

## Planetarni prenosnik u turbulentnom prigušenju

Dr Katica ( Stevanović ) Hedrih, dipl.inž.<sup>1)</sup>  
Rade Knežević, dipl.inž.<sup>2)</sup>  
Stanoje Cvetković, dipl.inž.<sup>2)</sup>

Izučavan je planetarni prenosnik kao nelinearni dinamički sistem u turbulentnom prigušenju. Postavljen je dinamički model gde su poremećaji rada, izrade i montaže elemenata sistema predstavljeni posebnim rasporedom "poremećajnih" masa a turbulentno prigušenje je uzeto srazmerno drugom stepenu ugaone brzine obrtanja zupčanika. Određeni su potencijalna i kinetička energija i diferencijalne jednačine kretanja prenosnika. Urađena je numerička simulacija za realni planetarni prenosnik i dobijeni su grafici zavisnosti potencijalne energije od generalisanih koordinata, linije konstantne energije kao i integralne krive u faznoj ravni. Data je analiza karaktera preseka faznih trajektorija i krivih konstantne energije.

*Ključne reči:* Planetarni prenosnik, turbulentno prigušenje, poremećaj, integralne krive, singularne tačke.

### Uvod

**O**TKRIĆE neregularnog oscilatornog kretanja determinisanih dinamičkih sistema različite prirode (fizičkih, mehaničkih, tehničkih, hemijskih itd.) postalo je jedno od najvećih naučnih dostignuća poslednjih godina.

Postojanje i priznanje činjenice da je u realnim prostim sistemima bez očiglednih slučajnih uzročnika moguće složeno nepredvideno kretanje je, pre svega, uspeh teorije oscilacija.

Matematički modeli imaju u teoriji oscilacija dvostruku ulogu: idealno da opišu realni dinamički sistem i matematičkim modelom da prikažu različite oscilatorne pojave

(harmonijske oscilacije, pojačane i prigušene oscilacije, sopstvene oscilacije, rezonansu, parametrijske pobudne oscilacije, stohastičke i haotične oscilacije, različite talasne pojave i mnoge druge).

Početkom ovoga veka u matematici se znalo da determinisani dinamički sistemi imaju neregularna rešenja. Poencare ukazuje na mogućnost pojave haotičnog rešenja. Još tada su Birkroff, Van der Pol i Van der Mark pisali o "neregularnom šumu" u eksperimentu sa električnim oscilatorom.

Novo u stohastičkoj i haotičnoj dinamici sistema je težnja da se otkriju unutrašnja svojstva koja nagoveštavaju da je osnovana prognoza određenih svojstava sistema sa neuređenim ponašanjem (šumom). Verovatno, najveća očekivanja su u izučavanju turbulentnosti fluida, termohidrodinamičkih sistema i termohemijskih sistema [1]. Turbulentnost je jedno od malobrojnih nerešenih pitanja klasične fizike. Nedavna otkrića determinisanih sistema, koji ostvaruju haotične oscilacije, dovela su do optimizma u rešavanju svojstava fenomena turbulentnosti.

U univerzitetskoj literaturi o planetarnim prenosnicima se, uglavnom, nalaze saznanja o njihovoj kinematici [2] ili

o njihovim linearnim oscilacijama. O nelinearnim fenomenima se piše fenomenološki bez pratećih matematičkih zasnivanja tih, najčešće eksperimentom saznatih, fenomena. Autori ovog rada su [3, 5, 6, 7, 8] izučavali dinamičku stabilnost planetarnih prenosnika.

Napravljen je dinamički model planetarnog prenosnika sa turbulentnim prigušenjem srazmerno drugom stepenu ugaone brzine obrtanja zupčanika i uzeti su u obzir poremećajni faktori. Napisana je diferencijalna jednačina kretanja i grafički su prikazane integralne krive i krive energije za različite parametre sistema.

### Izvori i uzroci nelinearnih oscilacija planetarnih prenosnika

Nelinearni efekti rada mehaničkih sistema planetarnih prenosnika mogu se pojaviti na mnogo različitih načina. Nelinearni efekti se javljaju kao posledica postojanja:

- nelinearnih elemenata ili opružnih elemenata,
- nelinearnog prigušenja,
- mrtvog hoda, zazora ili bilinearnih opruga i
- nelinearnih graničnih uslova.

