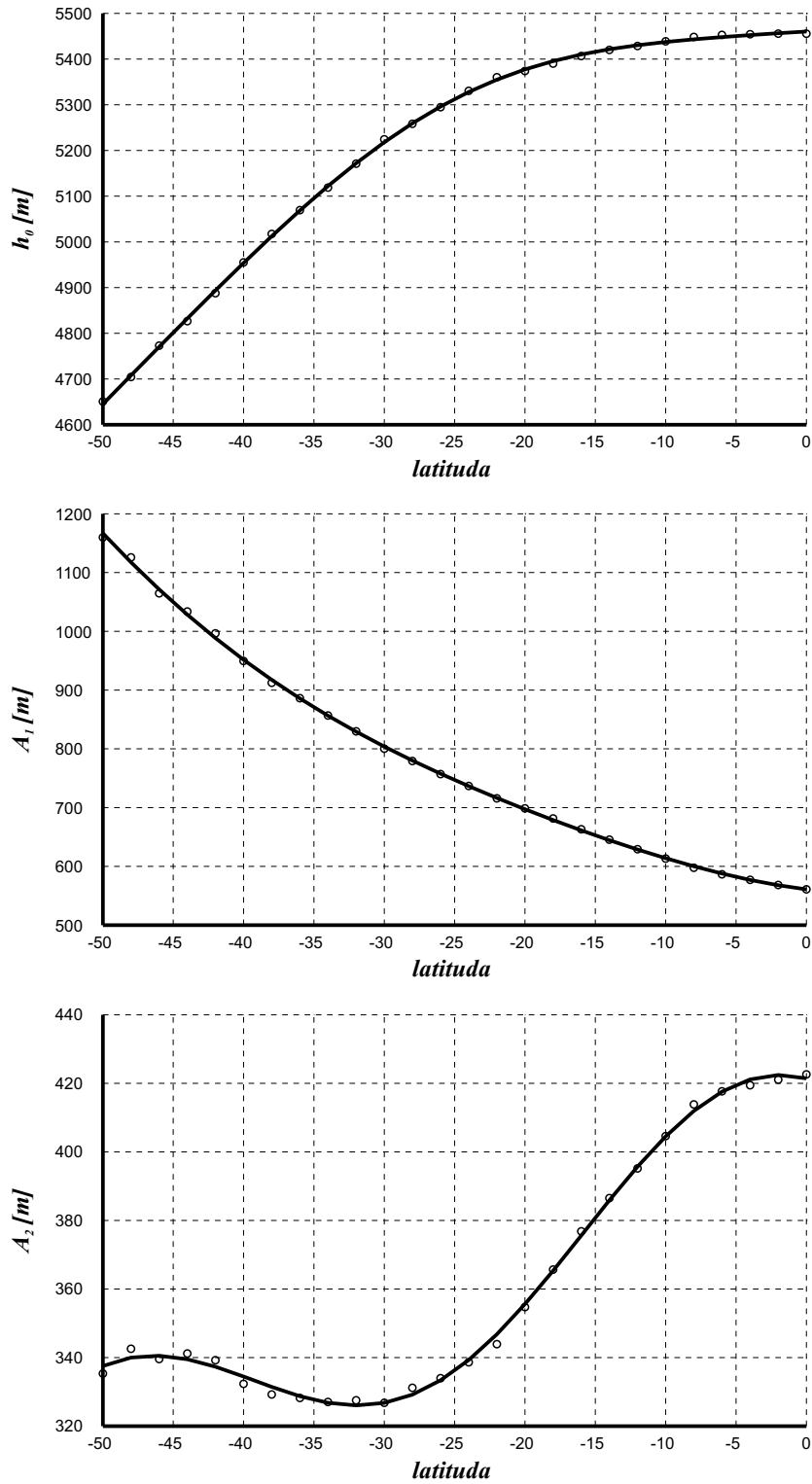
Slika 7.9: Upoređivanje modela i izračunatih vrednosti

Na prethodnoj slici je uočljivo da model odstupa od računatih vrednosti najviše u okolini perihela ali, kao što je prikazano na Slici 7.10, ta odstupanja ne prelaze 300 m ili oko 5%.



Slika 7.10: Odstupanja modela

Uprkos relativnoj nepreciznosti, Model (7.1) je veoma jednostavan što ga čini pogodnim za kvalitativnu analizu. Zavisnosti srednje vrednosti amplituda godišnjeg i polugodišnjeg člana od latituda prikazane su na Slici 7.11.



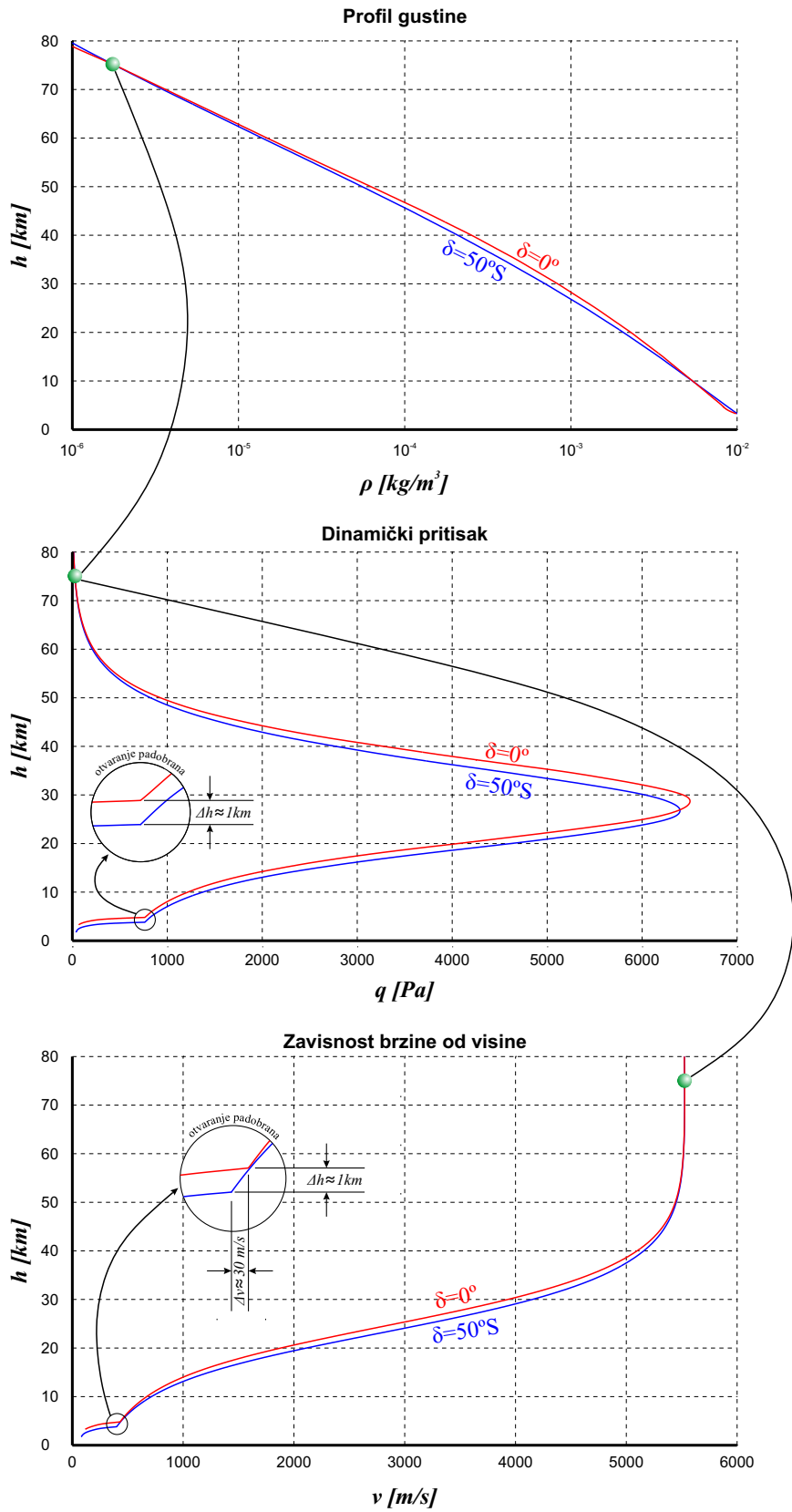
Slika 7.11: Zavisnost parametara Modela (7.1) od latitude

Sve tri veličine prikazane na prethodnoj slici su aproksimirane jednostavnim izrazima

$$P = P_1 + P_2\delta^2 + P_3 \cos(f\delta + \phi)$$

gde je P odgovarajući parametar Modela (7.1), P_1, P_2 i P_3 koeficijenti, f frekvencija koja odgovara “periodima” od 45° do 65° , a ϕ faza periodičnog člana.

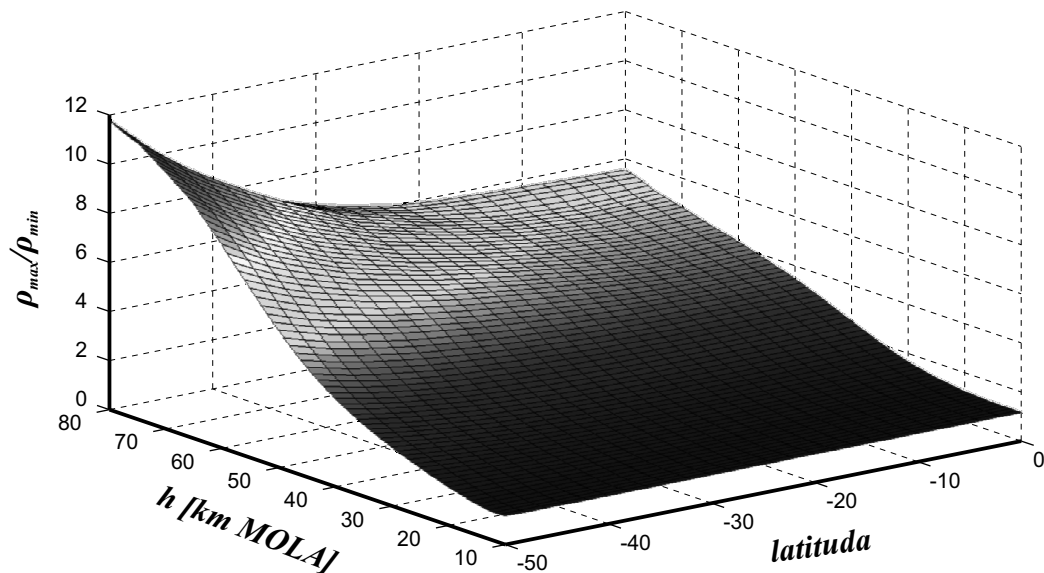
Srednja vrednost h_0 u Modelu (7.1) opada sa udaljavanjem od ekvatora tako da na latitudi od 50°S ima za oko 800 m manju vrednost nego na ekvatoru. Ovo je posledica činjenice da gustina atmosfere u višim slojevima opada sa udaljavanjem od ekvatora. Poređenje dve putanje koje odgovaraju jesenjem ekvinociju ($Ls = 180^\circ$) za sletanje na ekvator i na latitudu od 50°S je prikazano na Slici 7.12.



Slika 7.12: Upoređivanje putanja

Iako je na visini iznad 75 km gustina atmosfere veća na latitudi 50°S nego na ekvatoru, to nema velikog uticaja na putanju jer je gustina na tim visinama previše mala da bi sila otpora mogla značajnije da utiče na letelicu. Na visinama ispod 75 km, gustina atmosfere je veća iznad ekvatora i to presudno utiče na putanju letelice. Ova činjenica dovodi do toga da letelica usporava na većim visinama, što se može uočiti na drugom i trećem dijagramu na Slici 7.12, što konačno dovodi do otvaranja padobrana na većoj visini. Ovo je razlog zašto većim latitudama odgovaraju manje visine otvaranja padobrana pri istim ostalim uslovima, što se može uočiti na Slici 7.6.

Dok se amplituda polugodišnjeg člana, koja je prikazana na donjem dijagramu na Slici 7.11, relativno malo menja sa latitudom, amplituda godišnjeg člana, koja je prikazana na dijagramu u sredini na Slici 7.11, značajno se uvećava sa udaljavanjem od ekvatora. Na Slici 7.11 se vidi da ova amplituda na ekvatoru ima vrednost oko 550 m, dok na latitudi od 50°S dostiže vrednost od skoro 1200 m. Razlog ovako velikoj promeni amplitude godišnjeg člana sa latitudom se može uočiti posmatranjem Slike 4.13 (Poglavlje 4.5.1) čiji je odsečak za latitudo do 50°S predstavljen na Slici 7.13.



Slika 7.13: Odnos maksimalne i minimalne gustine

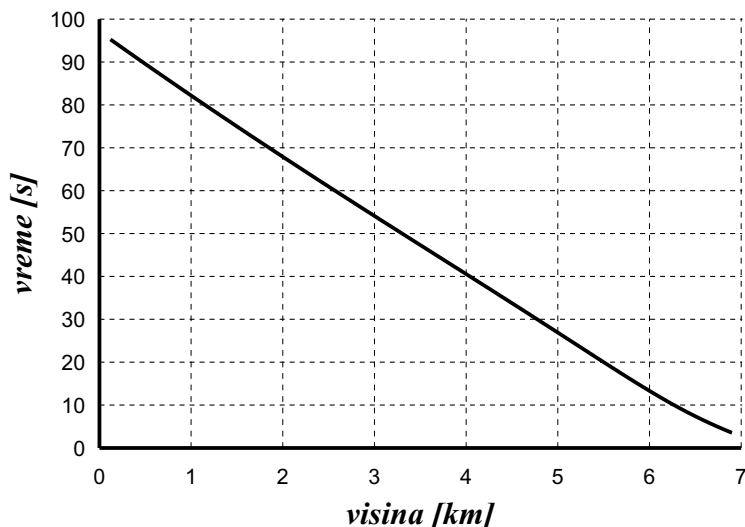
Na prethodnoj slici je očigledno da se sezonska varijabilnost gustine atmosfere povećava sa visinom i latitudom, što dovodi do rasta amplitude godišnjeg člana sa udaljavanjem od ekvatora. U osnovi ove promene je CO_2 ciklus (Poglavlje 4.3.3) koji za

posledicu ima značajnu promenu ukupe mase Marsove atmosfere.

Treba voditi računa da visine otvaranja padobrana predstavljene na Slici 7.6 i Model (7.1) predstavljaju visine u odnosu na MOLA areoid, a da je od presudnog značaja za uspeh misije visina otvaranja u odnosu na lokaciju sletanja, jer od te visine zavisi vreme spuštanja.

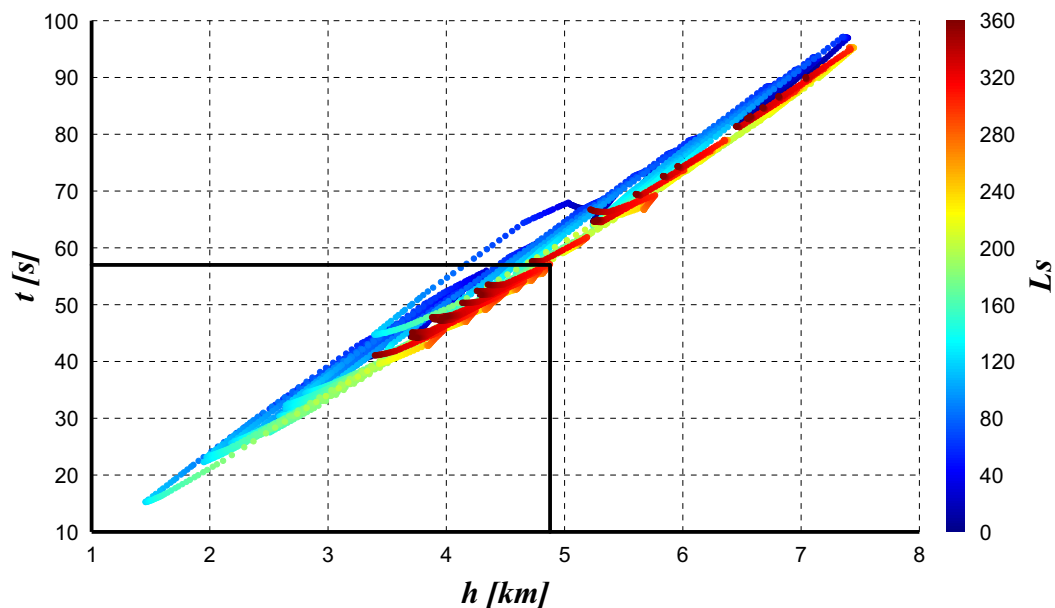
7.4.2 Vreme spuštanja

Kao što je već rečeno, vreme koje protekne od trenutka otvaranja padobrana do trenutka kada se aktiviraju motori pomoću kojih se izvodi faza sletanja, koje se naziva vreme spuštanja, od odlučujućeg je značaja za izvođenje uspešnog sletanja. Jasno je da će ovo vreme biti duže ukoliko se padobran otvori na većoj visini iznad lokacije sletanja. Rešavanjem Jednačina (6.20) za uslove pri otvorenom padobranu dobija se tipična zavisnost vremena spuštanja od visine na kojoj se nalazi letelica, što je prikazano na Slici 7.14.



