

Navigacija i upravljanje projektila

Mirza Hodžić

Mentor: prof. dr. Naser Prljača



FAKULTET ELEKTROTEHNIKE
UNIVERZITET U TUZLI

Sadržaj

1	4
2 Jednačine kretanja tijela	5
2.1 Koordinatni sistemi	5
2.2 Jednačine kretanja čvrstog tijela	7
3 Sile koje djeluju na projektil	13
3.1 Aerodinamičke sile	13
3.2 Aerodinamički momenti	15
4 Uvod u proporcionalnu navigaciju	17
4.1 Opis planarnog susreta	17
4.2 Izvođenje upravljačkog zakona	18
4.3 Izmjenjena proporcionalna navigacija	20
4.4 Optimalnost zakona proporcionalne navigacije	20
4.5 Linearizacija	21
4.6 Petlja navođenja i zero effort miss	23
4.7 Adjungovani sistem i petlja navođenja	25
4.8 Adjungovani stohastički sistemi	27

Popis slika

2.1	Koordinatni sistem vezan za tijelo	6
2.2	Eulerovi uglovi	6
2.3	Predstava šest stepeni slobode	8
3.1	Ugaone veze	14
3.2	Veza između sistema tijela i sistema vjetra	15
4.1	Linearizacija jednačina proporcionalne navigacije	22
4.2	Petlja navođenja	23
4.3	Proporcionalana navigacija u Simulinku	24
4.4	Ubrzanja projektila i promašaj za $N = 4$ i $N = 5$	24
4.5	Adjungovana petlja navođenja	26
4.6	Simulink dijagram adjungovanog sistema	26
4.7	Odzivi adjungovanog sistema	27

Uvod

Nedodovršeno

Jednačine kretanja tijela

2.1 Koordinatni sistemi

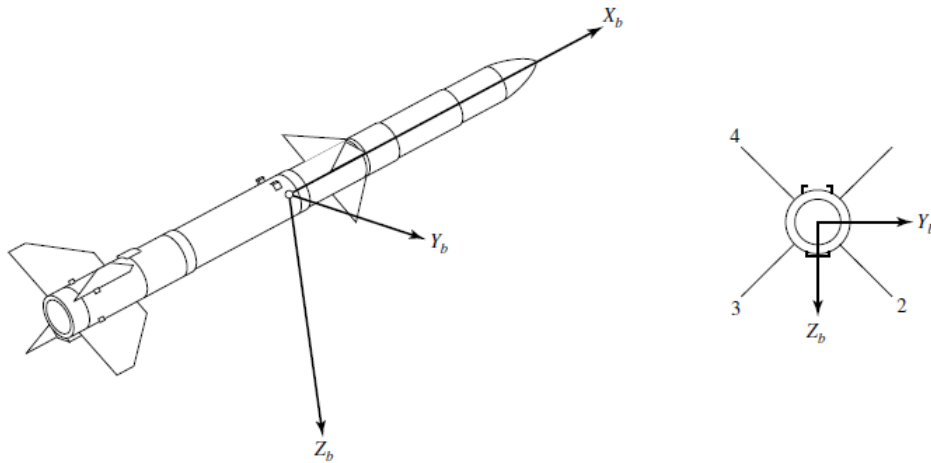
Orijentacija osa koordinatnog sistema preko kojih su određeni vektori ili tenzori potpuno je proizvoljna. Obično se jedna od osi (e.g. x osa) poravnava sa geometrijskom osom tijela. Ako se tijelo kreće stalnom brzinom tada se jedan koordinatni sistem može koristiti za sve veličine, međutim ako se tijelo rotira tada se naslućuju dva koordinatna sistema:

- Koordinatni sistem vezan za zemlju
- Koordinatni sistem vezan za tijelo

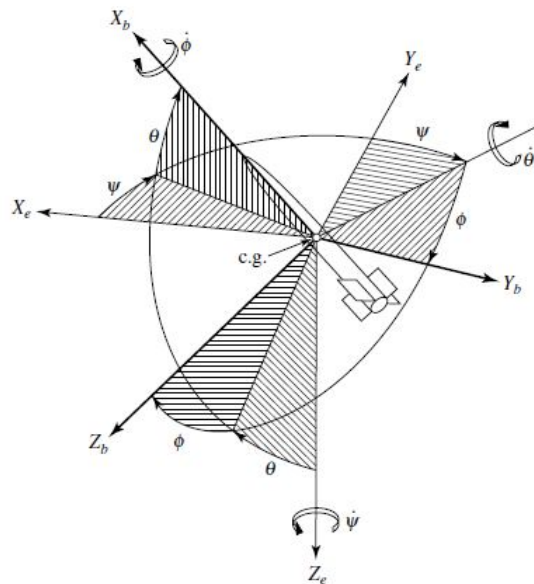
Koordinatni sistem vezan za zemlju je inertcijalni iako se zemlje rotira u odnosu na geometrijsku osu. Sastoji se od tri ordinate, jedna predstavlja poziciju po sjevernoj osi, jedna po lokalnoj istočnoj osi i jedna predstavlja vertikalnu poziciju. Ose koordinatnog sistema vezanog za zemlju su označene sa X_e, Y_e, Z_e . Drugim riječima, X_e i Y_e leže u ravni dok je Z_e usmjeren ka centru Zemlje.

Koordinatni sistem vezan za tijelo sastoji se iz tri ordinate sa ishodištem u centru gravitacije letjelice: x osa koja je usmjerena ka nosu letjelice tj. podudara se sa longitudinalnom osom, y ose koja je usmjerena ka desnom krilu letjelice i z ose koja dopunjava lijevo orijentisani koordinatni sistem. Da se definiše položaj letjelice u odnosu na koordinatni sistem koriste se Eulerovi uglovi (ψ, θ, ϕ) . Ovo znači da se bilo koja rotacija, odnosno transformacija iz sistema tijela u sistem Zemlje može postići sa tri rotacije oko osi i to prva rotacija za ugao ϕ oko longitudinalne, za ugao θ oko lateralne i za ugao ψ oko normalne ose. Transformacija C_e^b koja ostvaruje transformaciju iz koordinatnog sistema vezanog za zemlju u koordinatni sistem vezan za tijelo je data sa:

$$C_e^b = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \phi & \sin \phi \\ 0 & -\sin \phi & \cos \phi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \theta & 0 & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \psi & \sin \psi & 0 \\ -\sin \psi & \cos \psi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.1)$$



Slika 2.1: Koordinatni sistem vezan za tijelo



Slika 2.2: Eulerovi uglovi

,odnosno:

$$C_e^b = \begin{bmatrix} \cos\theta\cos\psi & \cos\theta\sin\psi & -\sin\theta \\ \sin\phi\sin\theta\cos\psi - \cos\phi\sin\psi & \sin\phi\sin\theta\sin\psi + \cos\phi\cos\psi & \sin\phi\cos\theta \\ \cos\phi\sin\theta\cos\psi + \sin\phi\sin\psi & \cos\phi\sin\theta\sin\psi - \sin\phi\cos\psi & \cos\phi\cos\theta \end{bmatrix} \quad (2.2)$$

Treba primjetiti da rezultatna matrica C_e^b može imati singularitete, pa se domen Eulerovih uglova ograničava na sljedeći način:

$$\begin{aligned} -\pi &\leq \phi < \pi \quad \text{ili} \quad 0 \leq \phi < 2\pi \\ -\pi &\leq \psi < \pi \\ -\frac{\pi}{2} &\leq \theta \leq \frac{\pi}{2} \quad \text{ili} \quad 0 \leq \theta < \pi \end{aligned}$$

Ovo znači da u ovom slučaju postoji beskonačno mnogo načina da se ostvari željena transformacija. Ovaj problem se može riješiti uvođenjem jediničnog kvaterniona.