Nelinearni elastični efekti prisutni su i kroz karakteristike zupčanika ili kao geometrijski efekti velikih deformacija elemenata.

Ako na sistem deluju periodične sile, tada se u klasičnoj teoriji linearnih sistema pretpostavlja da će i odziv biti periodičan.

Postoje i druga periodična rešenja kao što su, npr. subharmonična i superharmonična oscilovanja.

Ako prinudna sila ima oblik  $A_0 \cos \Omega t$ , tada subharmonici mogu imati oblik  $x_0 \cos(\frac{\Omega t}{n} + \varphi)$  plus veći harmonik ( $n$ - ceo broj). Subharmonici imaju važnu ulogu u prethaotičnim oscilacijama.

<sup>1)</sup> Mašinski fakultet, 18000 Niš, Beogradska 14

<sup>2)</sup> Viša tehnička tehnološka škola, 17500 Vranje, F. Filipovića 20

Samopobudne oscilacije su druga važna grupa nelinearnih pojava. To su oscilatorna kretanja, koja nastaju u sistemu bez dejstva periodičnih spoljnih poremećaja. Izvori ovakvih oscilacija su suvo trenje između masa koje se kreću. Drugi primer je velika grupa aeroelastičnih oscilacija (primeri iz elektrotehnike i sl.).

U svim ovim primerima u sistemu su prisutni stacionarni izvor energije i izvor disipacije ili nelinearni prigušni mehanizam.

Ideje savremene nelinearne dinamike često su iskazane geometrijskom formom ili u obliku slika. Tako, kretanje sistema sa periodičnim kretanjem može se predstaviti u faznoj ravni  $(x, \dot{x})$ , [9]. Na takvim graficima vreme je implicitno predstavljeno i evolucijom vremena kretanje se odvija u određenom pravcu po faznoj trajektoriji.

### Osnovi hidrodinamičke teorije o podmazivanju primenjeni na planetarne prenosnike

Poznato je da se mašinski delovi vremenom habaju. Na savlađivanje trenja troši se energija, a da bi se utrošak energije smanjio, ubacuje se između pokretnih delova tanki sloj ulja. Ovim se trenje između čvrstih površina zamenjuje trenjem delića viskozne tečnosti.

Pri relativnom kretanju, sila trenja ne zavisi od površina koje se taru, nego od viskoznosti tečnosti kojom su delovi podmazani i od relativne brzine kretanja kvašene površine. Dodirom se tečnost lepi za površinu i zato učestvuje u kretanju, pa se problem svodi na proučavanje strujanja viskozne tečnosti.

Na ovom mestu će se proučiti najprostiji slučaj koji se odnosi na trenje ravnih površina, ali se teorija o podmazivanju može proširiti i na mnoge krive površine, pa i na zupčanike u zahvatu, kod planetarnih prenosnika.

Prema [10] dobijen je obrazac za protok:

$$Q = \frac{h}{12\eta} (6\eta V_0 + kh^2) \quad (1)$$

gde je:  $\eta$  - dinamička viskoznost,  $h$  - rastojanje između površina,  $V_0$  - konstantna brzina, a  $k = -\frac{dR}{dx} = \text{const}$

Odavde se dobija da je  $R = R_0 - kx$  ( $R_0$  - integraciona konstanta). Ako ploče - površine, između kojih tečnost struji, imaju konačne dužine u pravcu ose  $x$ , na kraju površine ( $x=0$ ,  $x=1$ ) pritisak mora biti jednak atmosferskom pritisku. Lako se uviđa da je ovaj uslov zadovoljen kada je  $k=0$ , tj. kada pritisak ostaje konstantan u tečnosti. Ovaj rezultat očigledno ne odgovara stvarnosti jer se pri podmazivanju prenose jake spoljašnje sile preko tečnosti. Zato pritisak mora da raste od  $p_0$ , pravcem od  $x=0$ , sve do neke maksimalne vrednosti, a zatim se vraća na  $p_0$  u  $x=1$ . Uslov da  $dP/dx = \text{const}$  isključuje takve promene pa se mora pretpostaviti da se gradijent pritiska menja. Ali u tom slučaju, iz jednačine (1) proizilazi da rastojanje  $h$  između ravnih mora biti promenljivo jer, inače, protok ne bi mogao ostati konstantan.