Slika 7.14: Zavisnost vremena nakon otvaranja padobrana od visine

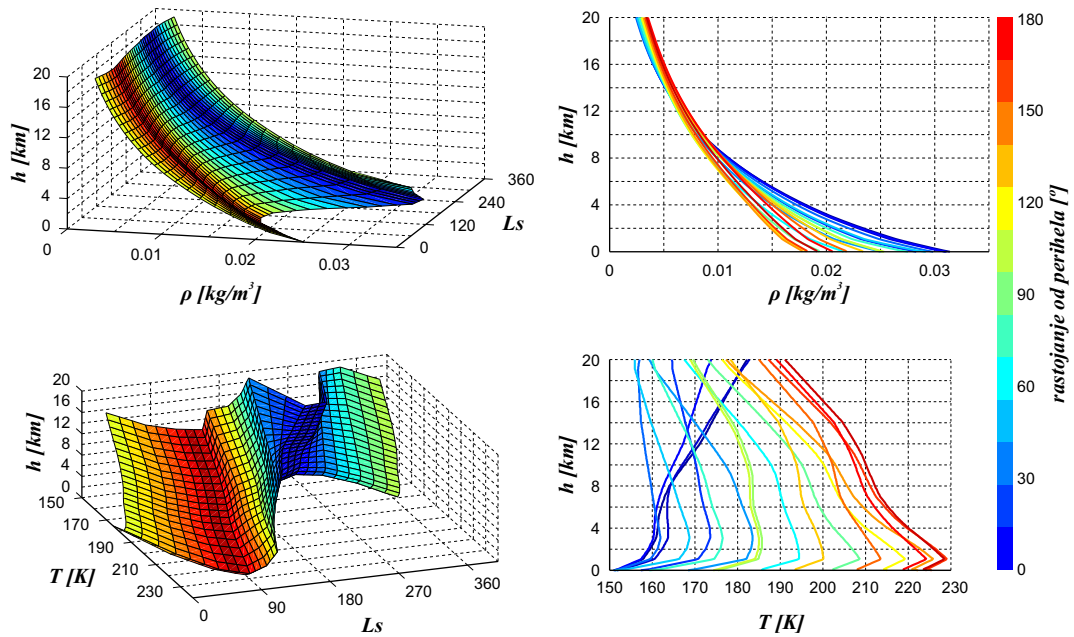
Na prethodnoj slici se može uočiti da je ova zavisnost skoro linearna tj. da je brzina propadanja, $\frac{dh}{dt}$, konstantna. Posledica ove činjenice je velika korelacija između visine otvaranja padobrana i ukupnog vremena spuštanja, što je prikazano na sledećoj slici.



Slika 7.15: Zavisnost ukupnog vremena spuštanja od visine otvaranja padobrana

Na prethodnoj slici se može uočiti da vreme spuštanja u manjoj meri zavisi i od L_s . Kada se uzme u obzir da je zahtev kod misije MER bio da vreme spuštanja bude najmanje 57 s sa prethodne slike se može uočiti da je potrebno da se padobran otvori na visini od 4870 m iznad lokacije sletanja da bi se osiguralo ovo vreme.

Zavisnost vremena spuštanja od L_s je posledica varijacija u donjim slojevima atmosfere ispod visine otvaranja padobrana. Vrlo često se u ovim slojevima javljaju temperaturske inverzije koje su odgovorne za velika odstupanja vremena spuštanja od linearne zavisnosti prikazane na Slici 7.15. Ove anomalije, koje su karakteristične za visoke latitute na severnoj hemisferi, mogu se objasniti ako se posmatraju zavisnosti gustine i temperature atmosfere na latitudi od 60°N od L_s , koje su prikazane na Slici 7.16 (Marčeta et al. 2014).

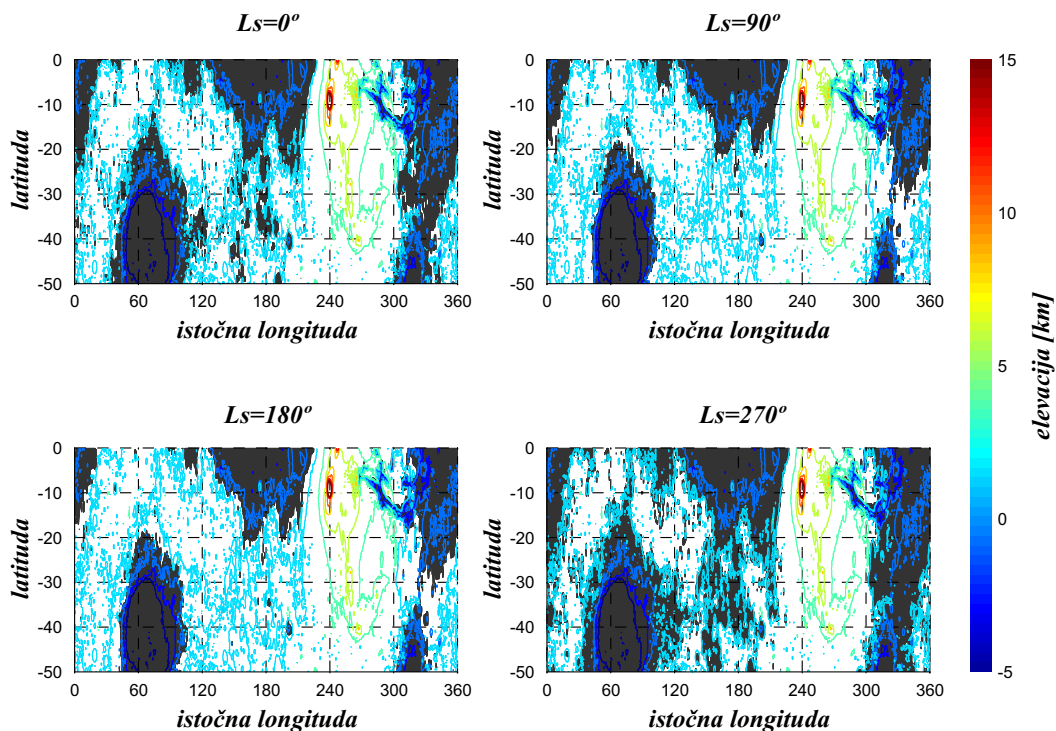


Slika 7.16: Temperaturske inverzije

Na prethodnoj slici se vidi da postoji značajna promena u profilima gustine u donjim slojevima atmosfere gde dolazi do neke vrste inverzije baš oko visine otvaranja padobrana ($\sim 10\text{km}$). U ovoj zoni, kada se Mars nalazi u okolini perihela, javlja se najniža godišnja gustina atmosfere iznad ove visine, dok se ispod ove visine javlja najviša godišnja gustina. Ova nagla promena u gustini atmosfere se podudara sa snažnim temperaturskim inverzijama u donjim slojevima atmosfere kada je Mars u okolini perihela. Upravo ove inverzije su odgovorne za drugačije ponašanje letelice u fazi spuštanja.

7.4.3 Pristupačne lokacije sletanja

Činjenica da visina otvaranja padobrana u odnosu na referentni areoid ne zavisi od longitude i da je vreme spuštanja približno linearna funkcija visine otvaranja padobrana u odnosu na lokaciju sletanja omogućuje da se, interpolacijom diskretnog modela prikazanog na Slici 7.6, odrede pristupačne lokacije za različite dane u toku Marsove godine. Na Slici 7.17 su prikazane lokacije (osencene oblasti) na koje je moguće sleteti, za četiri karakteristična dana u toku Marsove godine.

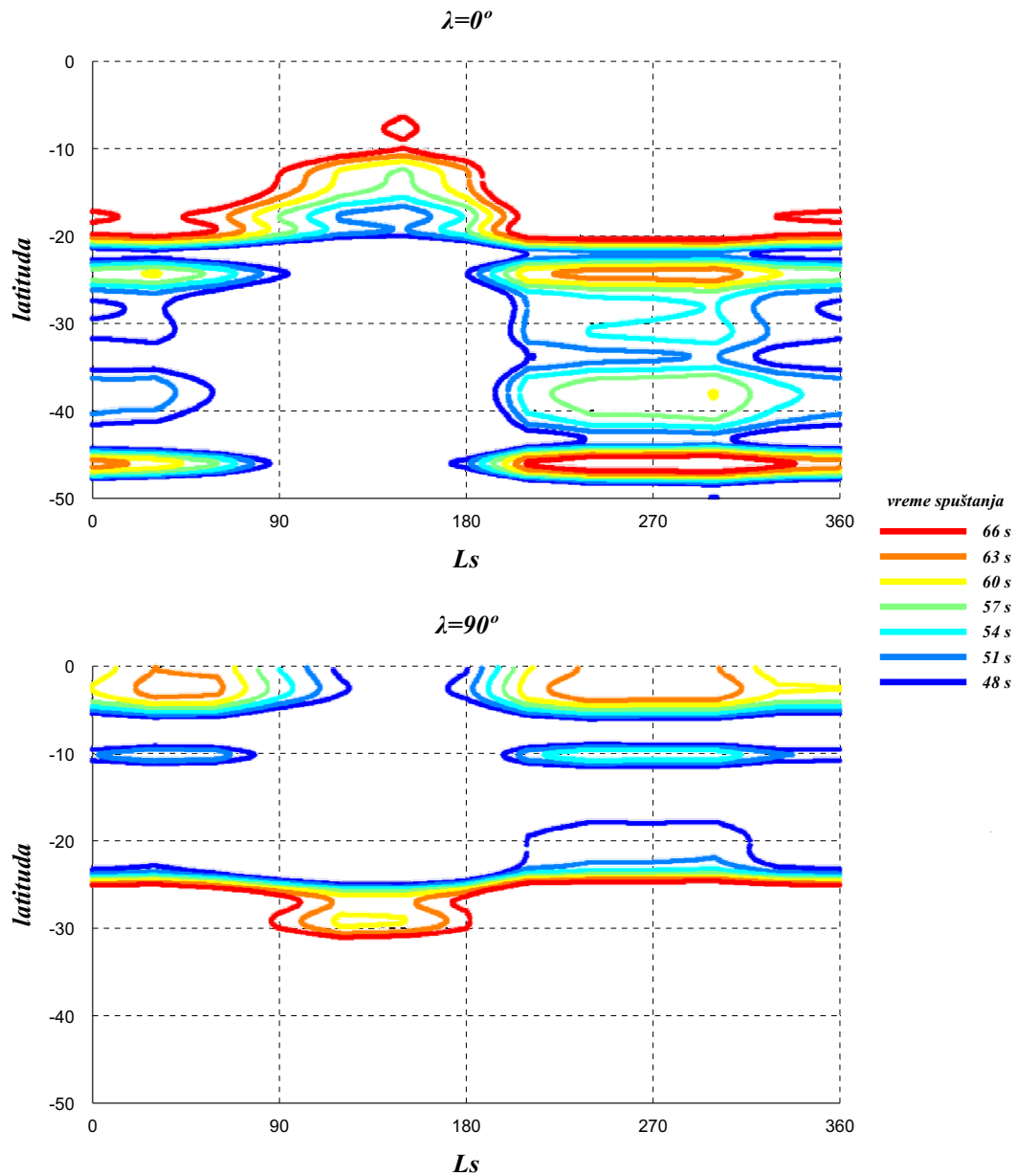


Slika 7.17: Pristupačne lokacije

Na prethodnoj slici je uočljivo da je tokom cele godine moguće sleteti u krater Helas dok istovremeno nije moguće izvršiti sletanje u oblasti Tarsis. Ovo nije iznenađujuće jer ove dve oblasti spadaju u najniže i najviše oblasti na Marsu. Slična je situacija i sa kraterom Argire (Argyre) (49.7°S , 316.0°E) kao i sa nizijama Elizium (Elysium) (3.0°N , 154.7°E), Amazonis (24.8°N , 196.0°E) i Krize (Chryse) (28.4°N , 319.7°E). Važno je uočiti da se tokom prolećne ravnodnevice i zimskog solsticija dostupne lokacije pojavljuju u oblasti visoravni Sirenum (39.7°S , 210°E), Simeria (Cimmeria) (34.7°S , 145°E) i Noakis (Noachis) (45°S , 350°E). Ovo se podudara sa maksimumom visine otvaranja padobrana na Slici 7.6, koji se javlja između zimskog solsticija i prolećnog ekvinocija⁷⁶. Očigledno je da priliku za sletanje na visoke lokacije na južnim visoravnima treba tražiti u ovom delu godine. Kao što je pomenuto ranije, topografski profili duž različitih meridijana mogu biti veoma nepravilni ali zbog globalne dihotomije Marsa postoji generalni trend rasta elevacije od severaka jugu. Ako se usvoji najjednostavniji topografski model koji podrazumeva povećanje elevacije za 50 m po stepenu latituda, što odgovara aproksimaciji prikazanoj na Slici

⁷⁶U pitanju su trenuci kada na južnoj hemisferi počinju leto i jesen ali se po konvenciji, analogno sa Zemljom, njihovi nazivi odnose na severnu hemisferu.

2.13 u Poglavlju 2.3, moguće je na osnovu modela prikazanog na Slici 7.6 odrediti promenu latituda pristupačnih lokacija za sletanje u zavisnosti od L_s , na osnovu unapred zadate visine otvaranja padobrana ili vremena spuštanja.

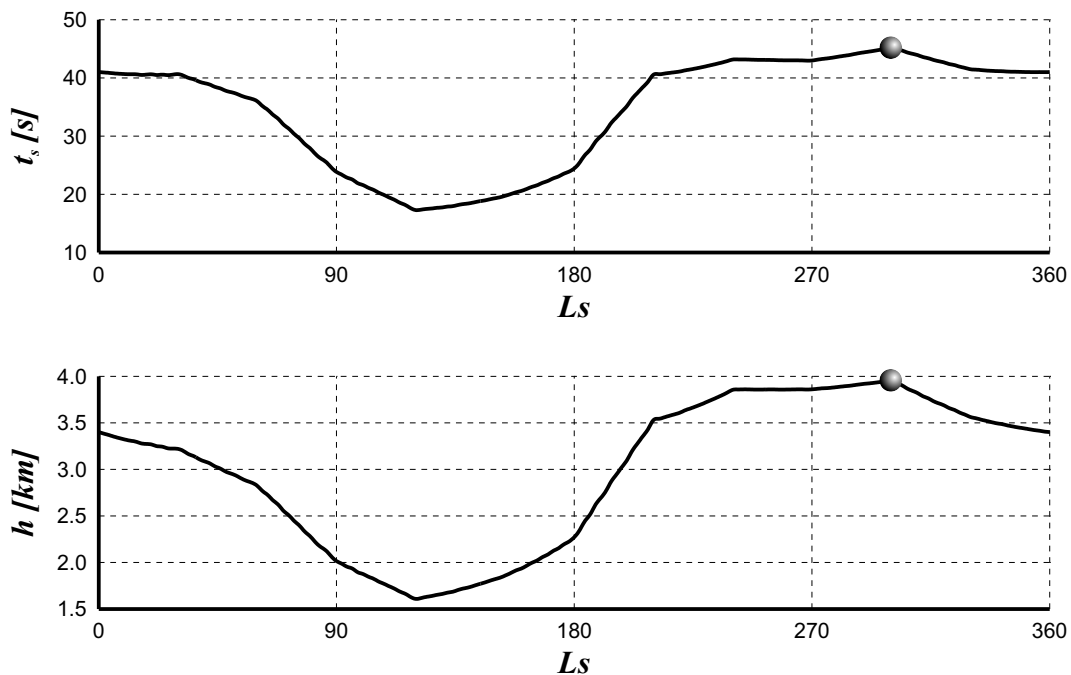


Slika 7.18: Pristupačne latituda duž meridijana 0° i 90° E

Na prethodnoj slici se vidi da sezonska varijacija u latitudi može da dostigne i čitavih 30° , pogotovo za male visine otvaranja padobrana, koje su neminovne prilikom sletanja na južne visoravni.

