

ASTRONOMI V KMICI



dvajsetič

KAZALO

ASTRONOMI V KMICI ŽE DVAJSETIČ.....	3
NOBELOVA NAGRADA ZA DETEKCIJO GRAVITACIJSKIH VALOV	4
POSPEŠEK PRI GIBANJU KOMETA OKROG SONCA.....	9
OSNOVNA EKVATORIALNA SONČNA URA V IZOBRAŽEVANJU.....	13
PERUN ALI GROMOVNIK.....	19
MODRE PULZIRAJOČE ZVEZDE	21
OGENJ V BREZTEŽNOSTNEM PROSTORU.....	22
ATMOSFERA	24
ENAČBA SENCE RAVNE PALICE V TREH RAVNINAH.....	28
CHAPMANOVA TEORIJA IONOSFERSKEGA SLOJA IN MODEL ŠIRJENJA VLF VALOVANJA.....	30
OPAZOVANJE KOMETA	35
GRAVITACIJSKI VALOVI: NOVA DOBA V ASTRONOMIJI¹	37
STARI OBSERVATORIJ V TARTU	44
GOSTOTA PLANETOV	47
XXIV. SANKTPETERBURŠKA ASTRONOMSKA OLIMPIJADA	51
FOTOGRAFSKI UTRINKI IZ 21. ASTRONOMSKEGA TABORA KMICA	54

ASTRONOMI V KMICI ŽE DVAJSETIČ

Jubilejna številka publikacije »Astronomi v Kmici« potrjuje, da smo se pred dvajsetimi leti odločili prav. Sprva je bil to bilten ob bok astronomskega taboru s spremljajočimi predavanji in delavnicami, ki pa je z leti pridobil na obsegu, še pomembneje pa na kakovosti in strokovnosti prispevkov. Eminenten je tudi krog sodelavcev, ki v reviji objavljajo. Ponosni smo, da so vsi že vrsto let zraven in so ves ta čas z revijo tudi sami strokovno rasli in napredovali. V kolikor smo ustvarili prostor in priložnost, ki sta jim pri tem vsaj malo pomagala, smo še toliko bolj veseli in zadovoljni.

Astronomi v Kmici od samega začetka zasledujejo vsaj dva cilja. Eden je zainteresirani javnosti predstaviti zanimive astronomske in astrofizikalne vsebine na dovolj poljuden način, da je razumljivo tudi nestrokovnjakom in zainteresirano šolajoči se mladini. Po drugi strani pa dajemo možnost strokovne predstavitve najmlajšim udeležencem Astronomskega tabora in njihovim izkušenim mentorjem. Kmicin astronomski tabor je pomembna stalnica tudi v programu Zveze za tehnično kulturo Slovenije in prav to sodelovanje je zelo lep primer dobre prakse, kako se strokovno znanje da nadgraditi z

organizacijskimi izkušnjami sorodne in prijateljske organizacije.

V nadaljevanju boste lahko prebrali veliko zanimivega iz različnih področij astronomije. Posebej pa izpostavljam prispevek, v katerem pišemo o letošnji Nobelovi nagradi za fiziko, ki je bila podeljena prav za revolucionarne in prelomne raziskave na področju astronomije. Nasploh smo aktualnosti obravnavanih astronomskih tem zmeraj posvečali izjemno pozornost, tako v publikaciji, kakor tudi pri samem delovanju Kmice. To lahko zagotavljamo predvsem z izjemnimi, mednarodno uveljavljenimi člani, ki se zmeraj radi odzovejo našim vabilom. Verjamem, da tudi z lepimi spomini na njihove strokovne začetke, ki jih je večina delila z začetki društva.