Odnos  $\frac{\eta}{\rho}$  zove se kinematička viskoznost ( $\rho$  - gustina).

Koeficijent dinamičke viskoznosti odgovara međumolekularnoj promeni količine kretanja. U [10] je dat koeficijent turbulentne viskoznosti -  $b$ , koji se vezuje za makroprenos količina kretanja konačnih masa iz sloja u sloj kao posledica mešanja strujnica. Eksperimentima je pokazano, da se koeficijent turbulentne viskoznosti ne može smatrati konstantnim za datu tečnost ili turbulenciju,

jer se menja duž preseka.

Turbulentno kretanje se ne javlja samo u cevima, već ga ima i u okolini ma kakve čvrste površine preko koje fluid struji pa čak, i tamo gde nema čvrstih površina, ali gde se mešaju slojevi fluida nejednakih brzina.

Reynolds se bavio problemima kretanja viskozne tečnosti u sloju promenljive debljine i zaključio da je ukupni višak pritiska nad atmosferskim na dužini  $l$  jednak:

$$R = \int_0^l (p - p_0) dx \quad (2)$$

Posle integraljenja se javlja:

$$R = \frac{6\eta l^2 V_0}{h_2^2 (m-1)^2} (\ln m - 2 \frac{m-1}{m+1}) \quad (3)$$

gde je  $m = h_1/h_2$ ,  $h_{1,2}$  - debljina sloja tečnosti za  $x=0$  i  $x=1$ .

Da bi se izračunao otpor trenja  $F_T$  pokretne površine treba da se primijeni Njutnov zakon (o unutrašnjem trenju) i tada se dobija:

$$F_T = \int_0^l \eta \frac{dV}{dy} dx; \quad \text{za } y/h \quad (4)$$

ili, u drugačijem obliku:

$$F_T = \frac{2\eta l V_0}{h_2 (m-1)} (2 \ln m - 3 \frac{m-1}{m+1}) \quad (5)$$

U toku sprežanja bokovi zubaca spregnutih zupčanika prenose opterećenje uz međusobno relativno kretanje praćeno klizanjem površine i kotrljanjem. Radi smanjenja sila trenja (koje se pri tome javljaju), kao i radi povoljnije raspodele površinskog pritiska između bokova u sprezi, vrši se podmazivanje.

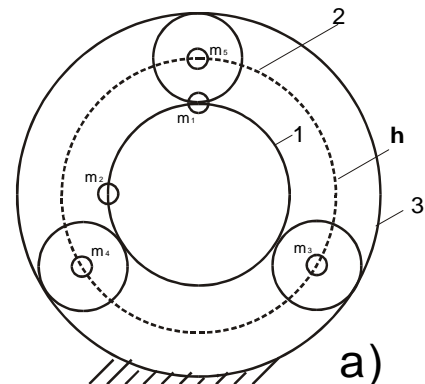
Na osnovu ove analize može se zaključiti da zbog turbulentnih efekata u sloju ulja za podmazivanje površina u dodiru zubaca zupčanika taj efekat može da obuhvati turbulentno prigušenje koje se izražava kvadratom ugaonih brzina i određenim koeficijentom turbulentnosti.