7.4.4 Uticaj početnih uslova i njihova optimizacija

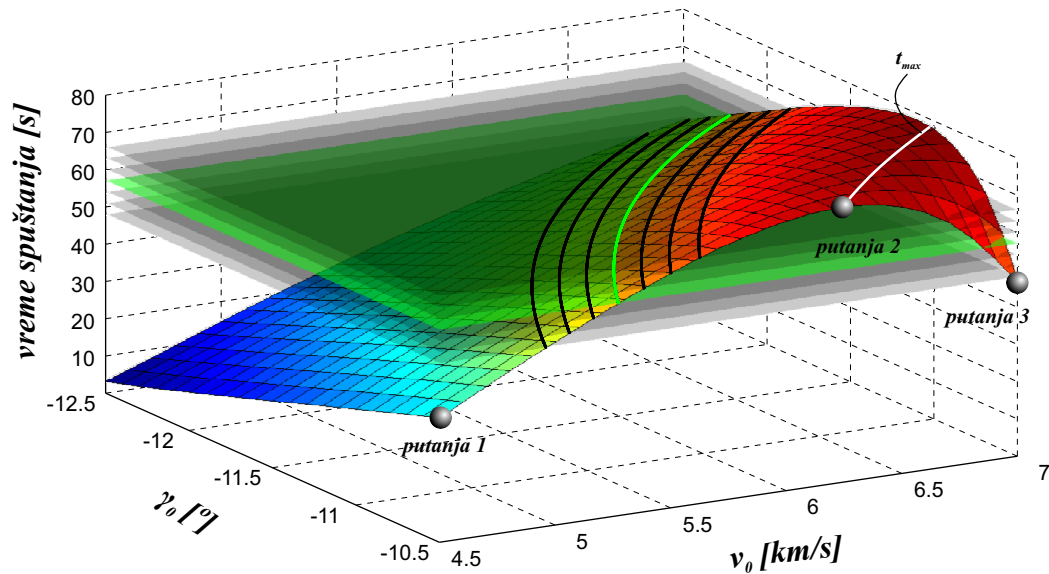
Jedini način da se kontroliše putanja kod pasivnog balističkog ulaska je preko početnih uslova. Ako se na primer odredi vreme spuštanja za sletanje u Ptolomejev krater u koji je sleteo Mars 3, koji ima elevaciju 1657 m, može se uočiti da tokom cele godine vreme spuštanja ne dostiže minimalnu zahtevanu vrednost od 57 s, što je prikazano na Slici 7.19.



Slika 7.19: Vreme spuštanja i visina otvaranja padobrana za sletanje u Ptolomejev krater

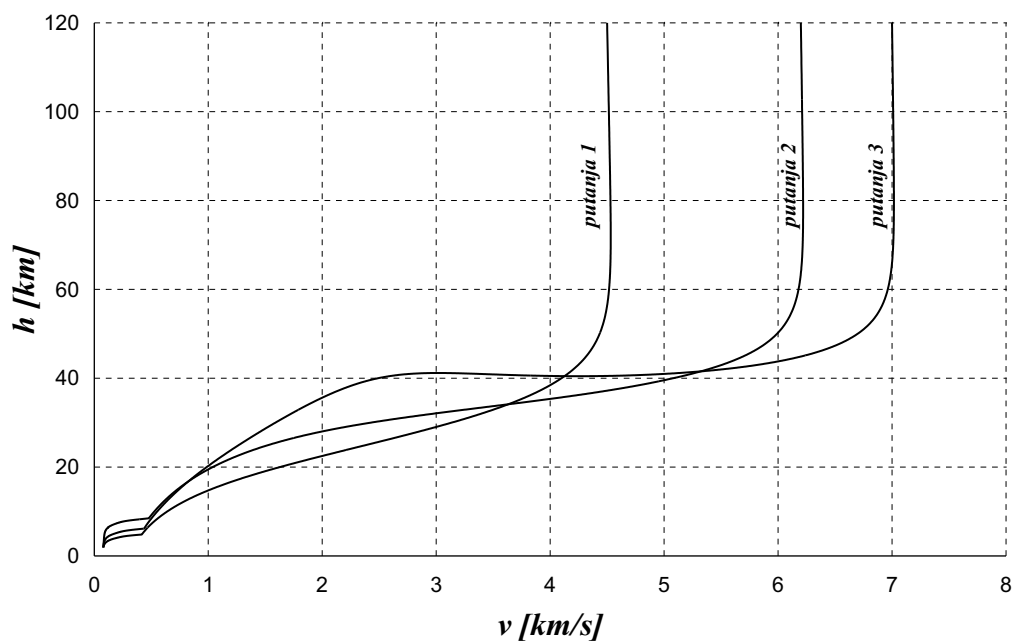
Na prethodnoj slici se može uočiti da je pri najpovoljnijim uslovima, kada je $Ls=300^\circ$, vreme spuštanja za oko 13 s kraće od minimalne zahtevane vrednosti, dok je visina otvaranja padobrana za oko 1000 m manja od neophodne.

Očigledno je da letelicom MER, sa početnim uslovima kakve je imala prilikom sletanja na Mars, nije moguće sleteti na pomenutu lokaciju. Iz ovog razloga je urađena analiza putanja za različite početne uslove pri najpovoljnijim atmosferskim uslovima ($Ls = 300^\circ$). Na Slici 7.20 je prikazano vreme spuštanja u zavisnosti od početnih uslova (v_0, γ_0).



Slika 7.20: Uticaj početnih uslova

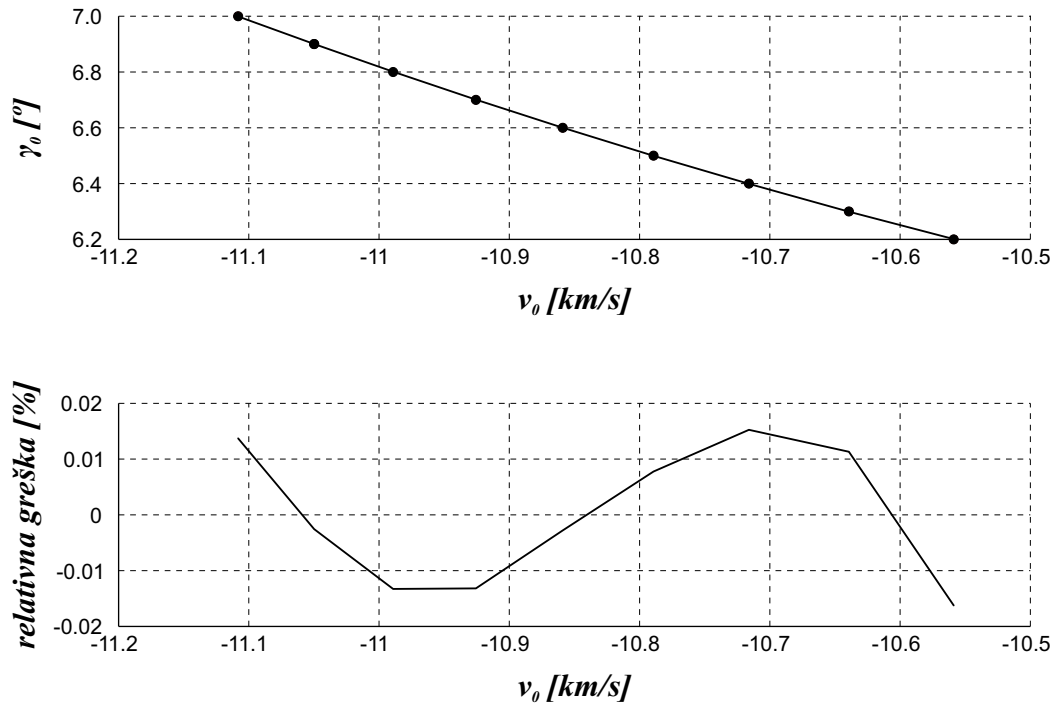
Na prethodnoj slici se može uočiti da početni uslovi značajno utiču na vreme spuštanja. Takođe se može uočiti i naizgled nelogična činjenica da povećanje početne brzine dovodi do veće visine otvaranja padobrana i dužeg vremena spuštanja. Ovo je posledica uticaja centrifugalne sile, što se može uočiti u drugoj jednačini Sistema (6.20) gde se vidi da povećanje brzine dovodi do sporijeg savijanja putanje. Na letelicu koja uleće većom brzinom u atmosferu deluje veća centrifugalna sila koja joj omogućuje da veliki deo kinetičke energije izgubi na većim visinama. Na Slici 7.20 se takođe vidi da postoji kritična vrednost brzine za koju je vreme spuštanja maksimalno. Nakon ove vrednosti, vreme spuštanja opada sa povećanjem brzine. Ovo se najbolje vidi upoređivanjem tri putanje koje su označene na prethodnoj slici, a prikazane na Slici 7.21.



Slika 7.21: Upoređivanje putanja

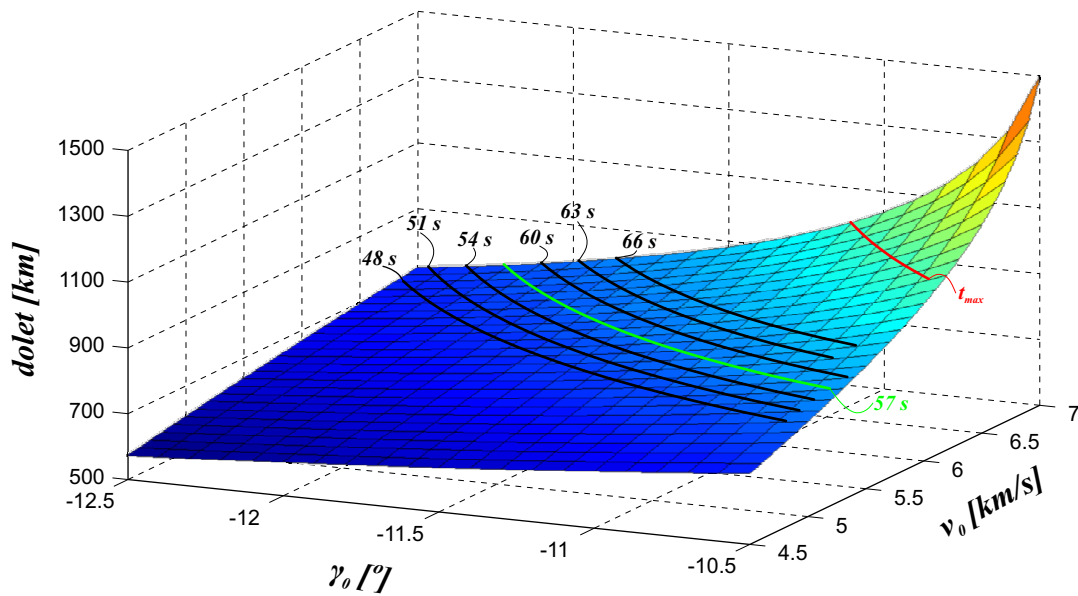
Putanja 2 ima najveću visinu otvaranja padobrana, tj. najduže vreme spuštanja. Sa druge strane kod putanje 3, usled velike brzine centrifugalna sila je toliko velika da čak dovodi i do penjanja letelice na jednom delu putanje gde dolazi do razmene između kinetičke i potencijalne energije letelice. Usled ovoga letelica izgubi jako veliki deo energije u visokim slojevima atmosfere, nakon čega putanja dobija sličan karakter kao i putanja letelice koja ulazi mnogo manjom brzinom u atmosferu.

Na Slici 7.20 se takođe može uočiti kriva (prikazana belom bojom) koja povezuje maksimalna vremena spuštanja. Tačke na ovoj krivoj i njihova aproksimacija parabolom su prikazane na sledećoj slici.



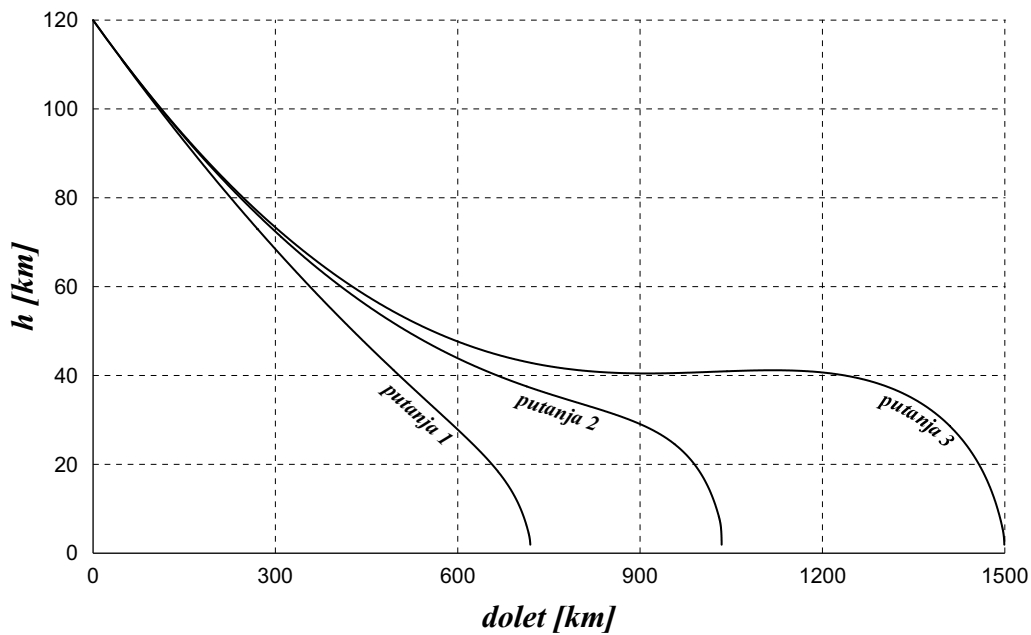
Slika 7.22: Kriva maksimalnog vremena spuštanja

Treba imati u vidu da se optimizacija putanje ne može izvršiti prostim određivanjem početnih uslova koji daju maksimalno vreme spuštanja zbog činjenice da od početnih uslova ne zavisi samo visina otvaranja padobrana i vreme spuštanja, već i termičko opterećenje kao i dolet letelice koji je prikazan na Slici 7.23.