2.2 Jednačine kretanja čvrstog tijela

Sada ćemo posmatrati tipični projektil i izvesti jednačine koje opisuju njegovo kretanje. Pretpostaviti će se da čvrsto tijelo nema promjena u obliku pri kretanju. Translacija tijela podrazumijeva da svaka duž koja spaja bilo koje dvije tačke u tijelu bude paralelna svojoj datoj originalnoj poziciji, prema tome čvrsto tijelo se može posmatrati kao čestica čija je masa skoncentrisana u jednoj tački koja se zove *centar mase*. Dalje se pretpostavlja da se oblik tijela ne mjenja usljed djelovanja sila na tijelo. Ovom pretpostavkom se dobija da međusobni utjecaj dijelica tijela eliminisan pa se translacija može potpuno opisati translacijom centra mase i da se rotacija može potpuno opisati rotacijom oko centra mase. Dodatno pretpostavlja se da se ravan simetrije poklapa sa ravninom $X_b - Z_b$ kao što je to prikazano na slici 2.1. Također pretpostavlja se da je masa tijela konstantna. Važno je napomenuti da se jednačine tijela određuju u koordinatnom sistemu vezanom za tijelo. Nadalje, projektil ima šest stepeni slobode(6-DOF). Ovih šest stepeni se sastoje iz od tri translacije i tri rotacije. Translacije se sastoje od kretanja duž osi X_b, Y_b, Z_b brzinom $v_m = (u, v, w)$, a rotacije se sastoje od rotacija oko ovih osi ugaonom brzinom $\omega = (P, Q, R)$. Šest stepeni slobode je prikazano na slici 2.3 Kao što je ranije rečeno dinamički model projektila se dobija Newtonovim zakonom dinamike, koji kaže da je suma svih vanjskih sila jednaka brzini promjene impulsa tijela i da je suma svih vanjskih momenata jednaka brzini promjene momenta impulsa. Prema tome vrijede relacije:

$$\sum F = \frac{d(mv_m)}{dt} \Big|_{Zemlja} \quad (2.3)$$

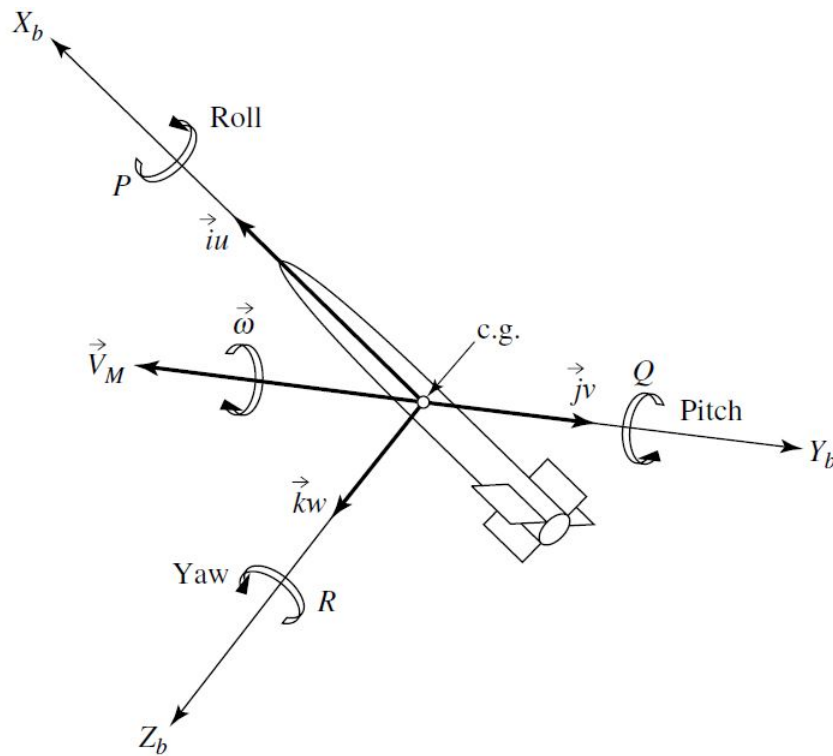
$$\sum M = \frac{dH}{dt} \Big|_{Zemlja} \quad (2.4)$$

gdje je H ugaoni momentum a $\sum M$ je suma svih vanjskih momenata koji djeluju na tijelo. Naravno, prethodne relacije predstavljaju promjene vektora u odnosu na inertcijalni prostor. Rezultantna vanjska sila koja djeluje na tijelo se može razložiti na sile koje djeluju po osama koordinatnog sistema vezanog za tijelo projektila, pa se može napisati:

$$\sum \Delta F = \sum \Delta F_x i + \sum \Delta F_y j + \sum \Delta F_z k \quad (2.5)$$

Poredeći prethodnu jednačinu sa 2.3 dobija se:

$$F_x = \frac{d(mu)}{dt}, F_y = \frac{d(mv)}{dt}, F_z = \frac{d(mw)}{dt} \quad (2.6)$$



Slika 2.3: Predstava šest stepeni slobode

Analogno, dobija se da vrijedi:

$$L = \frac{dH_x}{dt}, M = \frac{dH_y}{dt}, N = \frac{dH_z}{dt} \quad (2.7)$$

Gdje su L , M i N moment valjanja, moment propinjanja i moment zakretanja respektivno i H_x , H_y i H_z su komponente momenta impulsa duž osa tijela. Sada želimo proširiti jednačine 2.6 i 2.7 kako bi smo dobili jednačine kretanja za svaki stepen slobode. U svrhu toga koristi se formula za brzinu promjenu brzine projektila u inercijalnom sistemu, tj. u koordinatnom sistemu vezanom za zemlju i ona je data relacijom:

$$\left(\frac{dv_m}{dt} \right)_{Zemlja} = \left(\frac{dv_m}{dt} \right)_{tijelo} + \omega \times v_m \quad (2.8)$$

Prema tome vrijedi da je ukupna vanjska sila koja djeluje na tijelo data sa:

$$F = m \left(\frac{dv_m}{dt} \right)_{tijelo} + m(\omega \times v_m) \quad (2.9)$$

gdje je vektorski proizvod linearne brzine i ugaone brzine dat sa:

$$\omega \times v_m = \begin{vmatrix} i & j & k \\ P & Q & R \\ u & v & w \end{vmatrix} = (wQ - vR)i + (uR - wP)j + (vP - uQ)k \quad (2.10)$$

Koristeći se činjenicom da je $v_m = ui + vj + wk$ i uvrštavanjem prethodne jednačine u 2.9 dobija se:

$$\sum \Delta F = m(\dot{u}i + \dot{v}j + \dot{w}k) + (wQ - vR)i + (uR - wP)j + (vP - uQ)k \quad (2.11)$$

Sada, poredeći sa 2.5 dobijaju se jednačine:

$$\sum \Delta F_x = m(\dot{u} + wQ - vR) \quad (2.12)$$

$$\sum \Delta F_y = m(\dot{v} + uR - wP) \quad (2.13)$$

$$\sum \Delta F_z = m(\dot{w} + vP - uQ) \quad (2.14)$$

Prethodno dobivene tri jednačine predstavljaju *linearne jednačine kretanja*. Sada treba odrediti ove tri jednačine za rotaciono kretanje. Da bi se to postiglo potrebno je imati izraz za moment impulsa H kao što imamo izraz za impuls kod translacionog kretanja. Moment impulsa oko proizvoljne tačke O materijalne tačke je dat sa:

$$H = r \times mV = mr \times (\omega \times r) \quad (2.15)$$

Vektor momenta impulsa H je normalan r i na v i H je usmjeren isto kao i moment impulsa M . Moment impulsa cijelog tijela oko tačke O je dat sa:

$$H = \sum r \times mv_m = \sum mr \times (\omega \times r) = \sum m [\omega(r \cdot r) - r(r \cdot \omega)] \quad (2.16)$$

ili u formi integrala:

$$H = \int r \times (\omega \times r) dm \quad (2.17)$$

Sada slijedi:

$$\omega \times r = \begin{vmatrix} i & j & k \\ P & Q & R \\ x & y & z \end{vmatrix} = (zQ - yR)i + (xR - zP)j + (yP - xQ)k \quad (2.18)$$

i konačno:

$$r \times (\omega \times r) = \begin{vmatrix} i & j & k \\ x & y & z \\ zQ - yR & xR - zP & yP - xQ \end{vmatrix} \quad (2.19)$$

Sada se konačno dobija izraz za moment impulsa:

$$H = i \int [(y^2 + z^2)P - xyQ - xzR] dm + j \int [(z^2 + x^2)Q - yzR - xyP] dm + k \int [(x^2 + y^2)R - xzP - yzQ] dm \quad (2.20)$$

Kada se uvedu oznake:

$$I_x = \int (y^2 + z^2) dm, I_y = \int (x^2 + z^2) dm, I_z = \int (x^2 + y^2) dm \\ I_{xy} = \int xy dm, I_{yz} = \int yz dm, I_{xz} = \int xz dm \quad (2.21)$$