### Diferencijalna jednačina kretanja planetarnog prenosnika

Za pojednostavljeni dinamički model planetarnog prenosnika (sl.1)

$$E_p = m_1 g r_1 (1 + \cos \varphi_1) + m_2 g r_1 (1 + \sin \varphi_1) + (m_3 + m_4) g r_h (1 - \cos \varphi_h) + m_5 g r_h (1 + \cos \varphi_h) \quad (6)$$

Kinetička energija usvojenog modela (sl.1) je:



Slika1. Planetarni prenosnik

1- sunčev zupčanik, 2- satelit, 3- epicykl, h- nosač satelita i  $m_i$ - poremećaji koji su posledica dinamičkog rada prenosnika potencijalna energija je [8 i 1]

$$E_k = \frac{1}{2} [I_1 \dot{\varphi}_1^2 + (m_1 + m_2) r_1^2 \dot{\varphi}_1^2 + 3M_2 r_h^2 \dot{\varphi}_h^2 + (m_3 + m_4 + m_5) r_h^2 \dot{\varphi}_h^2 + 3I_2 \dot{\varphi}_2^2] \quad (7)$$

gde su:  $I_1, I_2$  - momenti inercije mase sunčevog zupčanika i satelita,  $r_1, r_h$  - osnovni poluprečnici sunčevog zupčanika i nosača satelita,  $\dot{\varphi}_1, \dot{\varphi}_2, \dot{\varphi}_h$  - ugaone brzine sunčevog zupčanika, satelita i nosača satelita.

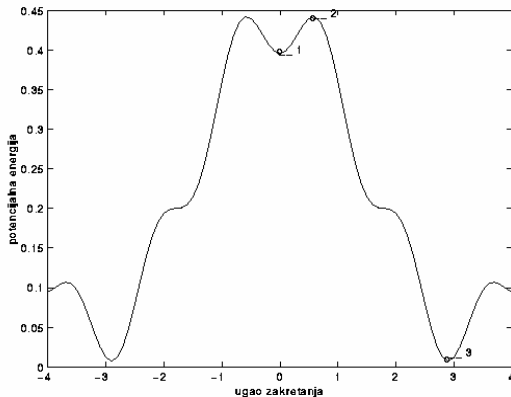
Može se izvršiti zamena:

$$\varphi_2 = i_{21}^h \varphi_1 + i_{2h}^1 \varphi_h$$

gde su  $i_{jk}$  - prenosni odnosi.

Prenosni odnosi sprege zupčanika izučavanog reduktora su 4,42 pa se može izvršiti još i zamena, tako da je  $\varphi_h = 4,42\varphi_1$ . Posle ove dve zamene dobija se izraz za kinetičku energiju:

$$E_k = \frac{1}{2} [I_1 + (m_1 + m_2) r_1^2 + 3M_2 r_h^2 + (m_3 + m_4 + m_5) r_h^2 + 3I_2 \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2 + 58,6I_2 \left(\frac{r_h}{r_2}\right)^2 + 6I_2 \frac{r_1 r_h}{r_2^2}] \varphi_1^2 \quad (8)$$



Slika2. Potencijalna energija u funkciji generalisanih koordinata

Sila turbulentnog prigušenja usled razbrizgavanja ulja uzeta je srazmerno drugom stepenu ugaone brzine sunčevog zupčanika:

$$F_b = b \dot{\varphi}_1^2 \quad (9)$$

Osnovni parametri ovog planetarnog prenosnika su:  $r_1=4,0375\text{cm}$ ,  $r_2=4,675\text{cm}$ ,  $r_h=8,7125\text{cm}$ ,  $M_2=4,246\text{kg}$ ,  $I_1=0,2728\text{Ncm}^2$ ,  $I_2=0,46398\text{Ncm}^2$ ,  $I_3=17,9\text{Ncm}^2$ ,  $m_1=0,5\text{kg}$ ,  $m_3=0,03\text{kg}$ ,  $m_4=0,02\text{kg}$ .

Za ove parametre potencijalna energija sistema je:

$$E_p = 0,198(1 + \cos \varphi_1) + 0,04273[1 - \cos(4,42\varphi_1)] \quad (10)$$

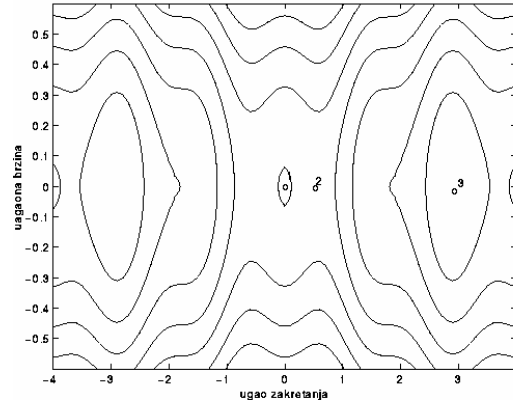
Grafički prikaz potencijalne energije je dat na sl.2