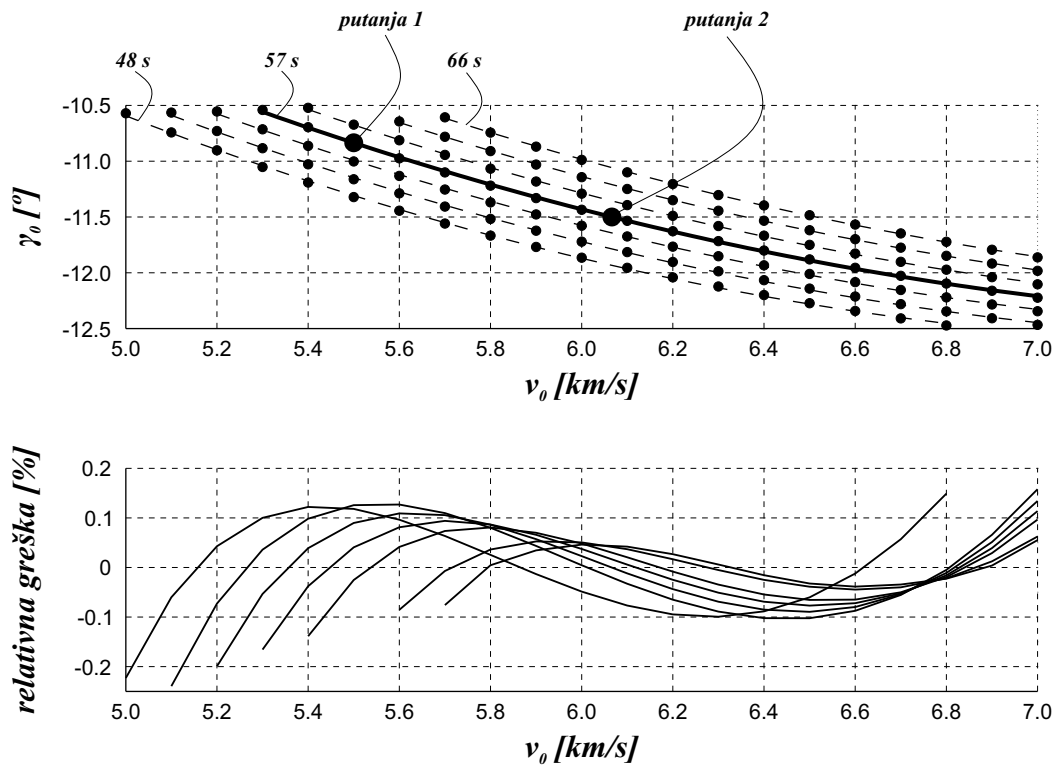
Slika 7.23: Dolet

U realnim uslovima povećanje doleta dovodi do većeg odstupanja od željene lokacije sletanja. Do ovoga dolazi iz više razloga, kao što su odstupanja realnih atmosferskih parametara i aerodinamičkih karakteristika letelice od nominalnih. Na prethodnoj slici se vidi da za veoma plitke ulaske jako velikim brzinama dolet dostiže 1500 km , što je daleko iznad vrednosti koje su ostvarivale letelice koje su uspešno sletele na Mars. Na sledećoj slici su prikazani doleti za iste tri putanje kao na Slici 7.21.



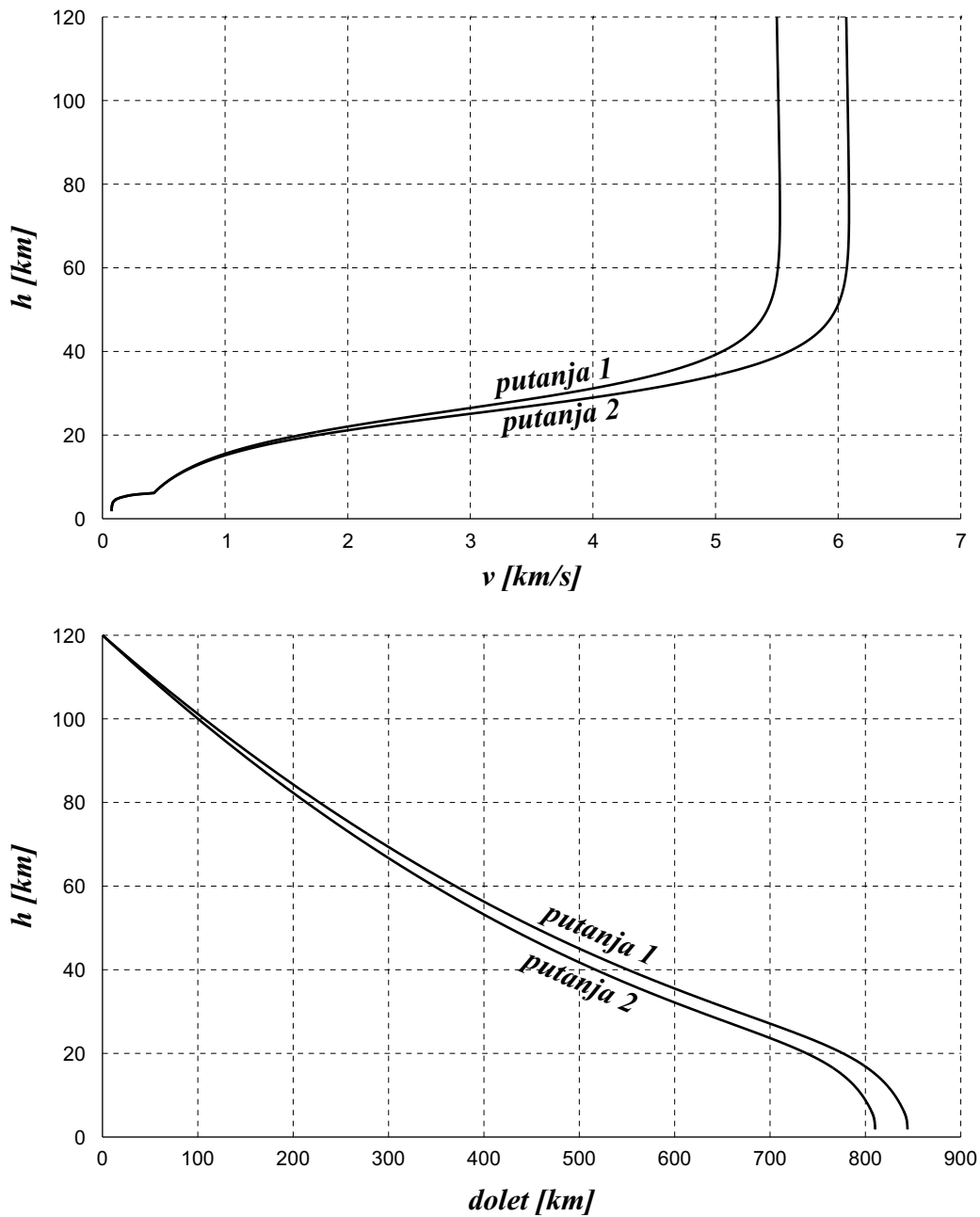
Slika 7.24: Upoređivanje doleta

Bez obzira na problem zagrevanja i prevelikog doleta, treba imati u vidu da određivanje maksimuma funkcije prikazane na Slici 7.20 nema mnogo smisla, jer je brzina kojom letelica uleće u atmosferu pre svega određena interplanetarnom putanjom. Iz tog razloga od mnogo veće koristi može biti određivanje zavisnosti ulaznih parametara, brzine i nagiba putanje, koji daju neko određeno vreme spuštanja, tj. pripadaju odgovarajućim izohronama. Na Slici 7.25 su prikazane tačke koje odgovaraju vremenima spuštanja od 48 do 66 s sa korakom od 3 s i njihove aproksimacije parabolama.



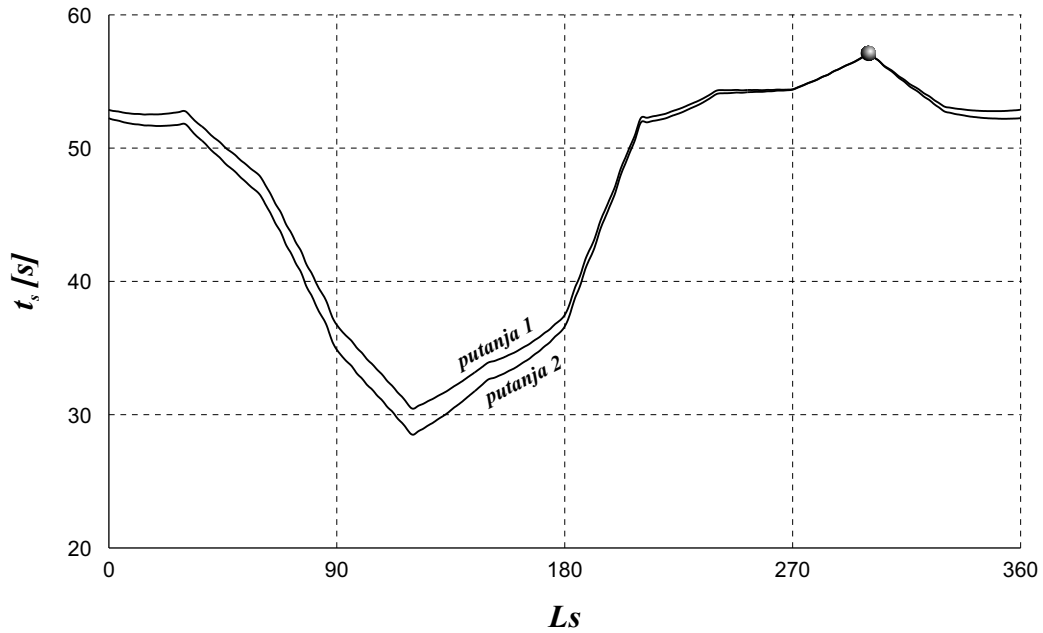
Slika 7.25: Aproksimacija izohrona parabolama

Na prethodnoj slici se može uočiti da parabole veoma dobro aproksimiraju izohrone jer je maksimalna relativna greška oko 0.2%. Isto važi i za aproksimaciju maksimalnih vremena spuštanja prikazanih na Slici 7.22. Na osnovu ovih krivih se za određenu brzinu ili ugao nagiba putanje može izabrati drugi parametar koji će dati odgovarajuće vreme spuštanja. Na prethodnoj slici su na izohroni od 57 s označene dve tačke koje odgovaraju početnoj brzini od 5.5 km/s i početnom uglu nagiba putanje od -11.5° (početni uslovi letelice MER-B). Upoređivanje ove dve putanje je prikazano na Slici 7.26. Parabolička zavisnost početnih uslova (v_0 i γ_0) na izohronama spuštanja omogućuje određivanje optimalnih parametara ulaska u atmosferu prostim rešavanjem kvadratne jednačine.



Slika 7.26: Upoređivanje putanja sa iste izohrone

Na prethodnoj slici se može uočiti da se kod ove dve putanje, iako imaju različite početne uslove, otvaranje padobrana dešava pri istoj visini i brzini dok im se dolet razlikuje za oko 30 km. Na sledećoj slici je prikazano vreme spuštanja za ove dve putanje u zavisnosti od L_s .



Slika 7.27: Vreme spuštanja u zavisnosti od L_s

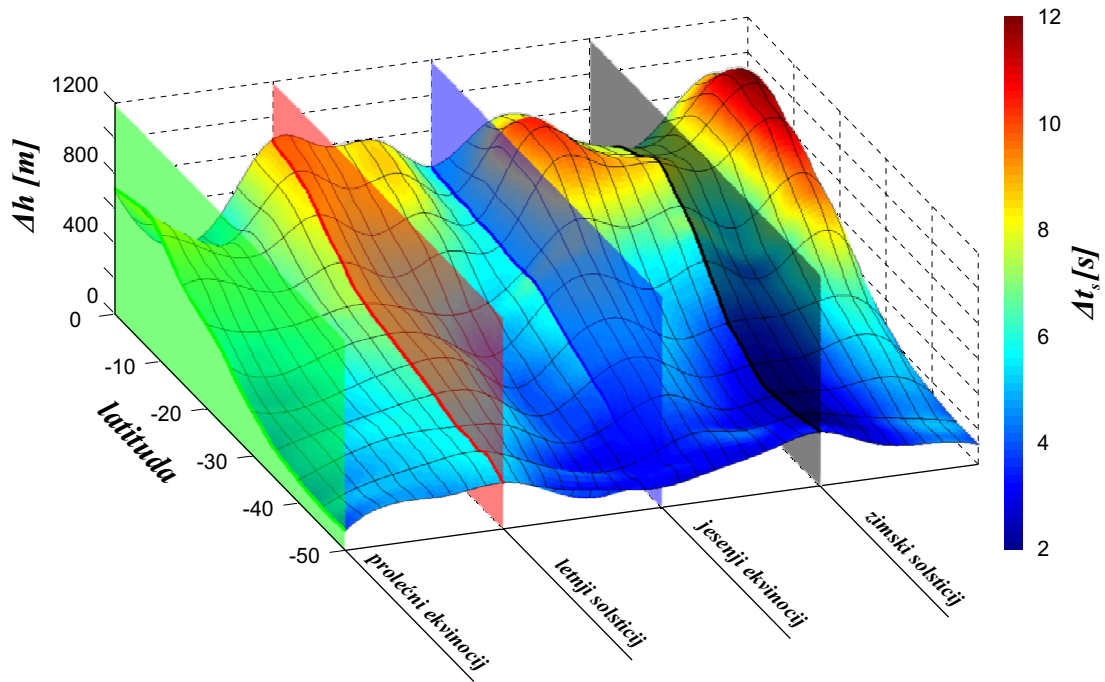
Na prethodnoj slici se može uočiti da vreme spuštanja kod obe putanje dostiže neophodnih 57 s pri optimalnom L_s od 300° .

7.5 Uticaj dnevnih varijacija atmosferskih parametara

Prilikom procene uticaja sezonskih varijacija atmosferskih parametara na proces ulaska u atmosferu i spuštanja na površinu Marsa, simulirane su putanje za sletanje na lokacije duž dva meridijana, 0° i 90°E . Iz dobijenih rezultata (videti Sliku 7.6) je očigledno da je uticaj longitude zanemarljiv u odnosu na uticaj latituda i L_s . Iz tog razloga je procena uticaja dnevnih varijacija atmosferskih parametara rađena samo za lokacije sletanja duž nultog meridijana kako bi se veća pažnja posvetila uticaju parametara koji imaju veći značaj, latitudi lokacije sletanja, LPSV i L_s (Marčeta 2014).

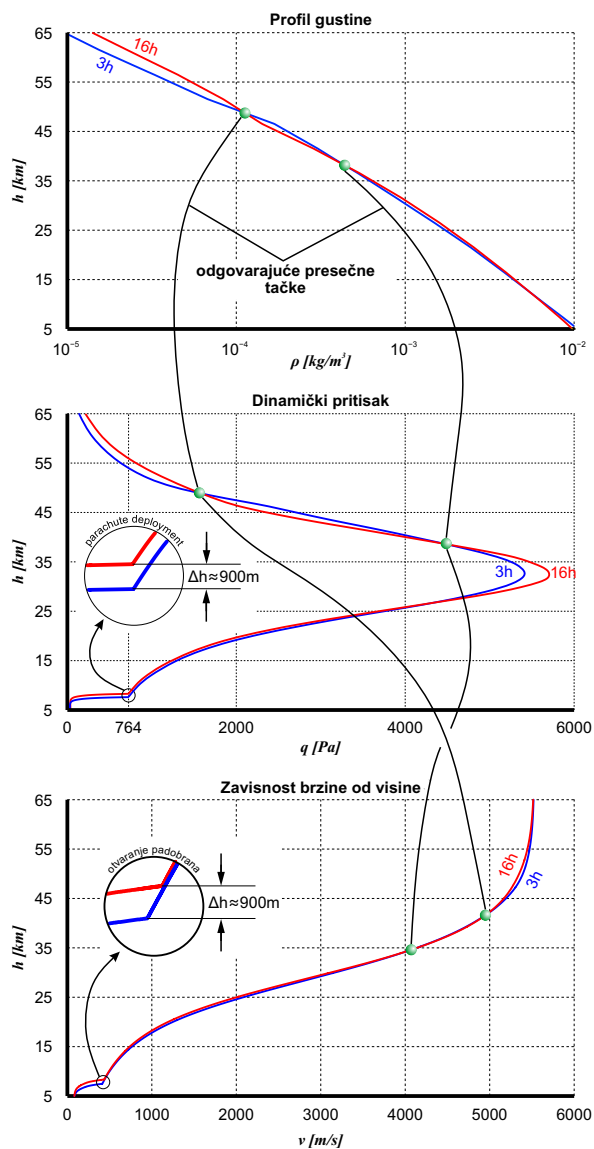
Da bi se odredili ovi uticaji, korišćenjem pretpostavki koje su opisane u Poglavlju 7.2, simulirano je 7488 putanja za 26 lokacija sletanja duž nultog meridijana od 50°S do 0° sa korakom od 2° , za svaki sat LPSV, od 0 do 24 h, i za 12 solova tokom godine, na svakih $30^\circ L_s$. Isto kao i u slučaju ispitivanja uticaja sezonskih promena, simulacije su rađene za jednu celu Marsovu godinu, počevši od 1. avgusta 2013. godine što odgovara prolećnom ekvinociju.