Drage kolegice in kolegi iz Astronomskega društva Kmica, lepo se vam zahvaljujem za tvorno sodelovanje in prispevek pri graditvi našega društva. Vsem ljubiteljem astronomije pa želim vse dobro v novem letu, veliko zanimivih astronomskih doživetij in čim več jasnih noči.

pom. akad. dr. Mitja Slavinec
predsednik AD Kmica

NOBELOVA NAGRADA ZA DETEKCIJO GRAVITACIJSKIH VALOV

Milan Ambrožič

Univerza v Mariboru, Fakulteta za naravoslovje in matematiko

Uvod

Gravitacijske valove (GV) je napovedal že Albert Einstein, ko je leta 1915 objavil splošno relativnostno teorijo (SRT). Že sam se je spraševal, ali so GV resnični ali samo fiktivna matematična konstrukcija. Pa tudi v primeru fizikalne resničnosti GV zaradi njihove izjemne šibkosti ni verjel, da jih bo človeštvo sploh kdaj zmožno zaznati in izmeriti. Njegov sodobnik Arthur Eddington je bil še večji dvomljivec in je v šali izjavil, da se GV razširjajo s hitrostjo misli. Sto let pozneje, 14. 9. 2015, so GV prvič zaznali s parom interferometrov LIGO, po dodatnih preverjanjih in računih pa so rezultate uradno objavili 11. 2. 2016. Prejemniki letošnje Nobelove nagrade za fiziko so Reiner Weiss (prva polovica nagrade) ter Barry C. Barish in Kip S. Thorne (druga polovica skupaj), vsi trije sodelavci naveze LIGO/VIRGO. Nagrada je bila podeljena za ključne prispevke pri izgradnji detektorja LIGO in za opazovanje GV, uradna objava izbora nagrajencev pa je bila podana 3. 10. 2017 [1].

Splošna relativnostna teorija in gravitacijski valovi

Splošna relativnostna teorija (SRT) povezuje načela posebne relativnostne teorije (PRT) z gravitacijo. Medtem ko so poudarek PRT inercialni koordinatni sistemi in transformacije med njimi, štiridimenzionalni (4D) prostor-čas pa je raven (čeprav ne evklidski), je prostor-čas v SRT ukrivljen zaradi mase in energije. Razliko med ravnim in ukrivljenim prostorom prepoznamo po metričnem tenzorju, ki je matrika s 4 vrsticami in 4 stolpci. Z metričnim tenzorjem $g^{\mu\nu}$ izračunamo kvadrat majhnega ločnega elementa (koščka poti v 4D prostoru) takole [2, 3]:

$$(ds)^2 = g^{\mu\nu} dx_\mu dx_\nu \quad (1)$$

Opišimo pomen enačbe (1). Računamo razdaljo ds med točkama (x_1, x_2, x_3, x_4) in $(x_1 + dx_1, x_2 + dx_2, x_3 + dx_3, x_4 + dx_4)$, kjer so dx_1, dx_2, dx_3 in dx_4 majhni premiki koordinat. Po Einsteinovi konvenciji

(dvakrat zapisani isti indeks) v zgornji enačbi seštevamo tako po indeksu μ kot po ν od 1 do 4, torej imamo v splošnem 16 členov. V enačbi (1) smo upoštevali tudi dogovor, da ko seštevamo po nekem indeksu, ga enkrat pišemo kot zgornji in enkrat kot spodnji indeks. Časovno komponento postavljajo v literaturi na različno mesto (na prvo ali na zadnje), mnogi pa k njej pristavljajo še imaginarno enoto. V tem članku bomo uporabili zapis $x_1 = x, x_2 = y, x_3 = z$ in $x_4 = ct$. To je kovariantni zapis krajevnega vektorja (spodnji indeksi). Pri ustreznem kontravariantnem zapisu istega vektorja (zgornji indeksi) se predznak četrte komponente spremeni: $x^1 = x, x^2 = y, x^3 = z$ in $x^4 = -ct$. Podobno velja za druge vektorje četverce. Pri tenzorjih drugega ranga, kot je npr. v enačbi (1) zapisani metrični tenzor, so stvari malo bolj zapletene, ker imamo štiri mogoče kombinacije položaja indeksov: $g_{\mu\nu}, g^{\mu\nu}, g_{\mu}{}^{\nu}$ in $g^{\mu}{}_{\nu}$. V enačbi (1) je zapis metričnega tenzorja povsem kontravarianten (oba indeksa zgoraj). Iz transformacije od kovariantnega h kontravariantnemu zapisu vektorja izhaja tudi ustrezna transformacija za tenzorje višjih rangov. Na primer matriki $g_{\mu\nu}$ in $g^{\mu\nu}$ (fizikalno istega tenzorja) se razlikujeta po tem, da imata njuni četrti vrstici in prav tako njuna četrta stolpca nasprotni predznake elementov, npr. $g_{14} = -g^{14}$ in prav tako $g_{41} = -g^{41}$. Izjema je zadnji element: $g_{44} = +g^{44}$, ker gre za sekanje četrte vrstice in četrtega stolpca. V PRT sta matriki $g_{\mu\nu}$ in $g^{\mu\nu}$ diagonalni in zato obe enaki:

$$g_{\mu\nu} = g^{\mu\nu} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix} \quad (2)$$

Iz enačb (1) in (2) potem izhaja preprost izraz za kvadrat ločnega elementa v ravnem prostoru: $(ds)^2 = (dx)^2 + (dy)^2 + (dz)^2 - c^2 t^2$. Znano je, da je ta izraz invarianten: ne spremeni se pri prehodu iz enega v drugi inercialni sistem. Enačbo (1) in tenzor (2) smo

opisali predvsem zato, ker imata ključni pomen tudi v SRT. Tam tenzor (2) v splošnem ni diagonalen, njegove komponente pa so odvisne od kraja in časa. Einsteinove enačbe, to je 10 sklopljenih parcialnih diferencialnih skalarnih enačb, med drugim povezujejo komponente metričnega tenzorja z napetostnim tenzorjem, ki ga podajata v prostoru porazdeljena masa in energija.

SRT napove tudi gravitacijske valove (GV), ki se tako kot elektromagnetni valovi (EMV) širijo s svetlobno hitrostjo c . Medtem ko pri EMV nihata električna poljska jakost in gostota magnetnega polja, gre pri GV za deformacijo samega prostor-časa. Zato lahko GV opišemo z metričnim tenzorjem $g_{\mu\nu}$. Ker so GV zelo šibki (razen v bližini izvirov), se ustrezni metrični tenzor, ki jih opisuje, v sicer ravnem prostor-času, malo razlikuje od tistega v enačbi (2). Zato enačbe za širjenje GV navadno zapišejo za razlike komponent med metričnim tenzorjem zaradi prisotnosti GV in preprostim tenzorjem (2).

Sestav dveh krožečih črnih lukenj kot izvir GV

Izviri GV so pravzaprav vsa telesa z maso, ki se gibljejo pospešeno, npr. tudi Zemlja pri kroženju okrog Sonca [2, 4]. Vendar so navadna nebesna telesa, kot so planeti ali zvezde dvojčice, ki krožijo ena okrog druge, zelo šibki izviri. Za ilustracijo navedimo nekaj podatkov za sestav Sonce – Zemlja. Zaradi GV, ki odnašajo energijo, se mehanska energija sestava postopno zmanjšuje, z njo pa tudi razdalja med nebesnima telesoma. Oddaljenost Zemlje od Sonca je približno 150 milijonov kilometrov. Sestav Sonce – Zemlja oddaja zaradi kroženja Zemlje GV moči 200 W [4]. To je glede na velikost Zemlje izjemno majhna moč in pomeni, da je relativno zmanjšanje razdalje med telesoma v enem letu približno enako $2 \cdot 10^{-22}$, to je samo 0,03 nm (nanometra!) letno. Ni se treba bati, da bomo doživeli naravno katastrofo prav zaradi oddajanja teh GV, ker nas bodo prej zadele druge katastrofe. Čez pet milijard let, ko se bo Sonce napihnilo v rdečo orjakinjo, se bo razdalja med središčema obeh nebesnih teles zaradi omenjenih GV zmanjšala samo za 15 cm.