Na sl.3 prikazane su linije konstantne energije za proučavani prenosnik. Tačke 1,2,3 na sl.2 odgovaraju tačkama 1,2,3 na sl.3 i zovu se specifični atraktori. Diferencijalna jednačina kretanja sistema biće:

$$K \ddot{\varphi}_1 + b \dot{\varphi}_1 + 0,2 \sin 4,42\varphi_1 - 0,198 \sin \varphi_1 = 0 \quad (11)$$

gde je:

$$K = \frac{1}{2} [I_1 + m_1 r_1^2 + 3M_2 r_h^2 + (m_3 + m_4) r_h^2 + 3I_2 \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2 + 58,6I_2 \left(\frac{r_h}{r_2}\right)^2 + 6I_2 \frac{r_1 r_h}{r_2^2}] \varphi_1^2$$



Slika3. Familija krivih konstantne energije

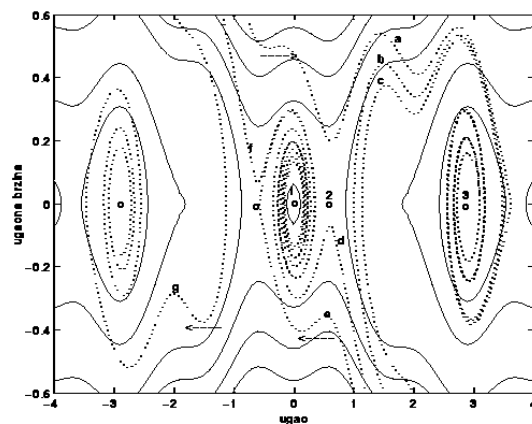
### Fazni prostor i fazne trajektorije

Fazni prostor je matematički prostor sa sistemom ortogonalnih faznih koordinata pomoću kojih se predstavlja dinamičko stanje sistema. Na primer, dinamičko stanje čestice sa jednim stepenom slobode određeno je generalisanim koordinatama(x) i brzinom (V), fazni prostor se degeneriše u ravan. Čestice koje imaju tri stepena slobode kretanja imaju šestodimenzionalni fazni prostor sa tri koordinate i tri brzine [11].

Diferencijalna jednačina kretanja izučavanog planetarnog prenosnika je (11). Uvođenjem promenljive ugaone brzine,  $\omega = \frac{d\varphi}{dt}$  jednačina drugog reda zamenjuje se sistemom od dve jednačine prvog reda:

$$\begin{aligned} \frac{d\omega}{dt} &= -0,2 \sin 4,42\varphi_1 + 0,198 \sin \varphi_1 - b\omega|\omega| \\ \frac{d\varphi}{dt} &= \omega \end{aligned} \quad (12)$$

Za sistem (12) metodom Runge-Kutta dobijene su integralne krive (sl.4).



**Slika4.** Fazni portret mogućeg dinamičkog stanja planetarnog prenosnika i portreti konstantne energije

Isprekidanim linijama (sl.4) prikazane su integralne krive, a punim linijama su izvučene linije konstantne energije. Trajektorije ovog sistema se spiralno ponašaju idući (prema strelicama) ka fokalnoj tački 1,3 itd. Svako područje je skupu početnih uslova  $(\omega_0, \varphi_0)$  trajektorije  $(\omega, \varphi)$  koje mogu da konvergiraju u specifični atraktor-fokusnu tačku. Separatrisne trajektorije se seku u singularnoj tački sedla 2.