Na Slici 7.28 su prikazane maksimalne dnevne varijacije u visini otvaranja padobrana u funkciji latituda lokacije sletanja i L_s .



Slika 7.28: Maksimalne dnevne varijacije u visini otvaranja padobrana

Sa prethodne slike se vidi da dnevne razlike u visini otvaranja padobrana, zavisno od lokacije sletanja i L_s , mogu da dostignu 1000 m . Na Slici 7.29 je prikazano poređenje dve putanje za ekvatorsku lokaciju sletanja za 3 h i 16 h LPSV i za sol prolećne ravnodnevice (Marčeta 2014).



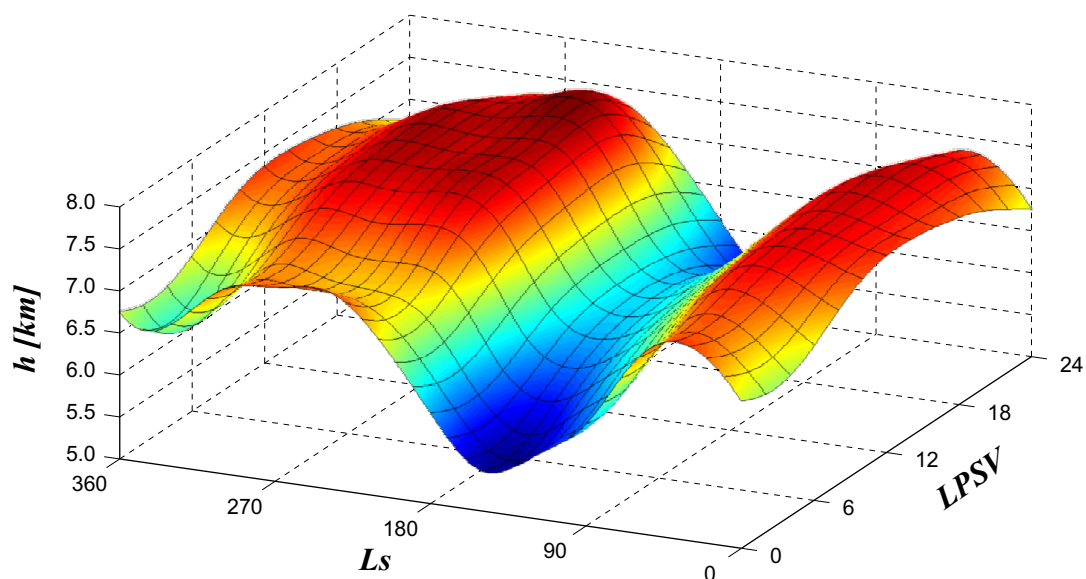
Slika 7.29: Upoređivanje putanja

Na prethodnoj slici se vidi da zbog razlika u gustini atmosfere na velikim visinama, kritični dinamički pritisak za otvaranje padobrana se dostiže na oko 900 m većoj visini na putanji u 16 h.

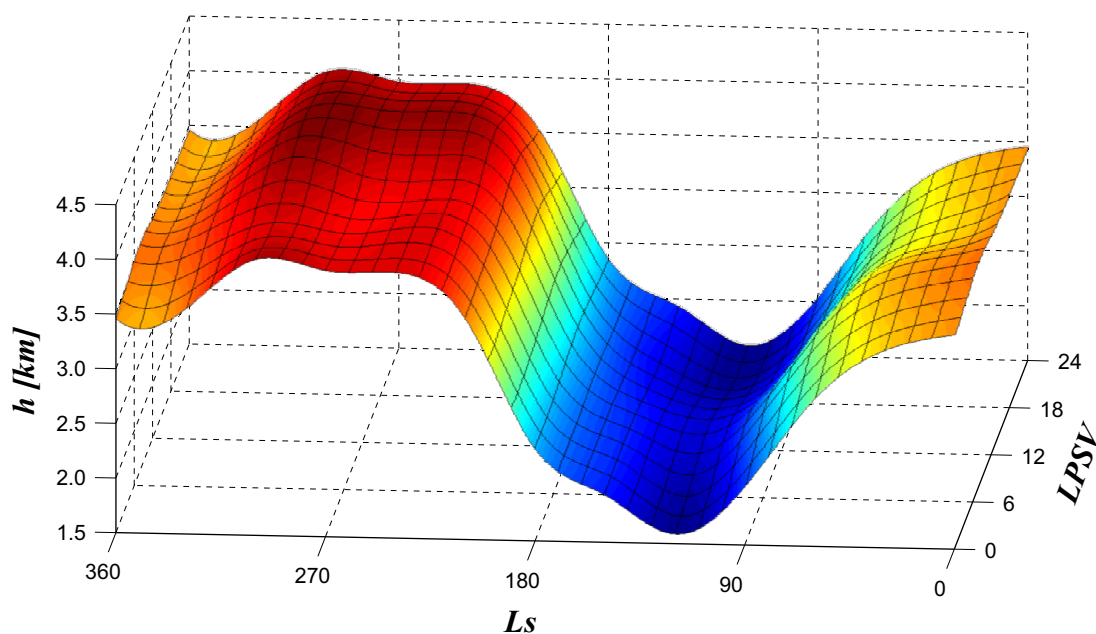
Uzimajući u obzir da razlici u visini od 1000 m odgovara razlika od oko 13 s u vremenu spuštanja (videti Sliku 7.15), nesumnjivo je da je za sletanje na visoke lokacije neophodna optimizacija u odnosu na LPSV. Ako se uzme u obzir topografski nagib od severa ka jugu od oko 50 m po stepenu latituda (Poglavlje 2.3), ove razlike u visini otvaranja padobrana i vremenu spuštanja mogu dovesti do razlike od oko 20° u pristupačnoj latitudi na dnevnoj skali (Marčeta 2014).

Ipak, na Slici 7.28 se može uočiti da je uticaj dnevnog ciklusa najveći na ekvatoru i da opada sa povećanjem latituda. Ovo je očekivano kada se uzme u obzir Slika 4.16 (Poglavlje 4.5.2) koja prikazuje maksimalne dnevne varijacije gustine u zavisnosti od L_s i latituda. Na sledećoj slici su prikazane sezonske i dnevne varijacije u visini otvaranja padobrana za dve lokacije sletanja, jednu na ekvatoru i drugu u Ptolomejevom krateru.

$$\delta=0^\circ, \lambda=0^\circ$$



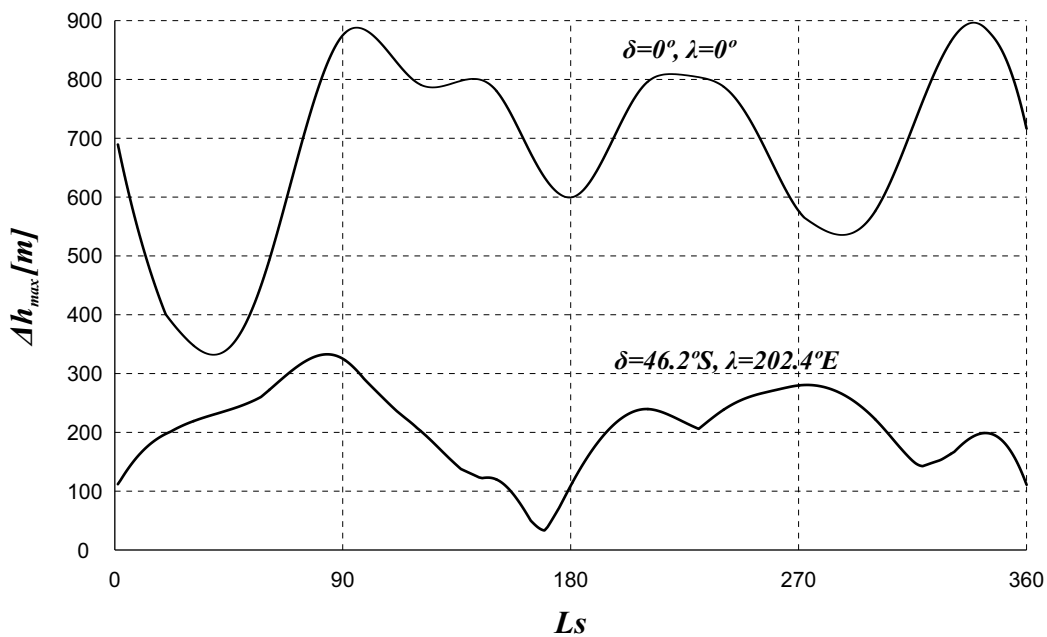
$$\delta=46.2^\circ S, \lambda=202.4^\circ E$$



Slika 7.30: Sezonske i dnevne varijacije u visini otvaranja padobrana

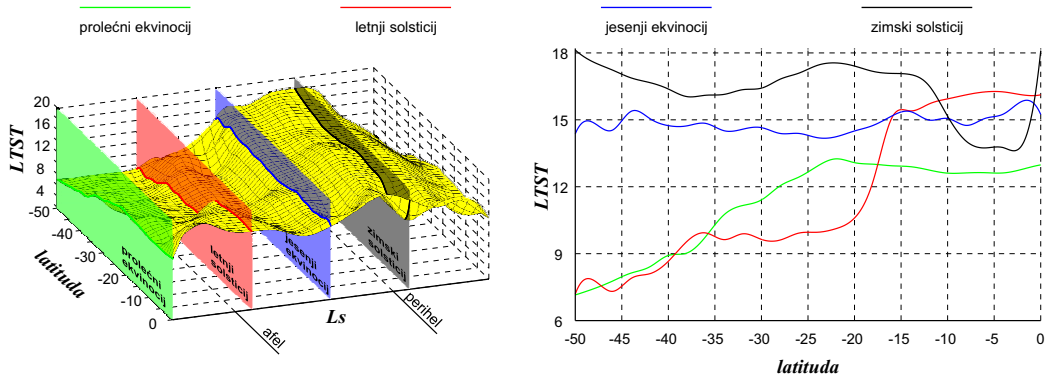
Na ovim slikama se veoma dobro vidi koliko su sezonske varijacije atmosfere dominantne u odnosu na dnevne, čime je opravdana činjenica da su za analizu uticaja sezonskih varijacija atmosferskih parametara na putanju korišćene srednje dnevne vrednosti. Na prethodnoj slici se takođe može uočiti koliko je uticaj dnevnog

ciklusa izraženiji na ekvatoru. Ova činjenica je ilustrovana i na sledećoj slici gde su prikazane maksimalne dnevne razlike u visini otvaranja padobrana u funkciji od Ls .



Slika 7.31: Maksimalne dnevne razlike u visini otvaranja padobrana

Na prethodnoj slici se može uočiti, uzimajući u obzir Sliku 7.15, da dnevna varijacija u visini otvaranja padobrana, za sletanje u Ptolomejev krater, može izazvati promenu vremena spuštanja do oko 4 s. Sa druge strane, za sletanje na ekvatoru ova razlika može biti i veća od 10 s. Uzimajući u obzir da je minimalno zahtevano vreme spuštanja 57 s, ove vrednosti su dovoljno značajne da je potrebno odrediti optimalno vreme ulaska, pogotovo za sletanje u ekvatorske oblasti. Na Slici 7.32 je prikazano optimalno LPSV pri kome se ostvaruje maksimalna visina otvaranja padobrana. Optimizacija je izvršena određivanjem maksimuma splajn interpolacione krive.



Slika 7.32: Optimalno LPSV

Na prethodnoj slici se vidi da se maksimalne visine otvaranja padobrana postižu tokom obdanice. U ekvatorskim oblastima, gde je uticaj dnevnog ciklusa najveći, optimalno vreme ulaska je u popodnevni časovima. Ovo je naizgled nelogičan zaključak jer je uobičajeno da je tokom obdanice temperatura atmosfere viša a gustina niža. Međutim, ovo se odnosi samo na najniže slojeve atmosfere koji su pod snažnim uticajem infracrvenog zračenja reflektovanog od površine Marsa. U višim slojevima atmosfere situacija je obrnuta, a prethodno je na Slici 7.29 prikazano da atmosferski parametri u visokim slojevima atmosfere imaju odlučujući uticaj na visinu otvaranja padobrana.

7.6 Precizno određivanje putanje letelice kroz atmosferu Marsa

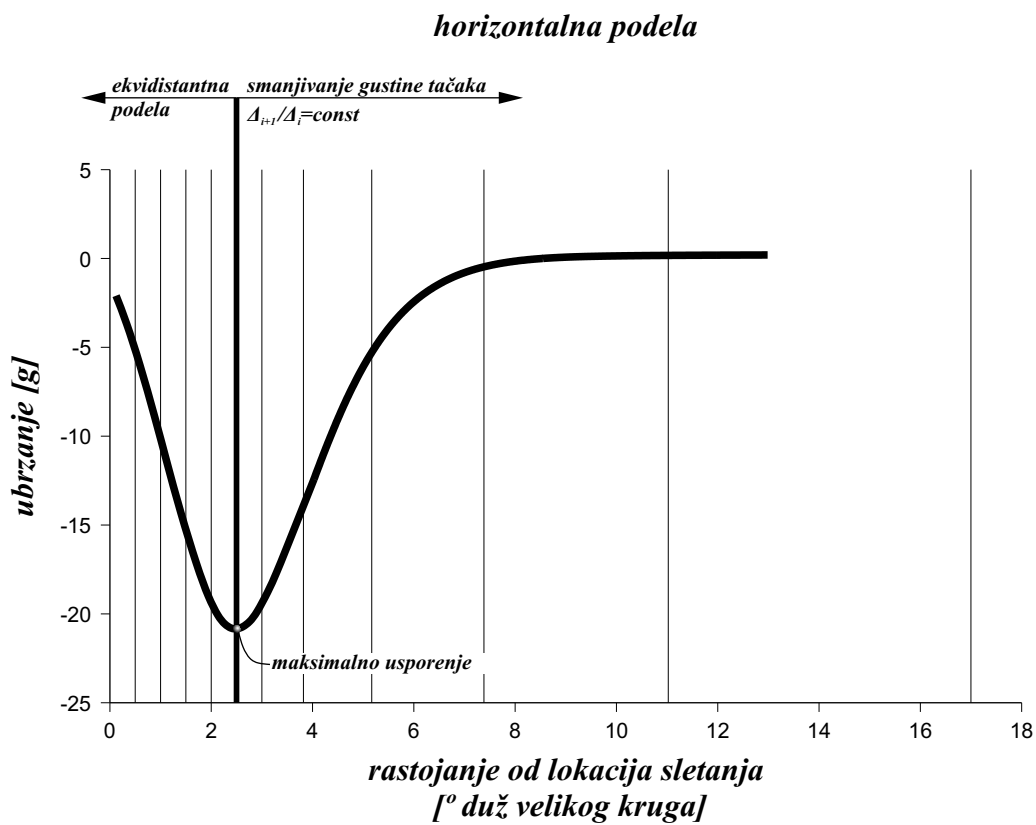
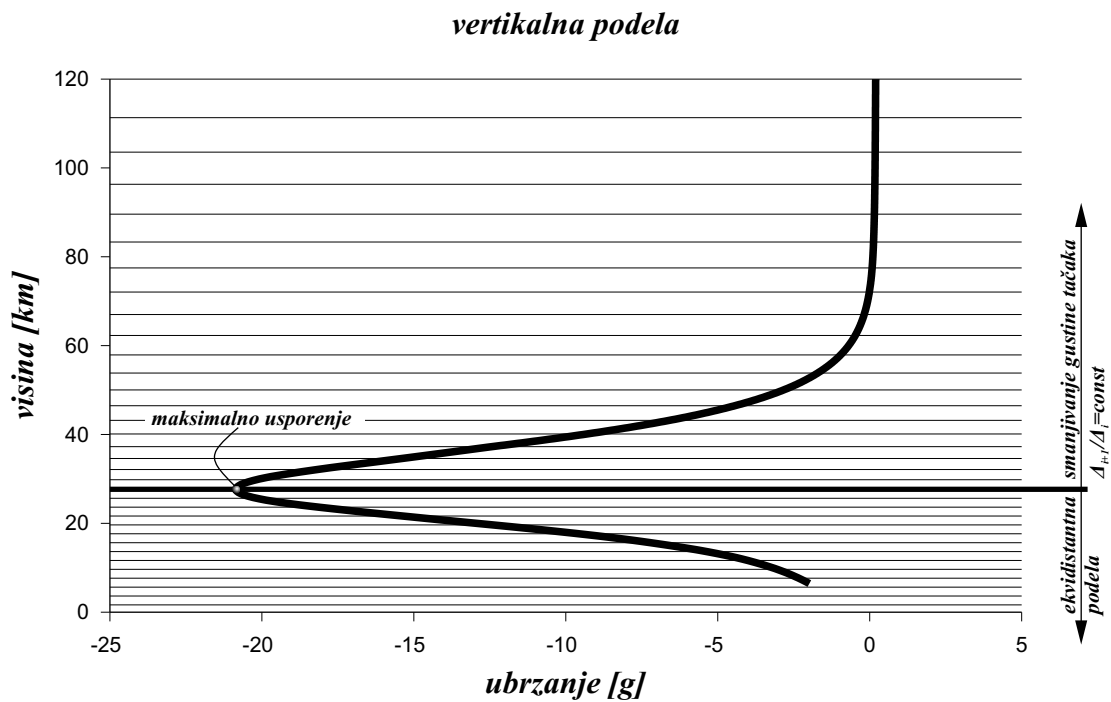
U prethodnim poglavljima su, u cilju simulacije što većeg broja putanja, uvedene pretpostavke koje nisu imale značajnog uticaja na ciljeve analize tj. utvrđivanje uticaja sezonskih i dnevnih varijacija atmosferskih parametra na mogućnost sletanja na određene lokacije na Marsu. Ove pretpostavke, kao što je navedeno u Poglavlju 7.2, podrazumevale su da Mars ne rotira, kao i da su gravitaciono polje i atmosfera sferno simetrični, tj. da zavise samo od visine. Međutim, da bi se precizno odredila putanja letelice kroz atmosferu, neophodno je rešiti kompletan Sistem jednačina (6.7 i 6.12) uzimajući u obzir Koriolisovu i centripetalnu silu usled rotacije Marsa, anomalije u gravitacionom polju, kao i promene atmosferskih parametara duž putanje, koji ne zavise samo od visine nego i od latituda. Prilikom određivanja putanje letelice,