Tada se dobija:

$$H = (PI_x - RI_{xz})i + QI_yj + (RI_z - PI_{xz})k \quad (2.22)$$

Sada se vektor momenta impulsa može zapisati preko svojih komponenti:

$$H_x = PI_x - RI_{xz} \quad (2.23)$$

$$H_y = QI_y \quad (2.24)$$

$$H_z = RI_z - PI_{xz} \quad (2.25)$$

Sada su potrebni izvodi momenta impulsa kako bi smo dobili izraz za resultantni moment. Pošto je izvod vektora u inercijalnom prostoru jednak zbiru izvoda pojedinačnih komponenti vektora. Prema tome vrijedi:

$$\frac{dH_x}{dt} = I_x \frac{dP}{dt} - I_{xz} \frac{dR}{dt} \quad (2.26)$$

$$\frac{dH_y}{dt} = I_y \frac{dQ}{dt} \quad (2.27)$$

$$\frac{dH_z}{dt} = I_z \frac{dR}{dt} - I_{xz} \frac{dP}{dt} \quad (2.28)$$

Relacija 2.4 se može napisati kao:

$$\sum \Delta M = \frac{dH}{dt} + \omega \times H \quad (2.29)$$

Ako se uvaži da je $\sum \Delta M = \sum \Delta Li + \sum \Delta Mj + \sum \Delta Nk$, korištenjem prethodno dobivenih izraza za izvod momenta impulsa dobija se:

$$\sum \Delta L = \dot{P}I_x + QR(I_z - I_y) - (\dot{R} + PQ)I_{xz} \quad (2.30)$$

$$\sum \Delta M = \dot{Q}I_y + PR(I_x - I_z) + (P^2 - R^2)I_{xz} \quad (2.31)$$

$$\sum \Delta N = \dot{R}I_y + PQ(I_y - I_x) - (\dot{P} - QR)I_{xz} \quad (2.32)$$

Prethodne tri jednačine zajedno sa jednačinama 2.12, 2.13 i 2.14 predstavljaju jednačine projektila sa šest stepeni slobode. Ove jednačine su simultane linearne jednačine kretanja sa šest promjenjivih u, v, w, P, Q i R koje potpuno opisuju kretanje čvrstog tijela. Rješenja ovih jednačina se mogu dobiti numeričkim metodama na digitalnom računar. Analitička rješenja dovoljne tačnosti se mogu dobiti linearizacijom. I_x, I_y i I_{xz} su konstantne i za projekte sa krstastom konfiguracijom vrijedi $I_y = I_z$ i $I_{xz} = 0$.

Prema tome, vrijedi:

$$\sum \Delta L = \dot{P}I_x + QR(I_z - I_y) \quad (2.33)$$

$$\sum \Delta M = \dot{Q}I_y + PR(I_x - I_z) \quad (2.34)$$

$$\sum \Delta N = \dot{R}I_z + PQ(I_y - I_x) \quad (2.35)$$

Transformacijom prethodnih jednačina dobija se:

$$\frac{dP}{dt} = QR \frac{I_y - I_z}{I_x} + \frac{L}{I_x} \quad (2.36)$$

$$\frac{dQ}{dt} = PR \frac{I_z - I_x}{I_y} + \frac{M}{I_y} \quad (2.37)$$

$$\frac{dR}{dt} = PQ \frac{I_x - I_y}{I_z} + \frac{N}{I_z} \quad (2.38)$$

Sada je još potrebno odrediti ugaone brzine u zavisnosti od Eulerovih uglova. Izvođenje ovih jednačina zahtjeva pronalaženje izvoda matrice transformacije, što je poprilično zahtjevno, pa će ovdje biti samo navedene diferencijalne jednačine koje daju brzinu promjene Eulerovih uglova:

$$\frac{d\psi}{dt} = (Q \sin \phi + R \cos \phi) / \cos \theta \quad (2.39)$$

$$\frac{d\theta}{dt} = Q \cos \phi - R \sin \phi \quad (2.40)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = P + \left(\frac{d\psi}{dt} \right) \sin \theta \quad (2.41)$$

Sada koristeći matricu transformacije C_e^b se mogu dobiti komponente brzine u koordinatnom sistemu Zemlje:

$$\begin{bmatrix} \dot{X}_z \\ \dot{Y}_z \\ \dot{Z}_z \end{bmatrix} = C_e^b \begin{bmatrix} u \\ v \\ w \end{bmatrix} \quad (2.42)$$

Sada je jasno da se integracijom jednačina 2.36, 2.37 i 2.38 dobijaju ugaone brzine u sistemu tijela, a integracijom jednačina 2.39, 2.40 i 2.41 se dobija orijentacija u odnosu na zemlju. Da bi se dobila pozicija tijela u odnosu na sistem Zemlje treba riješiti matricnu jednačinu 2.42. Da bi se ona mogla numerički riješiti treba naći izraze za izvode brzina u sistemu tijela. Oni se mogu dobiti iz jednačina 2.12, 2.13 i 2.14. Nakon transformacije ovih jednačina ima se:

$$\frac{du}{dt} = vR - wQ + F_x/m \quad (2.43)$$

$$\frac{dv}{dt} = wP - uR + F_y/m \quad (2.44)$$

$$\frac{dw}{dt} = uQ - vR + F_z/m \quad (2.45)$$

Sada se nakon rješavanja prethodne tri jednačine mogu dobiti vrijednosti brzina u sistemu tijela te nakon toga može se riješiti jednačina 2.42 i tako dobiti poziciju u odnosu na sistem Zemlje. Prethodnih 12 jednačina se može predstaviti u prostoru stanja ako se uzme vektor varijabli stanja:

$$\vec{X} = [u \quad v \quad w \quad P \quad Q \quad R \quad \phi \quad \theta \quad \psi \quad x_z \quad y_z \quad z_z]^T$$

i vektor upravljačkih promjenljivih:

$$\vec{u} = [\delta_v \quad \delta_P \quad \delta_e]^T$$

,gdje je δ_v ugao otklona krmila visine, δ_P , ugao otklona krmila i δ_e , ugao toklona elerona. Ovime se dobija nelinearna vektorska jednačina:

$$\dot{\vec{X}} = f(\vec{X}, \vec{u}) \quad (2.46)$$

Sile koje djeluju na projektil

Sile koje djeluju na projektil su u letu su aerodinamičke, pogonske sile i gravitaciona sila. Ove sile se mogu razložiti po osama koordinatnog sistema vezanog za tijelo.

3.1 Aerodinamičke sile

Aerodinamička sila je posljedica djelovanja pritiska okolnog fluida na tijelo u pokretu. Aerodinamička sila se može razložiti na tri komponente koje su definisane u nastavku:

- **Uzgon**- Uzgon je komponenta rezultantne aerodinamičke sile koja je normalna na relativno kretanje vjetra.
- **Otpor**- Otpor je komponenta rezultantne aerodinamičke sile koja je paralelna relativnom kretanju vjetra.
- **Bočna sila**- Bočna sila je komponenta rezultantne aerodinamičke sile koja je normalna na uzgon i otpor.

Ovdje se posmatraju projektili koji se zakreću da bi skrenuli(skid to turn) i kod takvih projektila aerodinamičke sile su date sa:

$$\text{Otpor} \quad R_x = C_x q S \quad (3.1)$$

$$\text{Uzgon} \quad R_z = C_z q S \quad (3.2)$$

$$\text{Bočna sila} \quad R_y = C_y q S \quad (3.3)$$

,gdje su C_x , C_y i C_z aerodinamički koeficijenti, q dinamički pritisak slobodnog strujanja u tački daleko od objekta i iznosi $q = \frac{1}{2}\rho v^2$, S je referentna površina i v je brzina vazduha, ρ predstavlja atmosferski pritisak.

Treba napomenuti da se aerodinamičke sile i momenti izražavaju bezdimenzionalnim veličinama. To se postiže tako što se dogovorom utvrdi da se sila(ili moment) predstavlja svojim odgovarajućim aerodinamičkim koeficijentom. Prema tome, C_x

potpuno određuje silu otpora i slično vrijedi i za ostale koeficijente.