S obzirom da fazne trajektorije seku linije konstantne energije, treba odrediti kakav je to presek [9]. Neka je  $\vec{N}$  ort normalne linije energije u pravcu porasta skalara  $E$  (totalna energija) i neka gradi sa koordinantnim osama uglove  $\alpha$  i  $\beta$ , čiji su kosinusi smera:

$$\begin{aligned} \cos \alpha &= \frac{\partial E}{A \partial \varphi} \\ \cos \beta &= \frac{\partial E}{A \partial \dot{\varphi}} \end{aligned} \quad (13)$$

gde je:

$$A = \sqrt{\left(\frac{\partial E}{\partial \varphi}\right)^2 + \left(\frac{\partial E}{\partial \dot{\varphi}}\right)^2} \quad (14)$$

Fazna brzina određuje smer fazne trajektorije i njene koordinate su:

$$\begin{aligned} G_\varphi &= \dot{\varphi} = \omega \\ G &= \dot{\omega} = \frac{d\omega}{dt} \end{aligned} \quad (15)$$

Izvod totalne enegrije po vremenu je:

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dt} &= \frac{\partial E}{\partial \varphi} \frac{d\varphi}{dt} + \frac{\partial E}{\partial \dot{\varphi}} \frac{d\dot{\varphi}}{dt} = \\ A(G_\varphi \cos \alpha + G \cos \beta) &= AG_N \end{aligned} \quad (16)$$

gde je  $G_N$  projekcija fazne brzine na pravac normale  $\vec{N}$  linije energije.

Za nekonzervativan sistem je:

$$\frac{d}{dt}(E_k + E_p) = \frac{d}{dt} E(\varphi, \omega) = -2\phi \quad (17)$$

gde je  $\phi$  - funkcija rasipanja ili mera opadanja (degradacije) energije.

S obzirom na (16 i 17) može da se napiše:

$$\frac{dE}{dt} = -2\phi = G_N A \quad (18)$$

tj. projekcija fazne brzine na pravac normale na liniju energije je:

$$G_N = -\frac{2\phi}{A} \quad (19)$$

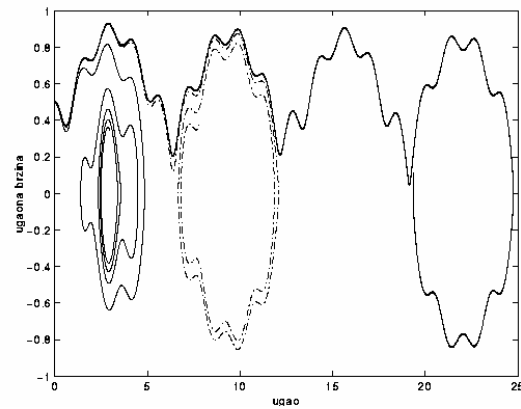
Za izučavani dinamički model je:

$$G_n = -\frac{2bK\omega_1}{\sqrt{(0.2 \sin 4.42\varphi_1 - 0.16 \sin \varphi_1)^2 + 4K^2\omega_1^2}} \quad (20)$$

Na sl.4 prikazane su integralne krive sa prigušenjem srazmerno drugom stepenu ugaone brzine, kako seku linije energije spolja-unutra prema strelicama. Fazne trajektorije modela planetarnog prenosnika bez prigušenja predstavljaju

samo linije konstantne energije izučavanog modela planetarnog prenosnika sa turbulentnim prigušenjem, dok fazne trajektorije imaju drugi oblik.

Na sl.5 prikazane su integralne krive fazne trajektorije za različite koeficijente turbulentnog prigušenja.

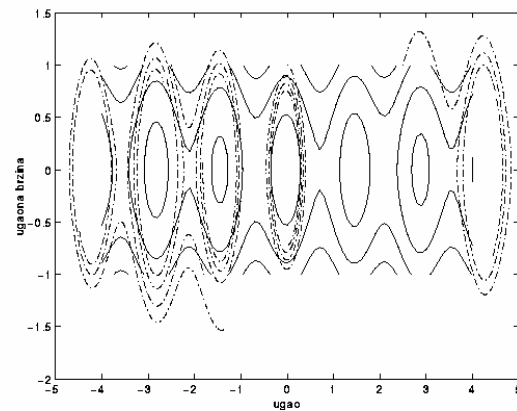


**Slika 5.** Fazne trajektorije za izabrane početne uslove

Tankom linijom izvučena je integralna kriva sa najvećim koeficijentom prigušenja, isprekidanom linijom kriva sa pet puta manjim koeficijentom, a debelom linijom sa još pet puta manjim koeficijentom prigušenja.