osnovni i najvažniji problem je da se za određeni vektor apsolutne brzine (v, γ, A) , odredi lokacija ulaska u atmosferu (λ_0, δ_0) , tako da letelica sleti na željenu lokaciju na površini Marsa (λ_s, δ_s) . Ovaj problem je veoma složen uzimajući u obzir dvosmernu zavisnost aerodinamičkih karakteristika letelice i parametara atmosfere od putanje i takođe zahteva velike računarske resurse.

7.6.1 Algoritam za određivanje putanje letelice

U cilju efikasnog određivanja putanje letelice kroz atmosferu za različite trenutke u toku Marsove godine i za različite početne uslove, razvijen je algoritam koji omogućuje simulaciju velikog broja putanja sa ograničenim resursima.

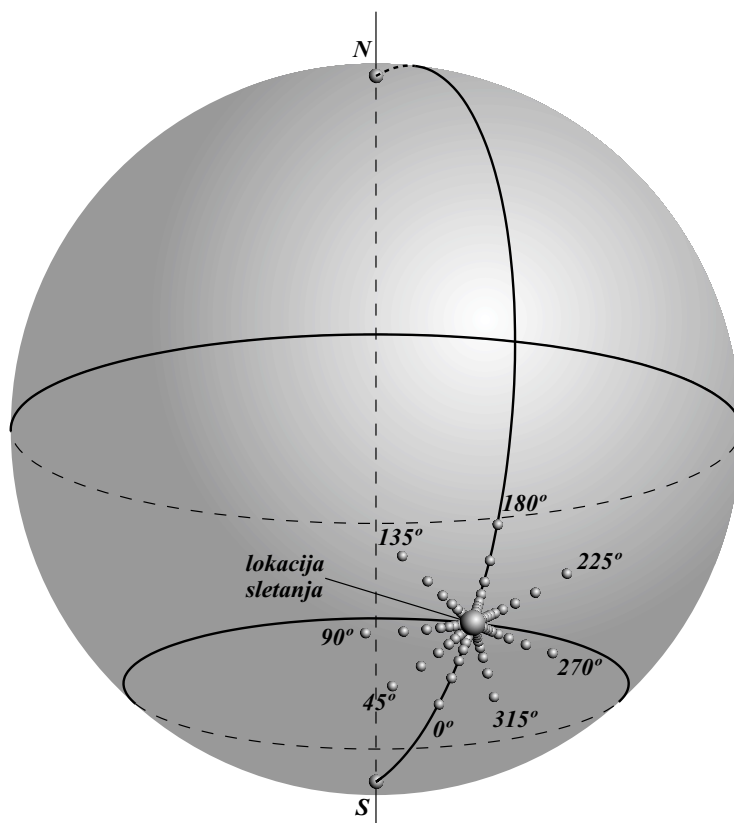
Prvi korak je preliminarno određivanje putanje korišćenjem pojednostavljenih Jednačina kretanja (6.20) i uz sve pretpostavke koje su do sada korišćene i opisane u Poglavlju 7.2. Ovako dobijena putanja služi kao referenca za određivanje tačaka u prostoru za koje se generišu atmosferski parametri iz modela Mars-GRAM. Na sledećoj slici je šematski prikazan način određivanja ovih tačaka.



Slika 7.33: Tačke u kojima se računaju parametri atmosfere

Uzimajući u obzir da je uticaj atmosfere najveći u delu putanje gde je usporenje najveće, tačka maksimalnog usporenja je odabrana kao granica od koje počinje da se vrši smanjivanje gustine tačaka sa konstantnim faktorom, kao što je prikazano na prethodnoj slici. Ovo je veoma važno jer se na ovaj način rasterećuju računarski resursi dok se istovremeno vrši optimalna podela putanje prema veličini aerodinamičkog opterećenja. Na Slici 7.33 se takođe može uočiti da je u delu putanje ispod tačke maksimalnog usporenja zadržana maksimalna gustina tačaka i u vertikalnom i u horizontalnom pravcu. Ovo je učinjeno jer je analiza fokusirana na precizno određivanje visine otvaranja padobrana i lokacije sletanja, pa je u zoni u kojoj se to dešava logično zadržati maksimalnu gustinu.

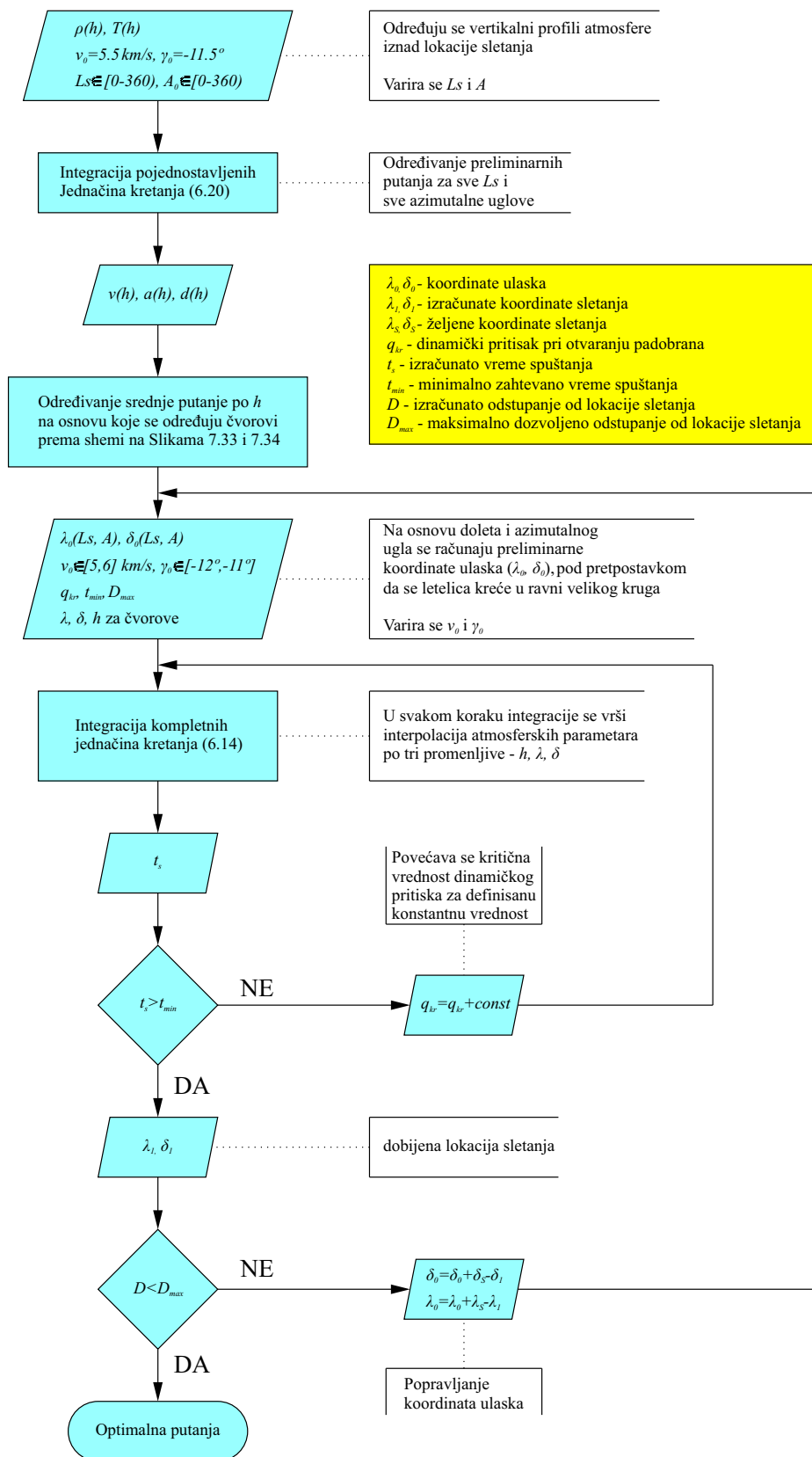
Budući da je u prethodnoj analizi, zanemaren uticaj rotacije Marsa i promene vertikalnog profila atmosfere duž putanje, čime je putanja postala nezavisna od početnog azimutskog ugla, u ovom delu analize je posebna pažnja data upravo ovim efektima. Zbog toga je algoritam razvijen tako da određuje optimalne putanje za različite početne azimutske uglove. U tom cilju se profili atmosfere, koji se duž putanje određuju u tačkama na način koji je prikazan na Slici 7.33, određuju duž svih velikih krugova koji odgovaraju različitim početnim azimutskim uglovima. Na Slici 7.34 je prikazan slučaj kada se radi analiza za 8 azimutskih uglova sa korakom od 45° .



Slika 7.34: Čvorovi u kojima se generišu vertikalni profili atmosfere

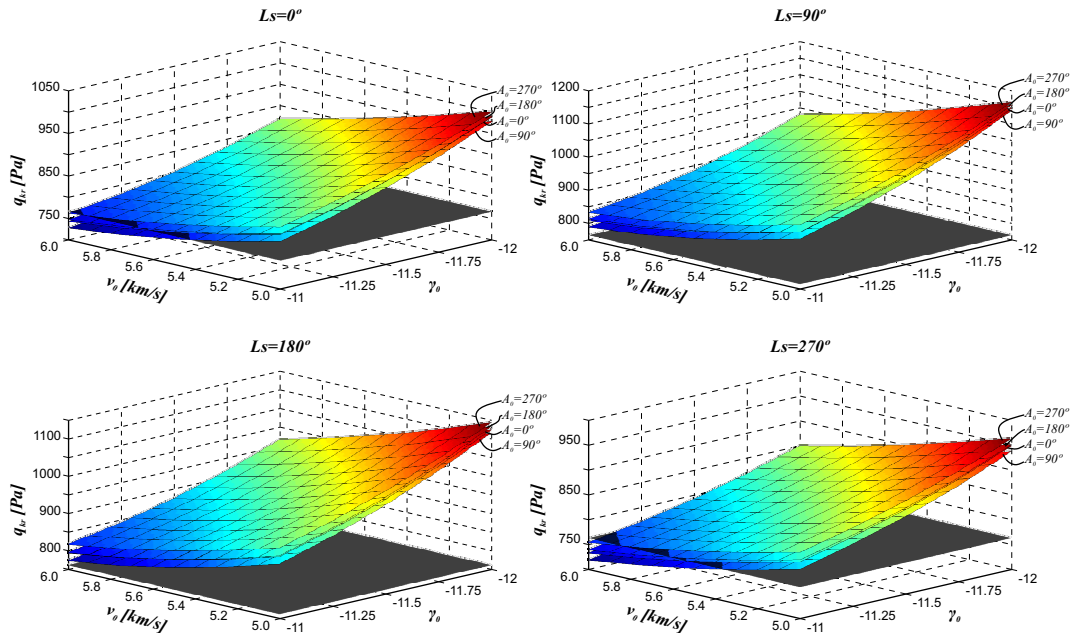
U realnosti, zbog rotacije Marsa i Koriolisove sile koja se zbog toga javlja, letelica se neće kretati u ravni velikog kruga, već će putanja biti prostorna kriva. Zbog ovoga je neophodno vršiti interpolaciju atmosferskih parametara između velikih krugova koji su prikazani na prethodnoj slici. Ipak, ovo nema velikog uticaja na putanju jer će se u narednim poglavljima pokazati da je odstupanje putanje od ravni velikog kruga veoma malo, čak i za polarne putanje.

Na Slici 7.35 prikazan je algoritam za određivanje putanje letelice korišćenjem kompletnih Jednačina kretanja (6.7 i 6.12), kao i činjenice da se atmosferski profili menjaju duž putanje. Ovaj algoritam omogućuje da se za definisani vektor početne apolutne brzine (v_0, γ_0, A_0) , odrede koordinate ulaska koje omogućuju sletanje na željenu lokaciju sa promašajem manjim od neke unapred definisane vrednosti D_{max} . Takođe, određuje se i minimalna vrednost dinamičkog pritiska q_{kr} pri kojoj je moguće otvoriti padobran tako da vreme spuštanja (t_s) ne bude manje od neke unapred definisane vrednosti t_{min} .



Slika 7.35: Algoritam za određivanje putanje letelice

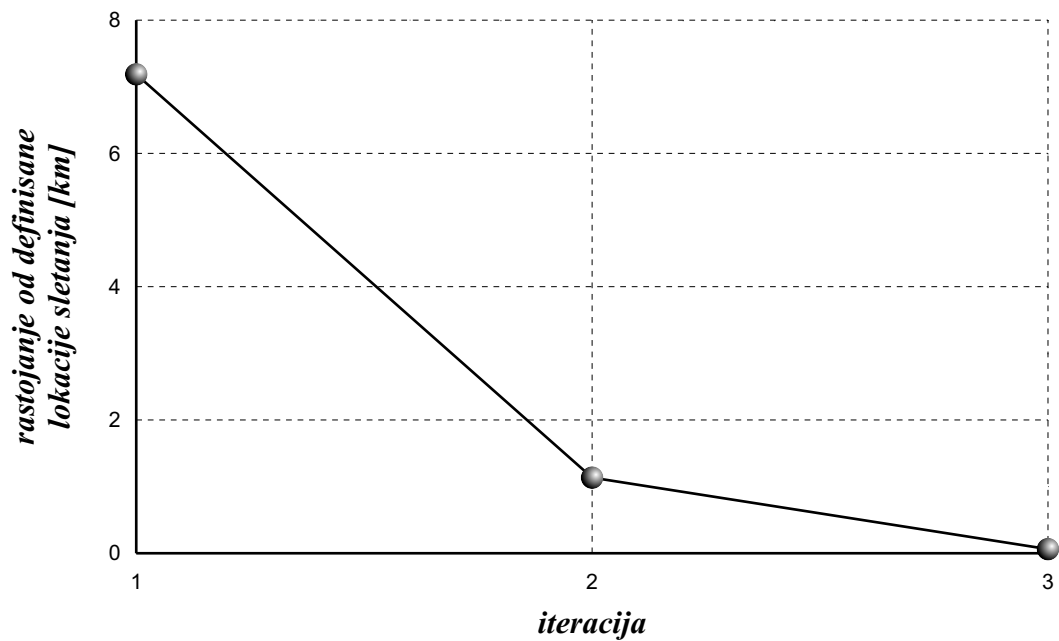
Na sledećoj slici su prikazani rezultati dobijeni pomoću ovog algoritma za sletanje u Ptolomejev krater sa vrednostima $D_{max} = 100m$ i $t_{min} = 57s$. Siva površ predstavlja kritični dinamički pritisak od $764 Pa$.