U opštem slučaju koeficijenti aerodinamičkih sila su funkcije varijabli stanja pa se može napisati:

$$C_x = C_x(\alpha, \beta, M, q, \delta_v, \delta_P, \delta_e) \quad (3.4)$$

,gdje je M Mahov broj- odnos tekuće brzine i brzine zvuka, α napadni ugao i β ugao klizanja. Slično tako vrijedi:

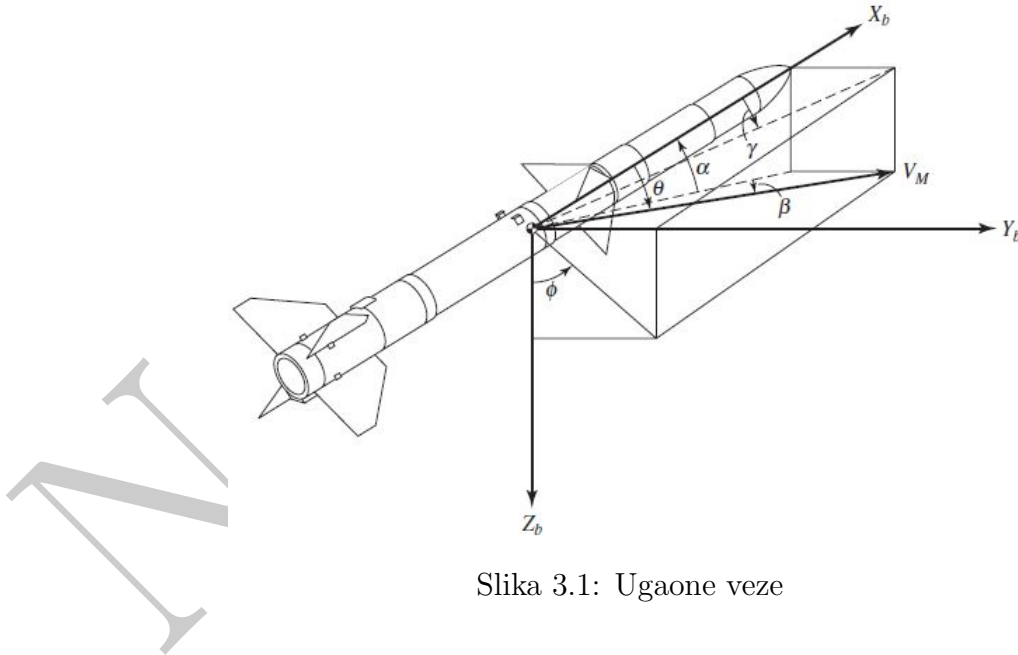
$$C_z = C_z(\alpha, \beta, M, q, \delta_v, \delta_P, \delta_e) \quad (3.5)$$

Uglovi α, β i γ su prikazani na slici 3.1 i definisani su sa:

$$\alpha = \arctg(w/u) \quad (3.6)$$

$$\beta = \arcsin(v/v_m) \quad (3.7)$$

Razvojem u Taylorov red i odbacivanjem viših članova dobija se aproksimacija



Slika 3.1: Ugaone veze

aerodinamičkih koeficijenata:

$$C_x = C_{x_0} + C_{x_\alpha}|\alpha| + C_{x_\alpha^2}\alpha^2 + C_{x_\beta}|\beta| + C_{x_\beta^2}\beta^2 + C_{x_{\alpha\beta}}|\alpha||\beta| \quad (3.8)$$

$$C_z = C_{z_0} + C_z^\alpha\alpha + C_z^{\dot{\alpha}}\dot{\alpha} + C_z^q q + C_z^{\delta_v}\delta_v \quad (3.9)$$

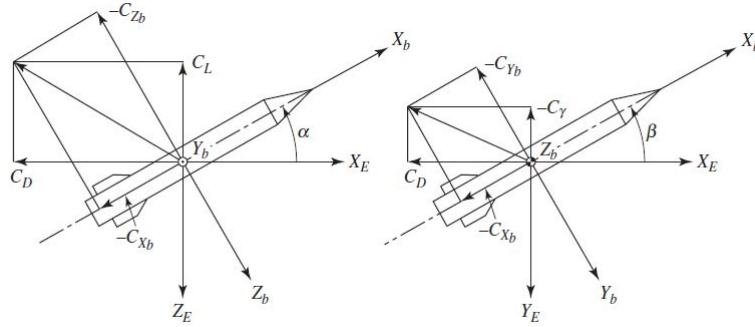
$$C_y = C_{y_0} + C_y^\alpha\alpha + C_y^{\dot{\alpha}}\dot{\alpha} + C_y^q q + C_y^{\delta_v}\delta_v \quad (3.10)$$

U datom slučaju aerodinamički koeficijent otpora imaju jednostavniji oblik

$$C_x = C_{x_0} + C_{x_1} \alpha \quad (3.11)$$

,gdje je $C_{x_0} = \frac{\partial C_x}{\partial \alpha}|_{\alpha=0}$, $C_{x_1} = \frac{\partial^2 C_x}{\partial \alpha^2}$ i slično tako za ostale izvode.

Također je važno istaći da su ovi koeficijenti(tj. sile) izražene u *koordinatnom sistemu vjetra* relativnom toku vazduha. Koordinatni sistem vazduha je prikazan na slici 3.2. Pošto su jednačinama kretanja tijela sile izražene sistemu tijela, potrebno



Slika 3.2: Veza između sistema tijela i sistema vjetra

je imati transformaciju koja transformiše aerodinamičke sile u sistem tijela i njihova veza je data sa:

$$\begin{bmatrix} C_{x_b} \\ C_{y_b} \\ C_{z_b} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \alpha & -\cos \alpha & \sin \alpha \\ \sin \beta & \cos \beta & 0 \\ \sin \alpha \cos \beta & -\sin \alpha \sin \beta & \cos \alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -C_x \\ C_y \\ -C_z \end{bmatrix} \quad (3.12)$$

Sada se vraćanjem u 3.13,3.14 i 3.15 mogu odrediti aerodinamičke sile koje djeluju na projektil.

3.2 Aerodinamički momenti

Momenti se mogu podijeliti na momente koji su posljedica aerodinamičkog tereta i pogonske sile koja ne djeluje kroz centar gravitacije. Moment koji je posljedica rezultantne sile koja ne djeluje na centar koordinatnog sistema tijela se može podijeliti na tri komponente, i to:

- **Moment valjanja** je moment oko lateralne ose(Y_b) projektila i generisan je od uzgonom i otporom koje djeluju na tijelo. Pozitivan moment je u smjeru gore od nosa letjelice
- **Moment propinjanja** je moment oko longitudinalne ose(X_b) projektila. Posljedica je uzogona koji je uzrokovan nekom vrstom elerona. Pozitivan moment

propinjanja uzrokuje kretanje nadole desnog krila.

- **Moment zakretanja** je moment oko vertikalne ose projektila (Z_b). Pozitivan moment zakretanja ima za posljedicu da se nos aviona zakrene u desno.

Kvantitativno, momenti su dati sa:

$$\text{Moment valjanja} \quad L = C_l q S b \quad (3.13)$$

$$\text{Moment propinjanja} \quad M = C_m q S c \quad (3.14)$$

$$\text{Moment zakretanja} \quad N = C_n q S b \quad (3.15)$$

,gdje je b raspon krila, c je razmak između početne i krajnje ivice krila mjerene u smjeru paralelnom toku vazduha, S je površina platforme krila. Isto kao i kod slučaja sa silama, koeficijenti momenata također zavise od više promjenjivljih i potrebno ih je linearizirati.

Linearizirani koeficijenti momenta su:

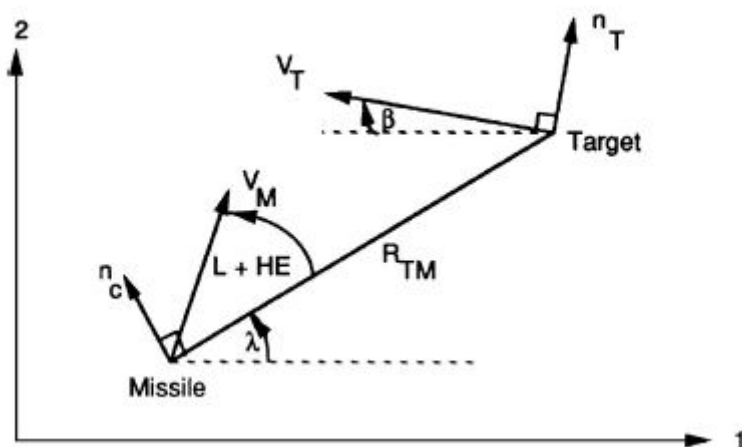
$$C_m = C_m^\alpha \alpha + C_m^{\dot{\alpha}} \dot{\alpha} + C_m^q q + C_m^{\delta_v} \delta_v \quad (3.16)$$

,i koeficijent momenta valjanja:

$$C_L = C_l^P P + C_l^Q Q + C_l^R R + C_l^\alpha \alpha + C_l^\beta \beta + C_l^{\delta_e} \delta_e + C_l^{\delta_v} \delta_v + C_l^{\delta_P} \delta_P \quad (3.17)$$