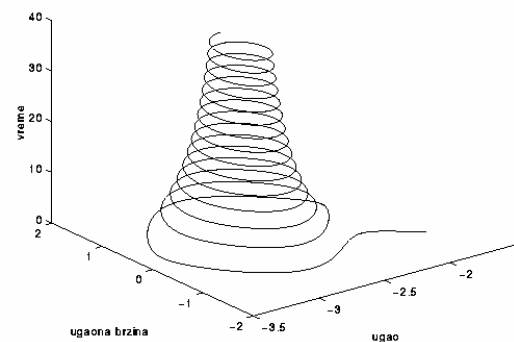
Slike od 6 do 10 urađene su za sledeće parametre sistema:  $m_1=0,5\text{kg}$ ,  $m_2=0,4\text{kg}$ ,  $m_3=0,3\text{kg}$ ,  $m_4=0,2\text{kg}$ ,  $m_5=0,1\text{kg}$ ,  $b=0,1$ .

Na sl.6 su date suintegralne krive fazne trajektorije za početne uslove  $\omega_0 \neq 0$  i  $\varphi$  koje može biti jednako ili različito od nule.

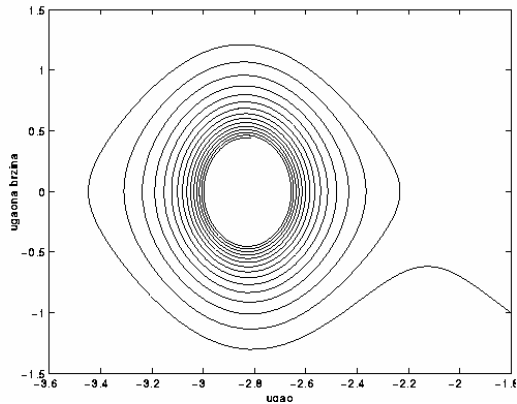


**Slika 6.** Fazni portret

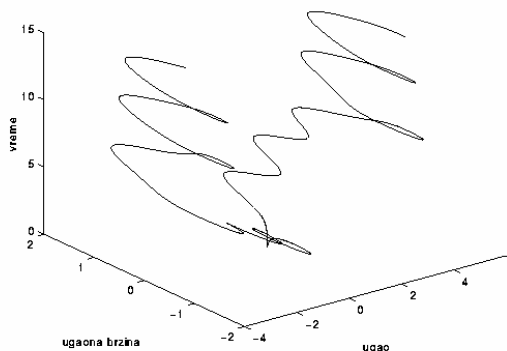
Na slikama 7 i 9 prikazane su integralne krive u 3D prostoru za različite početne uslove.



Slika 7. Fazna trajektorija za zadate početne uslove

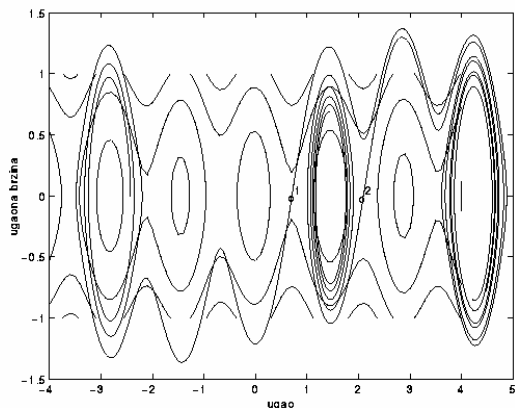


Slika 8. Fazna trajektorija u ravni za zadate početne uslove



Slika 9. Fazne trajektorije za zadate početne uslove

Na sl.10 prikazane su integralne krive za početne uslove  $\omega_0 = 0$  i  $\varphi$  - različito od nule.