Slika 7.36: Uticaj početnih uslova

Analiza je urađena za početne brzine od 5 do 6 km/s , početne uglove nagiba putanje od -12° do -11° i za četiri azimutska ugla - 0° (polarna putanja iz pravca pola), 90° (direktna putanja), 180° (polarna putanja iz pravca ekvatora) i 270° (retrogradna putanja).

Ovaj algoritam ima veoma brzu konvergenciju prilikom određivanja koordinata ulaska da bi se sletelo na definisane koordinate, što je prikazano na Slici 7.37.

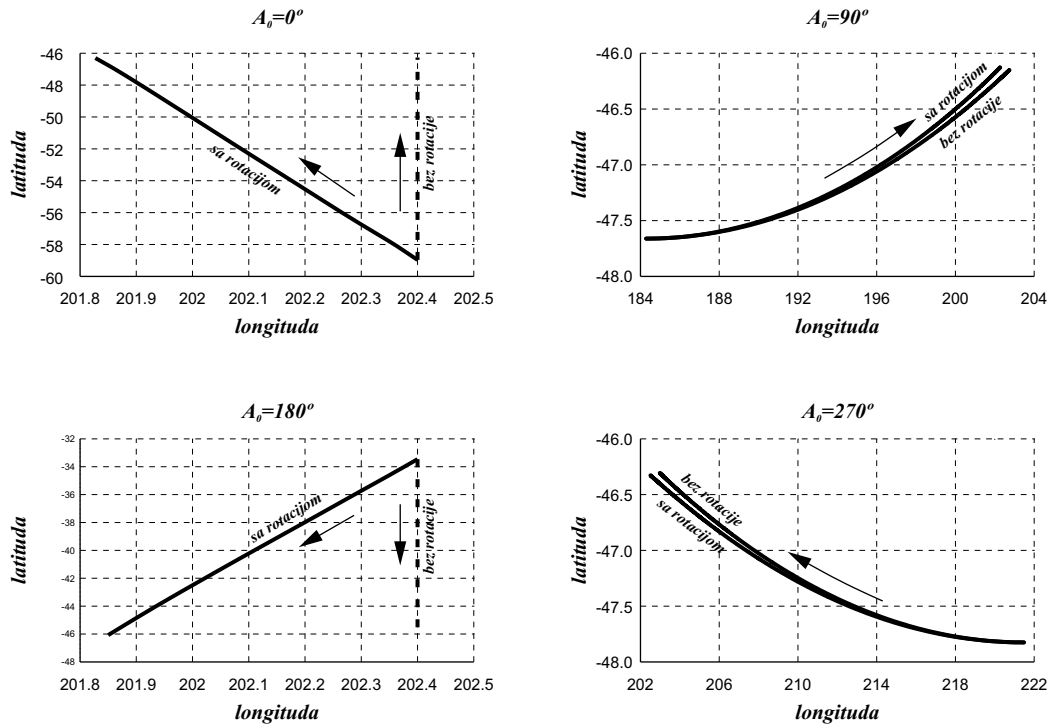


Slika 7.37: konvergencija lokacije sletanja

Na prethodnoj slici se vidi da je u samo 3 iteracije određena putanja čija lokacija sletanja odstupa manje od 100 *m* od definisane lokacije sletanja.

7.6.2 Uticaj rotacije Marsa i azimutskog ugla

Rotacija Marsa utiče na putanju na dva načina jer se javlja Koriolisova sila, a takođe se zbog rotacije početna brzina i ugao nagiba putanje u odnosu na atmosferu razlikuju od apsolutnih vrednosti. Ipak, ovaj uticaj na visinu otvaranja padobrana je veoma mali, reda 50 *m*. Sa druge strane, rotacija značajnije utiče na lokaciju sletanja, kao što je prikazano na Slici 7.38.

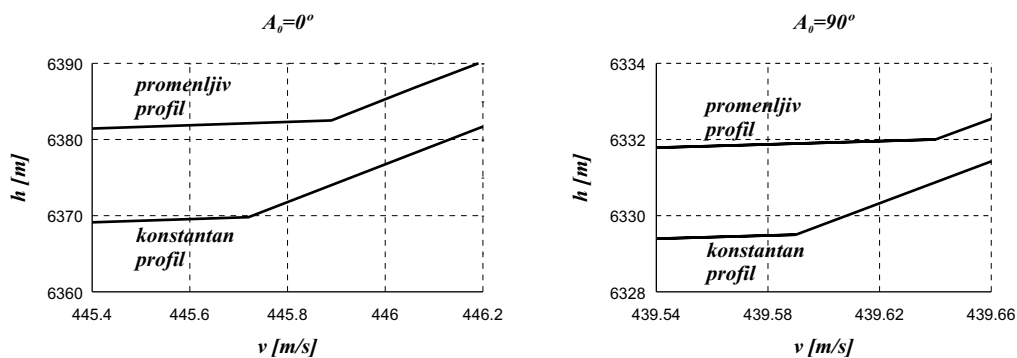


Slika 7.38: Uticaj rotacije Marsa na putanju letelice

Kao što je već rečeno, usled Koriolisove sile, realna putanja ne leži u ravni velikog kruga, već odstupa od njega, manje ili više, u zavisnosti od azimutskog ugla. Ovaj uticaj je veći za polarne putanje gde je rastojanje između lokacija sletanja oko 23 *km*, dok je za direktnu i retrogradnu putanju ova razlika oko 19 *km*. Uzimajući u obzir da rotacija ne utiče značajno na visinu otvaranja padobrana, pretpostavka da Mars ne rotira, koja je korišćena prilikom analize uticaja sezonskih i dnevnih varijacija atmosferskih parametara na mogućnost sletanja na lokacije sa velikom elevacijom, u potpunosti je opravdana.

7.6.3 Uticaj promene latitude

Kao što je ranije naglašeno, parametri atmosfere se menjaju sa latitudom dok longituda nema značajnog uticaja na njih. Na Slici 7.39 su prikazane putanje u zoni otvaranja padobrana kada je vertikalni profil atmosfere konstantan duž putanje i kada se vertikalni profil menja duž putanje.



Slika 7.39: Uticaj promene latitude na putanju letelice

Na prethodnoj slici se vidi da je uticaj promene vertikalnog profila atmosfere duž putanje višestruko veći za polarnu ($A_0 = 0^\circ$) nego za direktnu putanju ($A_0 = 90^\circ$). Ovo je potpuno očekivano jer je promena latitude, od koje zavisi promena vertikalnih profila atmosfere, mnogo veća za polarnu putanju (oko 13°) nego za direktnu putanju (manje od 2°)), kao što je prikazano na Slici 7.38. Ipak, kao što se vidi na prethodnoj slici, ovaj uticaj je reda 10 m, te je potpuno zanemarljiv u odnosu na uticaj sezonskih i dnevnih varijacija atmosferskih parametara, čime je opravdana pretpostavka o nepromenljivom vertikalnom profilu atmosfere duž putanje koja je korišćena u Poglavljima 7.4 i 7.5.

8 Zaključak i planovi za budući rad

Na osnovu analize prikazane u prethodnim poglavljima, može se izvesti nekoliko zaključaka koji imaju najveći značaj za istraživanje mogućnosti i optimizaciju sletanja na Marsove južne visoravni:

1. Zbog sezonskih varijacija atmosferskih parametara, pre svega gustine, koje su dominantno uzrokovane CO_2 ciklusom u Marsovoj atmosferi, pristupačne elevacije sletanja se menjaju za oko 2.5 km u toku godine.
2. Optimalna sezona za sletanje na južne visoravni je u okolni perihela orbite, od kasnog proleća do rane jeseni.
3. Uticaj sezonskih varijacija atmosferskih parametara raste sa udaljavanjem od ekvatora.
4. Temperaturske inverzije u niskim slojevima atmosfere mogu značajno da utiču na vreme spuštanja ali je ovaj uticaj karakterističan za severne nizije, dok je na južnoj hemisferi vreme spuštanja praktično linearna funkcija visine otvaranja padobrana.
5. Pristupačne lokacije sletanja pojavljuju se kada je Mars u okolini perihela u relativno visokim oblastima, na visoravnima Sirenum, Simeria i Noakis.
6. Sezonska varijacija pristupačne latituda raste sa opadanjem zahtevanog vremena spuštanja i može ići do 30° za vreme spuštanja od 48 s .
7. Optimizacijom početnih uslova (v_0, γ_0) može se postići sletanje na lokacije sa velikom elevacijom bez unapređenja postojeće tehnologije.
8. Početni uslovi (v_0, γ_0) imaju paraboličku zavisnost na izohronama spuštanja.
9. Uticaj dnevnih varijacija atmosferskih parametara je višestruko manji od sezonskih i, suprotno od njih, opada sa udaljavanjem od ekvatora.
10. Optimalno vreme ulaska je tokom obdanice.

11. Rotacija Marsa i promena vertikalnog profila atmosfere duž putanje nema značajnog uticaja na mogućnosti za sletanje na odgovarajuće lokacije.

Da bi se istražile dodatne mogućnosti za sletanje na Marsove južne visoravni i predvideli rizici koje ovakve misije nose sa sobom, moguće je unaprediti postojeći algoritam u više aspekata:

- Nadogradnja algoritma da bi se omogućilo određivanje putanje sa 6 stepeni slobode. Na ovaj način bi se omogućilo određivanje, ne samo pozicije letelice, nego i njene orijentacije u prostoru.
- Omogućavanje simulacije uticaja sile uzgona koja može biti od velike koristi prilikom sletanja na lokacije sa velikom elevacijom.
- Uzimanje u obzir uticaja vetra prilikom određivanja lokacije sletanja.
- Razmatranje rizika usled lokalnih, regionalnih i globalnih peščanih oluja koje se na južnim visoravnima javljaju kada je Mars u okolini perihela, upravo u vreme koje je optimalno za sletanje na ove lokacije.

Literatura

- Allen, H. J., Eggers, A. J., 1958, *NACA Annual Report*, **1381**, 1125
- Anderson, J. D., 1989, *Hypersonic and High Temperature Gas Dynamics*, McGraw-Hill
- Anderson, J. D., 1990, *Modern Compressible Flow: With Historical Perspective*, McGraw-Hill
- Andrews, D. G., 2010, *An Introduction to Atmospheric Physics*, Cambridge University Press, UK
- Andrews-Hanna, J. C., Zuber, M. T., Banerdt W. B., 1992, *Nature*, **453**, 1212
- Balmino, G., Moynot, B., Valès, N., 1982, *Journal of Geophysical Research*, **87**, 9735
- Barnes, J. R., Pollack, J. B., Haberle, R. M., Leovy, C. B., Zurek, R. W., Lee, H., Schaeffer, J., 1993, *Journal of Geophysical Research*, **98**, 3125
- Born, G. H., 1974, *Journal of Geophysical Research*, **79**, 4837
- Brain, D.A., Jakosky, B.M., 1994, *Journal of Geophysical Research*, **103**, 22689
- Bougher, S. W., Engel, S., Roble, R. G., Foster, B., 1999, *Journal of Geophysical Research*, **104**, 16591
- Bougher, S. W., Engel, S., Roble, R. G., Foster, B., 2000, *Journal of Geophysical Research*, **105**, 17669
- Bougher, S. W., Murphy, J., Engel, S., 2002, 34th COSPAR Scientific Assembly, Houston, USA
- Bougher, S. W., Roble, R. G., Ridley, E. C., Dickinson, R. E., 1990, *Journal of Geophysical Research*, **95**, 14811
- Braun, R. D., Manning, R., 2007, *Journal of Spacecraft and Rockets*, **44**, 310
- Braun, R. D., Powell, R. W., Engelund, W. C., Gnoffo, P. A., Weilmuenster, K. J., Mitcheltree, R. A., 1995, *Journal of Spacecraft and Rockets*, **32**, 993
- Busemann, A., 1933, *Flüssigkeits- und Gasbewegung*, Handwörterbuch der Naturwissenschaften
- Cain, D. L., Kliore, A. J., Seidel, B. L., Sykes, M. J., 1972, *Icarus*, **17**, 517
- Carr, M. H., 2006, *The Surface of Mars*, Cambridge University Press, UK

- Carr, M. H., Head III J. W., 2010, *Earth and Planetary Science Letters*, **294**, 185
- Chase, M. W., 1998, *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, Monograph No. 9
- Chassefière, E., Leblanc, F., 2004. *Planetary and Space Science*, **52**, 1039
- Cheatwood, F. M., Gnoffo, P. A., 1996, *User's manual for the Langley Aerothermodynamic Upward Relaxation Algorithm (LAURA)*, NASA TM-4674
- Christensen, E. J., Balmino, G., 1979, *Journal of Geophysical Research*, **84**, 7943
- Clancy, R. T., Lee, S. W., Gladstone, G. R., McMillan, W. W., Rousch, T., 1995, *Journal of Geophysical Research*, **100**, 5251
- Clancy, R. T., Muhleman, D. O., Berge, G. L., 1990, *Journal of Geophysical Research*, **95**, 14543
- Cruz, J. R., Mineck, R. E., Keller, D. F., Bobskill, M. V., 2003, AIAA paper 2003-2129
- Desai, P. N., Lee, W. J., 2004, *Proceedings of the International Workshop Planetary Probe Atmospheric Entry and Descent Trajectory Analysis and Science*, Lisbon, Portugal
- Desai, P. N., Knocke, P. C., 2007, *The Journal of the Astronautical Sciences*, **55**, 311
- Desai, P. N., Prince, J. L., Queen, E. M., Schoenenberger, M., Cruz, J. R., Grover, M. R., 2011, *Journal of Spacecraft and Rockets* , **48**, 798
- Desai, P. N., Schoenenberger, M., Cheatwood, F. M., 2006, *Journal of Spacecraft and Rockets* , **43**, 1019
- Downs, G. S., Goldstein, R. M., Green, R. R., Morris, G. A., 1971, *Science* , **174**, 1324
- Edquist, K.T., Desai, P. N., Schoenenberger, M., 2011, *Journal of Spacecraft and Rockets*, **48**, 713
- Fassett, C. I., Head III, J. W., 2008, *Icarus*, **198**, 37
- Forbes, J. M., Hagan, M. E., 2002, *Geophysical Research Letters*, **27**, 3563
- Frey, H. V., Roark, J. H., Shockey, K. M., Frey, E. L., Sakimoto, S. E. H., 2002, *Geophysical Research Letters*, **29**
- Frey, H. V., Schultz, R. A., 1988, *NASA Technical Memorandum*, NASA TM-