Uvod u proporcionalnu navigaciju

4.1 Opis planarnog susreta



Udaljenost između mete i projektila u svakom trenutku je data sa:

$$r(t) = r_T(t) - r_M(t) \quad (4.1)$$

Brzina približavanja projektila meti je data sa:

$$v_{cl} = -\dot{r}(t) \quad (4.2)$$

Ugaono ubrzanje mete je dato sa:

$$\dot{\beta} = \frac{n_T}{v_T} \quad (4.3)$$

Komponente vektora brzine mete u koordinatnom sistemu vezanom za zemlju su date sa:

$$v_{T1} = -v_T \cos \beta \quad (4.4)$$

$$v_{T2} = v_T \sin \beta \quad (4.5)$$

Slično tome, brzina i ubrzanje projektila su date sa:

$$\dot{v}_{M1} = a_{M1} \quad (4.6)$$

$$\dot{v}_{M2} = a_{M2} \quad (4.7)$$

$$\dot{R}_{M1} = v_{M1} \quad (4.8)$$

$$\dot{R}_{M2} = v_{M2} \quad (4.9)$$

Ugao *Line of sight* se može izračunati kao:

$$\lambda = \arctan \frac{R_{TM2}}{R_{TM1}} \quad (4.10)$$

Pa je:

$$\dot{\lambda} = \frac{R_{TM1}v_{TM2} - R_{TM2}v_{TM1}}{r^2} \quad (4.11)$$

Ugao između vektora pozicije i vektora brzine je dat sa:

$$L = \arcsin \frac{v_T \sin(\beta + \lambda)}{v_M} \quad (4.12)$$

Također treba uzeti u obzir da je:

$$v_{cl} = -\dot{r} = v_M \cos \delta - v_T \cos \theta \quad (4.13)$$

Te da će doći do sudara samo u slučaju da vrijedi:

$$v_M \cos \delta > v_T \cos \theta \quad (4.14)$$

Upravljački zakon proporcionalne navigacije je dat sa:

$$n_C = N' v_c \dot{\lambda} \quad (4.15)$$

4.2 Izvođenje upravljačkog zakona

$$\sin \lambda = \frac{y}{r} \quad (4.16)$$

Za male uglove može se koristiti aproksimacija:

$$\lambda \approx \frac{y}{r} \quad (4.17)$$

, pa je:

$$\dot{\lambda}(t) = \frac{\dot{y}(t)r(t) - y(t)\dot{r}(t)}{r^2} \quad (4.18)$$

$$\ddot{\lambda}(t) = \frac{\ddot{y}(t) - 2\dot{\lambda}(t)\dot{r}(t) - \lambda(t)\ddot{r}(t)}{r(t)} \quad (4.19)$$

Uvedimo vremenski varijantne koeficijente:

$$a_1(t) = \frac{\ddot{r}(t)}{r(t)} \quad (4.20)$$

$$a_2(t) = 2\frac{\dot{r}(t)}{r(t)} \quad (4.21)$$

$$b(t) = \frac{1}{r(t)} \quad (4.22)$$

Pa se dobija diferencijalna jednačina drugog reda sa varijabilnim koeficijentima:

$$\ddot{\lambda}(t) = -a_1(t)\lambda - a_2(t)\dot{\lambda} + b(t)\ddot{y}(t) \quad (4.23)$$

Uzimajući u obzir dobija se:

$$\ddot{y}(t) = -a_M(t) + a_T(t) \quad (4.24)$$

$$\ddot{\lambda}(t) = -a_1(t)\lambda - a_2(t)\dot{\lambda} - b(t)a_M(t) + b(t)a_T(t) \quad (4.25)$$

Neka je $x_1(t) = \lambda$ i $x_2(t) = \dot{\lambda}$. Tada je susret projektila i mete opisan sljedećim diferencijalnim jednačinama prvog reda.

$$\dot{x}_1 = x_2 \quad (4.26)$$

$$\dot{x}_2 = -a_1(t)x_1 - a_2(t)x_2 - b(t)u + b(t)f \quad (4.27)$$

,gdje je uzeto $u = a_M(t)$ i vanjska smetnja $f = a_T(t)$. Prvo posmatrajmo slučaj kada meta ne ubrzava, tj. kada je $f = 0$. Sada se problem proporcionalne navigacije može predstaviti kao:

Pronaći upravljački signal u tako da je sistem opisan jednačinama 4.26 i 4.27 asimptotski stabilan u odnosu na x_2

Shodno tome, uzmimo Lyapunovu funkciju Q :

$$Q = \frac{1}{2}cx_2^2 \quad (4.28)$$

Izvod po vremenu duž bilo koje trajektorije je:

$$\dot{Q} = cx_2(-a_1(t)x_1 - a_2(t)x_2 - b(t)u(t)) \quad (4.29)$$

Sada se vidi da upravljački signal

$$u = kx_2 = k\dot{\lambda} \quad (4.30)$$

Stabilizuje sistem dat sa 4.26 i 4.27 ako k zadovoljava:

$$kb(t) + a_2(t) > 0 \quad (4.31)$$

,odnosno

$$k > -2\dot{r}(t) = 2v_{cl} \quad (4.32)$$

Prema tome, uvodeći *efektivni navigacijski odnos* N , izraz 4.30 postaje:

$$u = Nv_{cl}\dot{\lambda}(t) \quad , N > 2 \quad (4.33)$$

čime je potpuno određen zakon vođenja proporcionalne navigacije. Za trodimenzionalni slučaj se bira kandidat funkcija:

$$Q = \frac{1}{2} \sum_{s=1}^3 d_s \dot{\lambda}_s^2 \quad (4.34)$$

, gdje su d_s pozitivni koeficijenti. Analogno se dobija upravljački zakon:

$$u_s = Nv_{cl}\dot{\lambda}_s \quad , N > 2 \quad (s = 1, 2, 3) \quad (4.35)$$

4.3 Izmjenjena proporcionalna navigacija

Za mete koje manevrišu i imaju neko normalno ubrzanje, za planarni sustre, izvod Lyapunove kandidat funkcije je:

$$\dot{Q} = cx_2(-a_1(t)x_1 - a_2(t)x_2 - b(t)u(t) + b(t)f) \quad (4.36)$$

Odakle se zaključuje da je upravljački signal koji stabilizuje sistem:

$$u = Nv_{cl}\dot{\lambda}(t) + a_T(t) \quad , N > 2 \quad (4.37)$$

4.4 Optimalnost zakona proporcionalne navigacije

Ako je promjena LOS ugla različita od nule, tada se primjenjuje normalno ubrzanje kako bi se promjena svela na nulu. U prethodnoj sekciji se proporcionalna navigacija predstavila kao problem upravljanja gdje je normalno ubrzanje bilo upravljački

signal, a brzina promjene LOS ugla bila varijabla stanja. Proporcionalna navigacija se može posmatrati kao problem optimalnog upravljanja. Treba pronaći indeks performansi koji proporcionalna navigacija minimizira. Ovo predstavlja inverzni problem problem optimalnog upravljanja. Pretpostavimo da se projektil približava meti konstantnom brzinom. Ignorišući dinamiku projektila, vrijedi:

$$\ddot{y} = -a_M, \quad y = r\lambda, \quad r(\tau) = v_{cl}\tau \quad (4.38)$$

Također pretpostavlja se da nema kašnjenja u dinamici projektila, tj. da je $a_M = a_{M_c}$. Definišimo sada indeks performansi:

$$J = \frac{1}{2}Cy^2(t_f) + \frac{1}{2} \int_0^{t_f} a_M^2 dt \quad (4.39)$$

Prvi član predstavlja promašaj (miss distance), a drugi predstavlja energiju energiju utrošenu u toku leta. Ideja je pronaći upravljanje a_M koje minimizira kriterij performanse J . Koristeći Bellman-Lyapunov pristup dobija se da je optimalno upravljanje dato sa:

$$a_M(t) = \frac{3\tau}{3/C + \tau^3}(y(t) + \dot{y}(t)\tau) \quad (4.40)$$

Nulti promašaj se dobija za $C \rightarrow \infty$, pa je optimalno upravljanje dato sa:

$$a_M(t) = \frac{3}{\tau^2}(y(t) + \dot{y}(t)\tau) \quad (4.41)$$

Uzimajući u obzir da je:

$$\dot{\lambda} = \frac{\dot{y}(t)r(t) - y(t)\dot{r}(t)}{r^2} = \frac{\dot{y}(t)\tau + y(t)}{r} \quad (4.42)$$

jer je, $r = v_{cl}\tau$, dobija se:

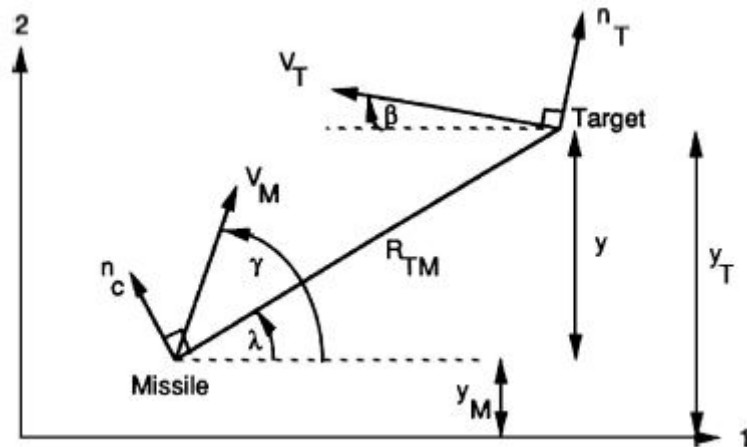
$$a_M(t) = 3v_{cl}\dot{\lambda} \quad (4.43)$$

Ovo znači da pod uvedenim pretpostavkama, proporcionalna navigacija minimizira kriterij performanse J i izbor efektivnog navigacijskog odnosa $N = 3$ garantuje da nulti promašaj.