Slika 10. Fazni portret

Iz prikazanih grafika očito je, ako je prenosniku data početna brzina  $\omega_0$ , sistem će oscilovati oko položaja  $\varphi = 0$  težeći tom položaju ravnoteže. Ako je  $\omega_0$  dovoljno veliko, prenosnik će načiniti jedan ili više obrtaja pre nego što počne da osciluje oko stabilnog položaja ravnoteže ( sl.4 krive a,b,c ... i sl.6). Na tim dijagramima reprezentativna tačka se pri tome kreće iz tačke  $(\varphi_i, \omega_0)$  i spušta se do jednog od singulariteta, zavisno od veličine  $\omega_0$ , oko kog

obilazi i približava se.

Na slikama 7 i 9 je očigledna razlika u ponašanju integralnih krivih u funkciji vremena. Na Sl.7. je integralna kriva sa određenim početnim uslovima gde je  $\omega_0$  različito od nule. Na slici 8 je ista integralna kriva u faznoj ravni, i ona se spiralno približava jednom od stabilnih položaja ravnoteže, dok je na sl.9 je integralna kriva za  $\omega_0=0$  koja sadrži sedlo i ona se grana u dva pravca. To je separatriska ili razdvojna fazna trajektorija, koja je i homoklinička, jer prolazi kroz nestabilnu homokliničku tačku tipa sedlo.

### Zaključak

Fazni prostor kod ovog sistema nije očuvan što se dobro vidi sa slikama 4,6 i 10. Sistem je disipativan, jer se trajektorije spiralno spuštaju u određeni singularitet. Vrlo lako se može naći opseg početne brzine  $\omega_0$  u kome će se odgovarajuće integralne krive spuštati u određeni singularitet.

Integralne krive, koje sadrže sedlo, razdvajaju krive raznih oblika (sl. 9 i sl. 10), tj.razdvajaju krive koje teže jednom od singulariteta od krivih koje teže drugom singularitetu.

Projekcije faznih brzina na pravce normala su negativne, što znači da fazne trajektorije seku linije energije spolja-unutra, tj. energije sistema sa vremenom asimptotski teže ravnotežnom položaju.

Promenom koeficijenta turbulentnog prigušenja, menja se i karakter integralnih krivih, tako da pri smanjenju prigušenja sistem načini više obrtaja pre nego što počne da osciluje oko stabilnog položaja ravnoteže.

### Literatura

- [1] MUN, F. *Haotički ekolebanija*. Mir, Moskva 1990., p. 305 (prevod sa engleskog).
- [2] ARJAPETOV, N.D., GENKIN, D.M. *Dinamika planetarnih mehanizmov*. Nauka, Moskva 1980., p.255.
- [3] HEDRIH(STEVANOVIĆ),K.,KNEŽEVIĆ,R., *Prilog izučavanju dinamike planetarnih prenosnika*, Naučnotehnički pregled, vol.XLVIII, n. 6, 1998, p.26-32.
- [4] HEDRIH(STEVANOVIĆ),K.,KNEŽEVIĆ,R., *Analiza stabilnosti planetarnog prenosnika*. Naučnotehnički pregled, 1999, br. 2, p.29-36.
- [5] HEDRIH (STEVANOVIĆ),K., KNEŽEVIĆ,R., *Planetarni prenosnik kao višemaseni nasledni sistem*. Zbornik radova 25.JUPITER konferencija, februar 1999.godine, Beograd, SRJ.
- [6] HEDRIH K., CVETKOVIĆ K., KNEŽEVIĆ R. *The valuation of sensitivity of planetary transmlter*. Facta Universitetis, Series Engineerting, 1999,pp.
- [7] BERND, K., Zum Ubertragungsverhalten von Stand-und Umlaufdragertrieben."VDI-Zeitschrift,1979,vol.121,no22,1119-1128,VIII.
- [8] HEDRIH (STEVANOVIĆ), K. *Izabrana poglavlja iz teorije nelinearnih oscilacija*. Univerzitet u Nišu, Niš 1975., p.180.
- [9] VORONJEC, K., OBRADOVIĆ, N., *Mehanika fluida*. Građevinska knjiga, Beograd, 1970, p.335.
- [10] BAKER,G.L., GOLLUB, , *Chaotic dynamics*, New York, 1990, p.182.