4041, 436

- Gapcynski, J.P., Tolson, R. H., Michael, W. H., 1977, *Journal of Geophysical Research*, **82**, 4325
- Gnoffo, P. A., Braun, R. D., Cruz, C. I., Weilmuenster, K. J., 1996, *Journal of Spacecraft and Rockets*, **33**, 169
- Golombek, M. P., Bridges, N. T., 2000, *Journal of Geophysical Research*, **105**, 1841
- Golombek, M. P., Grant, J. A., Crumpler, L. S., Greeley, R., Arvidson, R. E., Bell, J. F., Weitz, C. M., Sullivan, R., Christensen, P. R., Soderblom, L. A., Squyres, S. W., 2006, *Journal of Geophysical Research*, **111**
- Haberle, R. M., 2003, *Encyclopedia of Atmospheric Sciences - Planetary atmospheres/Mars*, Academic Press, London
- Haberle, R. M., McKay, C. P., Schaeffer, J., Cabrol, N. A., Grin, E. A., Zent, A. P., Quinn, R., 2001, *Journal of Geophysical Research*, **106**, 23317
- Haberle, R. M., Murphy, J. R., Schaeffer, J., 2003, *Icarus*, **161**, 66
- Haberle, R. M., Pollack, J. B., Barnes, J. R., Zurek, R. W., Leovy, C. B., Murphy, J. R., Lee, H., Schaeffer, J., 1993, *Journal of Geophysical Research*, **98**, 3093
- Hankey, W. L., 1988, *Re-Entry Aerodynamics*, AIAA
- Hartmann, W. K., Neukum, G., 2001, *Space Science Reviews*, **96**, 165
- Herr, K. C., Horn, D., McAfee, J. M., Pimentel, G. C., 1970, *Astronomical Journal*, **75**, 883
- Hohmann, W., 1960, *The attainability of heavenly bodies*, NASA
- Holton, J. R., Hakim, G. J., 2012, *An Introduction to Dynamic Meteorology*, Academic Press, Waltham, USA
- Hord, C. W., Barth, C. A., Stewart, A. I., Lane, A. L., 1972, *Icarus*, **17**, 443
- Hourdin, F., Forget, F., Talagrand, O., 1995, *Journal of Geophysical Research*, **100**, 5501
- Justus, C. G., James, B. F., Johnson, D. L., 1996, *Technical Report*, NASA Marshall Space Flight Center, USA
- Justus, C. G., James, B. F., Bougher, S. W., Bridger, A. F. C., Haberle, R. M., Murphy, J. R., Engel, S., 2002, *Advances in Space Research*, **29**, 193

- Kass, D. M., Schofield, J. T., Michaels, T. I., Rafkin, S. C. R., Richardson, M. I., Toigo, A. D., 2003, *Journal of Geophysical Research*, **108**
- Kemble, S., 2006, *Interplanetary Mission Analysis and Design*, Springer, New York, USA
- Klajn, I & Šipka, M., 2006, *Veliki rečnik stranih reči i izraza*, Prometej, Novi Sad
- Konopliv, A. S., Asmar, S. W., Folkner, W. M., Karatekin, Ö., Nunes, D. C., Smrekar, S. E., Yoder, C. F., Zuber, M.T., 2011, *Icarus*, **211**, 401
- Konopliv, A. S., Yoder, C. F., Standish, E. M., Yuan, D., Sjogren, W. L. , 2006, *Icarus*, **182**, 23
- Kaula, W.M., 1966. *Theory of Satellite Geodesy*, Blaisdell, Waltham, MA
- Laskar, J., Correia, A. C. M., Gastineau, M., Joutel, F., Levrard, B., Robutel, P., 2004, *Icarus*, **170**, 343
- Lebeau, G., 2001, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, **191**, 595
- Lee, D. C., Halliday, A. N., 1997, *Nature*, **388**, 854
- Lees, L., 1955, *Fifth International Aeronautical Conference*, Los Angeles, USA
- Leovy, C., Mintz, Y., 1969, *Journal of Atmospheric Sciences*, **26**, 1167
- Lewis, S. R., Collins, M., Read, P. L., Forget, F., Hourdin, F., Fournier, R., Hourdin, C., Talagrand, O., Huot, J., 1999, *Journal of Geophysical Research*, **104**, 24177
- Lin, X., Yu, X., Li, F., Zhang, S., Xin, J., Chang, X., 2012, *2nd International Symposium on Laser Interaction with Matter*, Shaanxi, China
- Lorell, J., Born, G. H., Christensen, E. J., Esposito, P. B., Jordan, J. F., Laing, P. A., Sjogren, W. L., Wong, S. K., Reasenberg, R. D., Shapiro, I. I., Slater, G. L., 1973, *Icarus*, **18**, 304
- Lorell, J., Born, G. H., Christensen, E. J., Jordan, J. F., Laing, P. A., Martin, W. A., Sjogren, W. L., Shapiro, I. I., Reasenberg, R. D., Slater, G. L., 1972, *Science*, **175**, 317
- Marinova, M. M., Aharonson, O., Asphaug, E., 1992, *Nature*, **453**, 1216
- Marčeta, D., 2014, *Serbian Astronomical Journal*, **189**, 69
- Marčeta, D., Šegan, S., Rašuo, B., 2014, *Acta Astronautica*, **98**, 163

- Masson, P., Carr, M.H., Costard, F., Greeley, R., Hauber, E., Jaumann, R., 2001, *Space Science Reviews*, **96** 333
- McGill, G. E., Squyres, S. W., 1991. *Icarus*, **93**, 386
- Milanković, M., 1997, *Kanon osunčavanja Zemlje i njegova primena na problem ledenih doba*, Zavod za izdavanje udžbenika i nastavnih sredstava, Beograd, Srbija
- Moss, J. N., Blanchard, R. C., Wilmoth, R. G., Braun, R. D., 1998, AIAA paper 98-0298
- Murphy, J. R., Pollack, J. B., Haberle, R. M., Leovy, C. B., Toon, O. B., Schaeffer, J., 1995, *Journal of Geophysical Research*, **100**, 26357
- Neukum, G., 2008, *Proceedings of the 39th Lunar and Planetary Science Conference*, League City, Texas, USA, 2509
- Neumann, G. A., Zuber, M. T., Wieczorek, M. A., McGovern, P. J., Lemoine, F. G., Smith, D. E., 2004, *Journal of Geophysical Research*, **109**
- Nimmo, F., Tanaka, K., 2005, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, **33**, 133
- Nyquist, L.E., Bogard, D.D., Shih, C.-Y., Greshake, A., St öffler, D., Eugster, O., 2001, *Space Science Reviews*, **96**, 105
- Park, C., Howe, J. T., Jaffe, R. L., Candler, G. V., 1994, *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, **8**, 9
- Pepin, R. O., 2006, *Earth and Planetary Science Letters*, **252**, 1
- Pettengill, G. H., Rogers, A. E., Shapiro, I.I., 1971, *Science* , **174**, 1321
- Phillips, R.J., Zuber, M.T., Solomon, S.C., Golombek, M.P., Jakosky, B.M., Banerdt, W.B., Smith, D.E., Williams, R.M., Hynek, B.M., Aharonson, O., Hauck II, S.A., 2001, *Science*, **291**, 2587
- Pieri, D.C.,1980, *Science*, **210**, 895
- Pollack, J. B., Haberle, R. M., Schaeffer, J., Lee, H., 1990, *Journal of Geophysical Research*, **95**, 1447
- Pollack, J. B., Leovy, C. B., Greiman, P. W., Mintz, Y., 1981, *Journal of the Atmospheric Sciences*, **38**, 3
- Prince, J. L, Desai, P. N., Queen, E. M., Grover, M. R., 2011, *Journal of Spacecraft*

and Rockets, **48**, 756

- Rafkin, S. C. R., Haberle, R. M., Michaels, T. I., 2001, *Icarus*, **151**, 228
- Rafkin, S. C. R., Michaels, T. I., 2003, *Journal of Geophysical Research*, **108**
- Rafkin, S. C. R., Michaels, T. I., Haberle, R. M., 2004, *Geophysical Research Letters*, **31**
- Rea, D. G., 1964, *Nature*, **201**, 1014
- Read, P. L., Lewis, S. R., 2004, *The Martian Climate Revisited*, Springer, New York, USA
- Reichenau, D. E. A., 1972, AEDC-TR-72-78
- Roy, E. A., 2005, *Orbital motion*, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia
- Sagan, C., Pollack, J. B., 1968, *Journal of Geophysical Research*, **73**, 1373
- Sagan, C., Pollack, J. B., Goldstein, R. M., 1967, *Astronomical Journal*, **72**, 20
- Schoenenberger, M., Cheatwood, F. M., 2005, AIAA paper 2005-0056
- Scott D. H., Carr M. H., 1978, Geologic Map of Mars, Misc. Invest. Ser. Map I-1083, U.S. Geol. Surv., Reston, 1978.
- Schorghofer, N., 2008, *Geophysical Research Letters*, **35**
- Shen, C., 2005, *Rarefied Gas Dynamics*, Springer, New York, USA
- Smith, D. E., Lerch, F. J., Nerem, R. S., Zuber, M. T., Patel, G. B., Fricke, S. K., Lemoine, F. G., 1993, *Journal of Geophysical Research*, **98**, 20871
- Smith, D. E., Sjogren, W. L., Tyler, G. L., Balmino, G., Lemoine, F. G., Konopliv, A. S., 1999, *Science*, **286**, 94
- Solomon, S. C., Aharonson, O., Aurnou, J. M., Banerdt, W. B., Carr, M. H., Dombard, A. J., Frey, H. V., Golombek, M. P., Hauck, S. A., Head, J. W. i 7 saradnika, 2005, *Science*, **307**, 1214
- Steltzner, A., Kipp, D., Chen, A., Burkhart, D., Guernsey, C., Mendeck, G., Mitcheltree, R., Powell, R., Rivellini, T., San Martin, M., Way, D., 2006, *Aerospace Conference, 2006 IEEE*, Montana, USA
- Strom, R.G., Croft, S.K., Barlow, N.G., 1992, *The Martian Impact Cratering Record*, The University of Arizona Press, Mars, 383
- Tamppari, L. K., Barnes, J., Bonfiglio, E., Cantor, B., Friedson, A. J., Ghosh,

- A., Grover, M. R., Kass, D., Martin, T. Z., Mellon, M. i 7 saradnika, 2008, *Journal of Geophysical Research* , **113**
- Toigo, A. D., Richardson, M. I., 2002, *Journal of Geophysical Research*, **107**
- Tyler, D., Barnes, J. R., Skyllingstad, E. D., 2008, , *Journal of Geophysical Research* , **113**
- Vallado, D.A., McClain, W. D., 2001, *Fundamentals of Astrodynamics and Applications*, Springer, New York, USA
- Wells, R. A., 1965, *Nature*, **207**, 735
- Wilhelms, D. E., Squyres, S. W., 1984, *Nature*, **309**, 138
- Wilkins, G., 1967, *Mantles of the Earth and Terrestrial Planets*, Inter-science, London
- Wilmoth, R.G., 1999, *DACFREE - a free molecular/Newtonian code for hypersonic flow, a user guide*, NASA Langley Research Center
- Wilson, R. J., 2000, *Geophysical Research Letters*, **27**, 3889
- Wilson, R. J., Hamilton, K., 1996, *Journal of Atmospheric Science*, **53**, 1290
- Zhong, S., Zuber, M.T., *Earth and Planetary Science Letters*, **189**, 75

Biografija autora

Dušan Marčeta je rođen 01.05.1980. godine u Novom Sadu. Nakon završene osnovne škole i gimnazije upisao je Mašinski fakultet u Beogradu, smer vazduhoplovstvo, gde je 2006. godine diplomirao i stekao naziv master mašinstva. Doktorske studije na Katedri za astronomiju Matematičkog fakulteta, smer astrodinamika, upisao je školske 2007/2008. godine. Položio je sve ispite sa doktorskih studija sa prosečnom ocenom 9.75. U oktobru 2011. prvi put je izabran za asistenta na Matematičkom fakultetu za užu naučnu oblast Astronomija. Kao saradnik u nastavi i asistent uspešno je držao vežbe iz predmeta Efemeridska astronomija, Efemeridska astronomija A (za informatičare), Zvezdana astronomija, Zvezdana astronomija A (za informatičare), Obrada astronomskih posmatranja A, Obrada astronomskih posmatranja A, Odabrana poglavlja mehanike, Tehnike astrofizičkih posmatranja A, Tehnike astrofizičkih posmatranja B, Uvod u teorijsku mehaniku i Racionalna mehanika. U naučno istraživačkom radu Dušan Marčeta je orijentisan ka dinamici kosmičkog leta. Objavio je 27 naučnih radova i saopštenja čija kategorizacija je prikazana u sledećoj tabeli.

Kategorija rada	Broj radova
Rad u naučnom časopisu na SCI listi (M21)	2
Rad u naučnom časopisu na SCI listi (M23)	2
Rad u naučnom časopisu međunarodnog značaja koji nije na SCI listi (M24)	1
Rad u zborniku radova sa međunarodnog naučnog skupa objavljen u celini	8
Rad u zborniku radova sa međunarodnog naučnog skupa objavljen samo u izvodu (apstrakt) a ne u celini	5
Rad u zborniku radova sa nacionalnog naučnog skupa objavljen u celini	1
Rad u zborniku radova sa nacionalnog naučnog skupa objavljen samo u izvodu (apstrakt) a ne u celini	8

Прилог 1.

Изјава о ауторству

Потписани-а ДУШАН МАРЧЕТА

број уписа _____

Изјављујем

да је докторска дисертација под насловом

МОГУЋНОСТИ И ОПТИМИЗАЦИЈА СЛЕТАЊА
НА ЈУЖНУ ХЕМИСФЕРУ МАРСА

- резултат сопственог истраживачког рада,
- да предложена дисертација у целини ни у деловима није била предложена за добијање било које дипломе према студијским програмима других високошколских установа,
- да су резултати коректно наведени и
- да нисам кршио/ла ауторска права и користио интелектуалну својину других лица.

Потпис докторанда

У Београду, 02.07.2015.

Душан Марчета

Прилог 2.

Изјава о истоветности штампане и електронске верзије докторског рада

Име и презиме аутора ДУШАН МАРЧЕТА

Број уписа _____

Студијски програм АСТРОНОМИЈА И АСТРОФИЗИКА

Наслов рада МОГУЋНОСТИ И ОПТИМИЗАЦИЈА СПЕТАЊА НАЈЈУЖНУ ХЕМИСФЕРУ
МАРСА

Ментор ПРОФ. ДР СТЕВО ШЕГАН

Потписани ДУШАН МАРЧЕТА

изјављујем да је штампана верзија мог докторског рада истоветна електронској верзији коју сам предао/ла за објављивање на порталу **Дигиталног репозиторијума Универзитета у Београду**.

Дозвољавам да се објаве моји лични подаци везани за добијање академског звања доктора наука, као што су име и презиме, година и место рођења и датум одбране рада.

Ови лични подаци могу се објавити на мрежним страницама дигиталне библиотеке, у електронском каталогу и у публикацијама Универзитета у Београду.

Потпис докторанда

У Београду, 02.07.2015.

Душан Марчета

Прилог 3.

Изјава о коришћењу

Овлашћујем Универзитетску библиотеку „Светозар Марковић“ да у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду унесе моју докторску дисертацију под насловом:

МОГУЋНОСТИ И ОПТИМИЗАЦИЈА СЛЕТАЊА
НА ЈУЖНУ ХЕМИСФЕРУ МАРСА

која је моје ауторско дело.

Дисертацију са свим прилозима предао/ла сам у електронском формату погодном за трајно архивирање.

Моју докторску дисертацију похрањену у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду могу да користе сви који поштују одредбе садржане у одабраном типу лиценце Креативне заједнице (Creative Commons) за коју сам се одлучио/ла.

1. Ауторство

2. Ауторство - некомерцијално

3. Ауторство – некомерцијално – без прераде

4. Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима

5. Ауторство – без прераде

6. Ауторство – делити под истим условима

(Молимо да заокружите само једну од шест понуђених лиценци, кратак опис лиценци дат је на полеђини листа).

Потпис докторанда

У Београду, 02.07.2015.

Јушан Марковић

1. Ауторство - Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце, чак и у комерцијалне сврхе. Ово је најслободнија од свих лиценци.

2. Ауторство – некомерцијално. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела.

3. Ауторство - некомерцијално – без прераде. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела. У односу на све остале лиценце, овом лиценцом се ограничава највећи обим права коришћења дела.

4. Ауторство - некомерцијално – делити под истим условима. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада.

5. Ауторство – без прераде. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела.

6. Ауторство - делити под истим условима. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада. Слична је софтверским лиценцама, односно лиценцама отвореног кода.