4.5 Linearizacija

Linearizacija se može lahko izvršiti ako se definišu nove veličine koje su prikazane na slici 4.1. Relativno ubrzanje se može odrediti sa slike i iznosi:

$$\ddot{y} = n_T \cos \beta - n_c \cos \lambda \quad (4.44)$$



Slika 4.1: Linearizacija jednačina proporcionalne navigacije

Ako su uglovi leta mali, tada vrijedi:

$$\ddot{y} = n_T - n_c \quad (4.45)$$

Slično tako vrijedi:

$$\lambda = \frac{y}{r} \quad (4.46)$$

Za čeonu slučaj vrijedi:

$$v_{cl} = v_M + v_t \quad (4.47)$$

Za potjeru vrijedi:

$$v_{cl} = v_M - v_t \quad (4.48)$$

Sada se može linearizirati i jednačina za udaljenost:

$$r(t) = v_{cl}(t_F - t) \quad (4.49)$$

gdje je t_F ukupno vrijeme leta.

Definišimo i veličinu *time to go* t_{go} :

$$t_{go} = t_F - t \quad (4.50)$$

Linearizirani promašaj se definiše kao udaljenost mete i projektila na kraju leta, ili:

$$Miss = y(t_f) \quad (4.51)$$

4.6 Petlja navođenja i zero effort miss

Ranije je pokazano da vrijedi:

$$\dot{\lambda}(t) = \frac{\dot{y}(t)r(t) + y(t)v_{cl}}{r^2} \quad (4.52)$$

Kako vrijedi $r = v_{cl}t_{go}$, tada se dobija:

$$\dot{\lambda}(t) = \frac{\dot{y}(t)t_{go} + y(t)}{v_{cl}t_{go}^2} \quad (4.53)$$

Definišimo sada veličinu *Zero effort miss*, koja predstavlja buduće relativno rastojanje projektila i mete:

$$ZEM = \dot{y}(t)t_{go} + y(t) \quad (4.54)$$

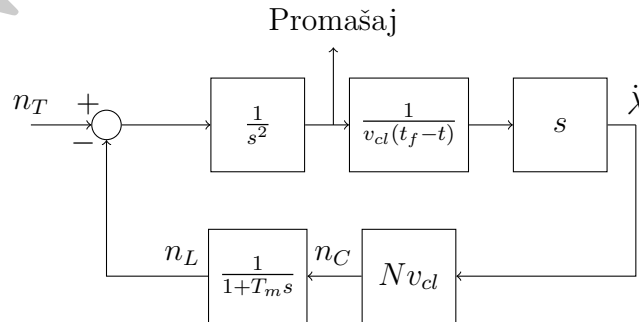
pa se dobija:

$$\dot{\lambda}(t) = \frac{ZEM}{v_{cl}t_{go}^2} \quad (4.55)$$

Ako se pretpostavi da će se pod uticajem ubrzanja a_c postići sudar, ZEM se može smatrati budućom tačkom susreta, pa se zakon vođenja proporcionalne navigacije može iskazati kao:

$$a_c(t) = N \frac{ZEM}{t_{go}^2} \quad (4.56)$$

Sada se vidi da je normalno ubrzanje projektila direktno proporcionalnu ZEM -u i inverzno proporcionalno kvadratu preostalom vremenu leta, što znači da se generiše veće ubrzanje što je susret bliži. Pošto se ZEM posmatra kao buduća tačka susreta, koja se računa na osnovu znanja ili pretpostavki budućeg kretanja mete, PN vođenje se smatra prediktivnim. ZEM je koristan jer se može izračunati mnoštvom metoda uključujući i on-line numeričku integraciju nelinearnih diferencijalnih jednačina projektila i mete. Prethodno izvedene linearnizovane jednačine proporcionalne navigacije se mogu prikazati blok dijagramom kao na slici 4.2. Ulaz sistema je ubrzanje mete, a



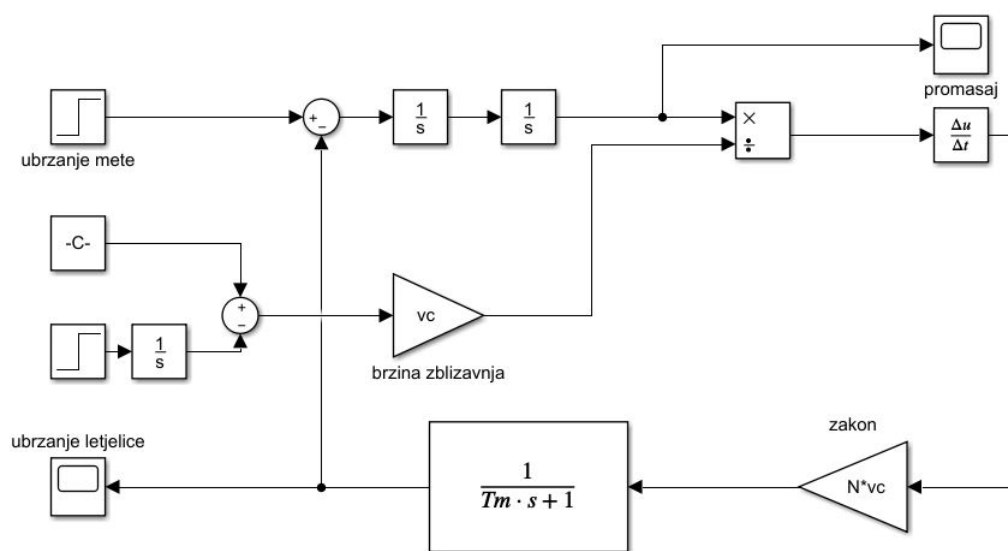
Slika 4.2: Petlja navođenja

u povratnoj sprezi se nalazi upravljački zakon. Pretpostavlja se da je model trekera

idealni diferencijator i sistem za navođenje ne uvodi nikakvo kašnjenje. U stvarnosti, sistem za navođenje se modelira prenosnom funkcijom prvog reda, tj:

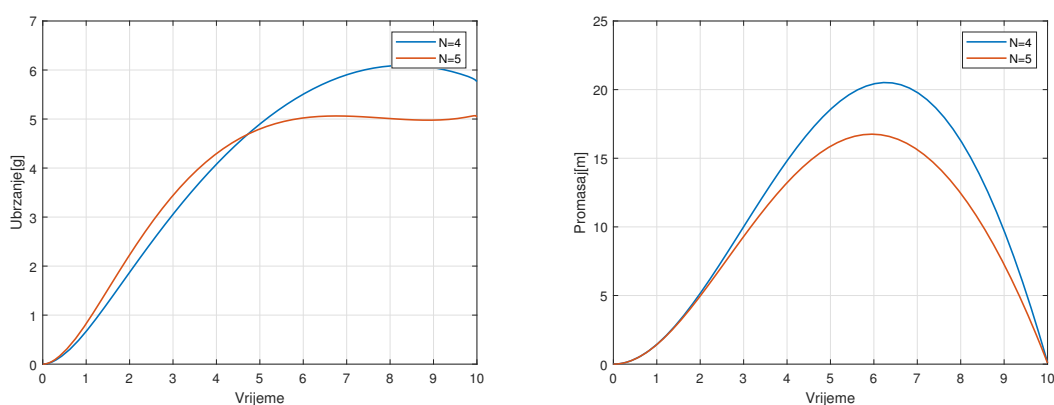
$$\frac{n_L}{n_c} = \frac{1}{1 + sT} \quad (4.57)$$

,gdje je n_L ostvareno ubrzanje projektila, a n_c zahtjevano ubrzanje projektila. Ko-



Slika 4.3: Proporcionalna navigacija u Simulinku

risteći Simulink dijagram sa slike 4.3 izvršene su simulacije za $N = 4$ i $N = 5$ pri ubrzanju mete od $3g$. Ubrzanja projektila su prikazana na grafu 4.4. Vidi se da veći



Slika 4.4: Ubrzanja projektila i promasaj za $N = 4$ i $N = 5$

efektivni navigacijski odnos zahtjeva manje ubrzanje projektila pa su time smanjeni i zahtjevi za performansam projektila, međutim veći efektivni navigacijski odnos daje manji promasaj što se vidi na grafiku za promasaj na slici 4.4. U oba slučaja ostvaren je sudar unutar deset sekundi.

4.7 Adjungovani sistem i petlja navođenja

Direktna simulacija lineariziranih jednačina proporcionalne navigacije se uvijek može koristiti za generisanje upravljačkog signala (tj. normalnog ubrzanja) projektila ali je tehnika nazvana *adjungovana tehnika* historijski bila glavni računarski alat za dizajn i analizu vođenih projektila. Adjungovana tehnika je zasnovana na impulsnom odzivu sistema i koristi se za analizu LTI sistema kao što je petlja navođenja projektila. Koristeći ovu tehniku mogu se dobiti tačne vrijednosti bilo koje veličine u datom trenutku.

Poznato je da je odziv sistema na proizvoljni ulaz potpuno određen impulsnim odzivom sistema, pa tj. vrijedi da je odziv linearnog sistema dat sa:

$$y(t) = \int_0^t u(\tau)h(t, \tau)d\tau \quad (4.58)$$

Fizikalno, impulsni odziv $h(t-\tau)$ predstavlja odziv sistema na impulsnu pobudu koja se primjeni na sistem u trenutku τ . Prema tome određivanje odziva sistema zahtjeva analitičku formu impulsnog odziva. Svaki linearni sistem ima i svoj adjungovani sistem i veza između impulsnog odziva linearnog sistema i njegovog adjungovanog sistema je data sa:

$$h^*(t_f - \tau, t_f - t) = h(t, \tau) \quad (4.59)$$

Ako se uzme da je ulaz sistema Heavysideov impuls, tada je odziv sistema dat sa:

$$y(t) = a \int_0^t h^*(t_f - \tau, t_f - t)d\tau \quad (4.60)$$

,nakon uvođenja smjene $x = t_f - \tau$, dobija se:

$$y(t) = a \int_{t_f-t}^{t_f} h^*(x, t_f - t)dx \quad (4.61)$$

Pošto je veličina od interesa promataj na kraju leta uzima se $t_f = t$, pa prethodna relacija postaje:

$$y(t_f) = a \int_0^{t_f} h^*(x, 0)dx \quad (4.62)$$

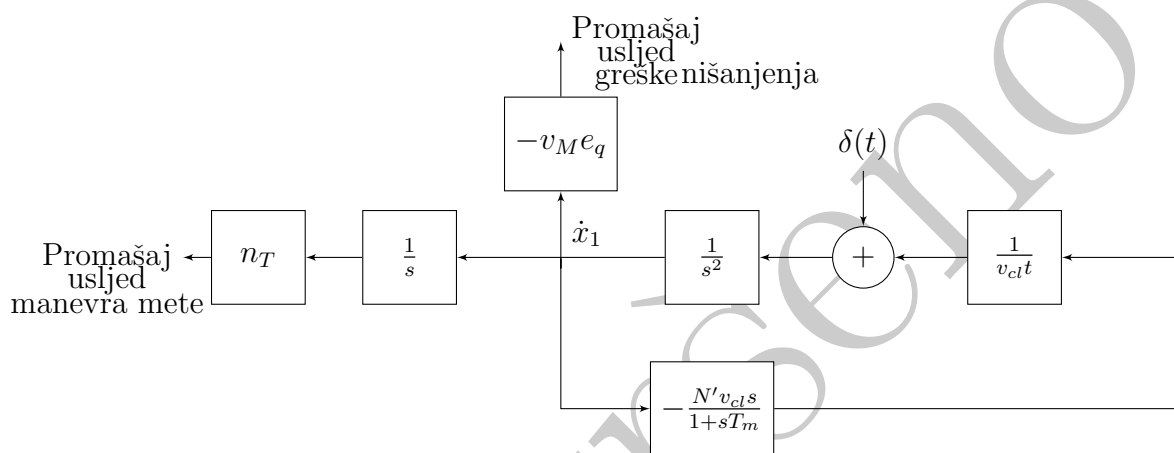
Vidi se da se integracija vrši po posmatranom vremenu i da ne zavisi od trenutka primjene impulsa na adjungovani sistem. Ovo znači da se izlaz u trenutku t_f može dobiti primjenjujući impuls u početnom trenutku, te zatim integrišući ulaz. Konstrukcija adjungovanog modela se vrši prema naredna tri koraka:

1. Pretvoriti sve ulaze sistema u impulse
2. Zamjeniti t sa $t_f - t$ i obratno na mjestima gdje se vrijeme pojavljuje kao

argument

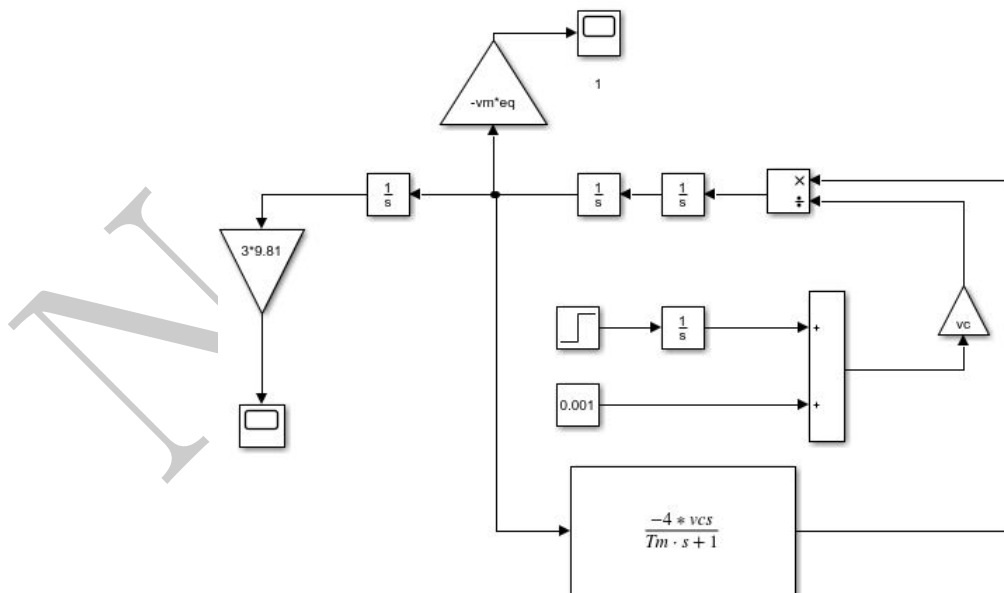
- Promjeniti smjer toka svih signala, mjenjajući sume sa čvorovima i obratno

Koristeći navedena pravila dobija se adjungovana petlja navođenja prikazana na slici 4.5, s tim da je kao smetnja u sistem dodata još i početna greška nišanjenja data sa $v_M e_q$, za $v_M = 610 \frac{m}{s}$ i $e_q = 20 \text{ deg}$. Sada je moguće dobiti promašaj usljed manevra mete i promašaj usljed početne greške nišanjenja sve u jednoj simulaciji! Jedinični impuls se može predstaviti kao početni uslov kod prvog integratora. Na



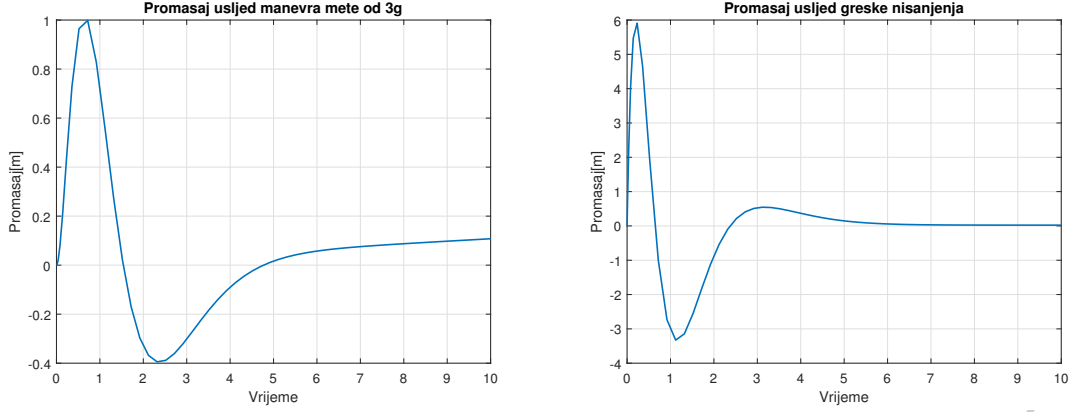
Slika 4.5: Adjungovana petlja navođenja

slici 4.6 je predstavljen Simulink dijagram adjungovanog sistema. Simulacija za



Slika 4.6: Simulink dijagram adjungovanog sistema

date vrijednosti daje promašaj usljed početne greške nišanjenja i promašaj usljed konstantnog manevra mete i oni su prikazani na slici 4.7.



Slika 4.7: Odzivi adjungovanog sistema

4.8 Adjungovani stohastički sistemi

Pored mnoštva informacija koje adjungovani sistem daje pri analizi determinističkih sistema, adjungovana tehnika je dosta korisna pri analizi stohastičkih sistema što je naročito korisno pri analizi petlje navođenja jer su manevri mete u stvarnosti stohastički. Prije nego se prikaže upotreba adjungovane tehnike na petlji navođenja sa stohastičkim ulazima, potrebno je se prisjetiti nekoliko važnih definicija.

Očekivana vrijednost slučajne promjenljive x čija funkcija gustoće vjerovatnoće $p(x)$ je definisana sa:

$$E(x) = \int_{-\infty}^{\infty} xp(x)dx \quad (4.63)$$

Standardna devijacija je data sa:

$$\sigma = \sqrt{E(x^2) - E^2(x)} \quad (4.64)$$

Autokorelaciona funkcija je data sa:

$$\phi_{xx}(t_1, t_2) = E[x(t_1)x(t_2)] \quad (4.65)$$

Autokorelaciona funkcija predstavlja sličnost dvaju identičnih funkcija pri čemu su one smaknute za neki vremenski interval. Fourieova transformacija autokorelacione funkcije se zove *spektralna gustoća snage* i data je sa:

$$\Phi_{xx} = \int_{-\infty}^{\infty} \phi_{xx}(\tau)e^{-j\omega\tau}d\tau \quad (4.66)$$

Kod bijelog šuma spektralna gustoća snage je konstanta tj.

$$\Phi_{xx} = \phi_0 \quad (4.67)$$

Autokorelaciona funkcija bijelog šuma je delta impuls tj.

$$\phi_{xx} = \Phi_0 \delta(t) \quad (4.68)$$

Ovo znači da je bijeli šum samo u jednoj tački identičan samom sebi. Kod stohastičkih sistema, izlaz je opisan očekivanom vrijednosću kvadrata izlaza. Prema tome, ako su ulazi tipa bijelog šuma tada vrijedi:

$$y^2(t) = \int_{-\infty}^t x(\tau_1)h(t, \tau_1)d\tau_1 \int_{-\infty}^t x(\tau_2)h(t, \tau_2)d\tau_2 \quad (4.69)$$

Ako je $x(t)$ slučajna promjenljiva, može se naći i očekvana vrijednost kvadrata izlaza:

$$E[y^2(t)] = \int_{-\infty}^t \int_{-\infty}^t h(t, \tau_1)h(t, \tau_2)E[x(\tau_1)x(\tau_2)]d\tau_1 d\tau_2 \quad (4.70)$$

Ako je ulaz $x(t)$ tipa bijelog šuma spektralne gustoće snage Φ , tada se prethodni dvojni integral može pojednostaviti zbog impulsne prirode autokorelacione funkcije bijelog šuma, pa vrijedi:

$$E[y^2(t)] = \Phi \int_{-\infty}^t h^2(t, \tau)d\tau \quad (4.71)$$

Sada se prisjetimo da je impulsni odziv adjungovanog sistema $h^*(t_f - \tau, t_f - t) = h(t, \tau)$ i nakon uvođenja smjene $x = t_f - \tau$, dobija se:

$$E[y^2(t)] = \Phi \int_{t_f-t}^{t_f} [h^*(x, t_f - t)]^2 dx \quad (4.72)$$

Pošto je u interesu promašaj na kraju leta, to je:

$$E[y^2(t_f)] = \Phi \int_0^{t_f} [h^*(x, 0)]^2 dx \quad (4.73)$$

Sada se vidi da se očekivana vrijednost kvadrata izlaza može dobiti tako što se kvadrira i integrira izlaz stohastičkog sistema i to sve u toku samo jedne simulacije. Prednost adjungovane metode postaje veća kada se uzme u obzir da na stohastički sistem može djelovati više slučajnih ulaza. Kod adjungovane metode, ulazi postaju izlazi pa se superpozicijom pri samo jednoj simulaciji može dobiti tačna statistička analiza stohastičkog sistema i analiza utjecaja svakog ulaza (tipa bijelog šuma) na performanse sistema.

Sada pretpostavimo da meta izvodi manevar konstantnog normalnog ubrzanja i da ga počinje izvoditi u trenutku T koji je dat uniformnom raspodjelom i to tako da

vrijedi:

$$p(t) = \begin{cases} \frac{1}{t_f}, & za 0 \leq t \leq t_f \\ 0 & za t \geq T \end{cases} \quad (4.74)$$

Prema tome ulaz u petlju vođenja je dat sa:

$$x(t) = n_T u(t - T) \quad (4.75)$$

Ovo znači da je vjerovatnoća pojave manevra jednako vjerovatno u toku cijelog leta. Prema tome, autokorelaciona funkcija ulaza u petlju vođenja je:

$$\phi_{xx}(t_1, t_2) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t_1)x(t_2)p(T)dT \quad (4.76)$$

pa se dobija:

$$\phi_{xx}(t_1, t_2) = \int_0^{t_f} n_T(t_1 - T)n_T(t_2 - T)\frac{dT}{t_f} \quad (4.77)$$

Ako se pretpostavi da je $0 < t_1 < t_2 < t_f$, dobija se autokorelacione funkcija ulaza:

$$\phi_{xx}(t_1, t_2) = \frac{n_T^2}{t_f} \int_0^{t_1} t_1 dT \quad (4.78)$$

Autokorelaciona funkcija sistema sa impulsnim odzivom $h(t)$ koji je vođen bijelim šumom se može izraziti kao:

$$\phi_{yy}(t_1, t_2) = \int_{-\infty}^{t_1} h(t_1 - \tau) \int_{-\infty}^{t_2} h(t_2 - \tau) \phi_{uu}(\tau_1, \tau_2) d\tau_1 d\tau_2 \quad (4.79)$$

Gdje je $\phi_{uu}(t_1, t_2) = \Phi_u \delta(\tau_1 - \tau_2)$, autokorelaciona funkcija bijelog šuma i Φ_u je spektralna gustoće snage i pretpostavlja se da je ona konstantna za cijelo vrijeme leta tj. da vrijedi:

$$\Phi_u(t) = \begin{cases} \Phi_u, & 0 \leq t \leq t_f \\ 0, & \text{inače} \end{cases} \quad (4.80)$$

Pa se dobija:

$$\phi_{yy}(t_1, t_2) = \Phi_u \int_0^{t_1} h(t_1 - \tau)h(t_2 - \tau)d\tau \quad (4.81)$$

Sada poredeći prethodnu jednačinu sa 4.78 zaključuje se da su dvije autokorelacione funkcije iste ako je:

$$\Phi_u = \frac{n_T^2}{t_f} \quad (4.82)$$

$$h(t) = 1 \quad (4.83)$$

Sada se vidi da je manevar konstante amplitude n_T , kod koga je vrijeme početka djelovanja uniformno raspoređeno u toku vremena leta t_f ima istu autokorelacionu funkciju kao i linearni sistem sa prenosnom funkcijom $H(s) = \frac{1}{s}$ na koji djeluje bijeli šum spektralne gustoće snage dat sa:

$$\Phi_u(t) = \begin{cases} \Phi_u, & 0 \leq t \leq t_f \\ 0, & \text{inače} \end{cases}$$

Sada će se prikazati primjena adjungovane tehnike na sthastički sistem. Važe ista pravila za kreiranje adjungovanog sistema kao i ranije sa jednim dodatnim pravilom da se svi stohastički ulazi se moraju modelirati kao bijeli šum koji na kraju postaju izlazi adjungovanog sistema.

Neodovršen

Bibliografija

- Shneydor, N.A. (1998.). *Missile Guidance and Pursuit: Kinematics, Dynamics and Control*. 1. Elsevier Science.
- Siouris, George M. (2004.). *Missile Guidance and Control Systems*. Springer-Verlag New York.
- Yanushevsky, R. (2007.). *Modern Missile Guidance*. Taylor & Francis.
- Zarchan, P. (2007.). *Tactical and Strategic Missile Guidance*. AIAA Tactical Missile Series v. 219. American Institute of Aeronautics i Astronautics.
- Drela, M. (2014.). *Flight Vehicle Aerodynamics*. FLIGHT VEHICLE AERODYNAMICS. MIT Press.