Izviri izdatnejših GV so torej ekstremni dogodki v vesolju. Tu omenimo samo zlitje dveh črnih lukenj,

ki krožita druga okrog druge v zadnji fazi pred združitvijo v eno samo rotirajočo črno luknjo [4, 5]. Ta dogodek je bil namreč izvir GV, ki smo jih na Zemlji zaznali in izmerili prvič. Najbolj bistven podatek za črno luknjo je njena masa M , z njo pa je enolično določen Schwarzschildov polmer R_s :

$$R_s = \frac{2\kappa M}{c^2} \quad (3)$$

kjer je κ gravitacijska konstanta, c pa svetlobna hitrost. Črna luknja nastane ob koncu življenja dovolj masivne zvezde (po Chandrasekharju teoretično z maso vsaj 1,4 Sončeve mase pri zvezdi, ki se ne vrti okrog svoje osi) zaradi gravitacijskega sesedanja. Čeprav si lahko v ožjem pomenu mislimo črno luknjo kot singularno točko (v okviru teoretičnih omejitev kvantne mehanike), pa lahko njeno velikost definiramo tudi s Schwarzschildovim polmerom (3), ki podaja tako imenovani dogodkovni horizont črne luknje. Zaradi premajhne mase se naše Sonce sicer nikoli ne bo sesedlo v črno luknjo, vseeno pa lahko vsaj na simbolni ravni govorimo o njegovemu Schwarzschildovemu polmeru. Ker je masa sonca $M_s \approx 2 \cdot 10^{30}$ kg, izračunamo po enačbi (3) $R_s \approx 3$ km. Zaradi sorazmernosti med R_s in M je Sončev Schwarzschildov polmer primerna referenčna vrednost za hitro oceno R_s pri masivnejših zvezdah, iz katerih res nastanejo črne luknje.

Astronomska opazovanja nakazujejo, da je v vesolju veliko zvezd dvojčic, tudi takšnih z dovolj veliko maso, da nastanejo pari krožečih črnih lukenj. Pogosto sta zvezdi dvojčici in potem iz njiju nastali črni luknji na dovolj majhni razdalji, da se v dolgem časovnem obdobju zaradi ne povsem zanemarljivih GV razdalja med njima znatno zmanjšuje. Večino čas so ti GV sicer prešibki, da bi jih lahko z današnjo tehnologijo zaznali na Zemlji, pripomorejo pa k temu, da se črni luknji tako približata in končno zlijeta, da je moč, oddana v GV, v kratkem času pred zlitjem gromozanska. GV torej zaznamo v zadnjih trenutkih zlivanja črnih lukenj.

Enačb za časovno odvisnost fizikalnih spremenljivk pri približevanju črnih lukenj ne bomo navajali, ker so premalo intuitivne, njihovo navajanje brez

celotne zapletene izpeljave pa tudi nima smisla. Opišimo samo na kratko, kako lahko iz ustreznih podatkov, ki jih navsezadnje dobimo z opazovanjem GV, prispelih do detektorjev na Zemlji, izračunamo morda najbolj zanimiva podatka – masi obeh črnih lukenj pred zlitjem, M_1 in M_2 . Zaradi zmanjševanja razdalje med črnima luknjama se povečuje frekvenca njunega kroženja. To je hkrati tudi frekvenca oddanih GV. Iz časovne odvisnosti frekvence GV v različnih fazah zlivanja lahko izračunamo dve značilni masi, to je, skupno maso obeh črnih lukenj M_{sk} in tako imenovano »chirp« maso M_{ch} :

$$M_{sk} = M_1 + M_2 \quad (4 \text{ a})$$

$$M_{ch} = \sqrt[5]{\frac{(M_1 M_2)^3}{M_1 + M_2}} \quad (4 \text{ b})$$

Potem iz mas M_{sk} in M_{ch} izračunamo posamični masi M_1 in M_2 . S premetavanjem enačb (4) se lahko bralec sam prepriča, da sta neznanima masi M_1 in M_2 rešitvi naslednje kvadratne enačbe za M_i ($i = 1$ in 2):

$$M_i^2 - M_{sk} M_i + M_{ef}^2 = 0 \quad (5 \text{ a})$$

kjer je nekakšna efektivna masa M_{ef} spet nenavadna kombinacija mas M_{sk} in M_{ch} :

$$M_{ef} = \sqrt[6]{M_{sk} M_{ch}^5} \quad (5 \text{ b})$$

Diskriminanta enačbe (5 a) je $D = M_{sk}^2 - 4M_{ef}^2$. Masi črnih lukenj sta enaki, če je diskriminanta D enaka nič, ali:

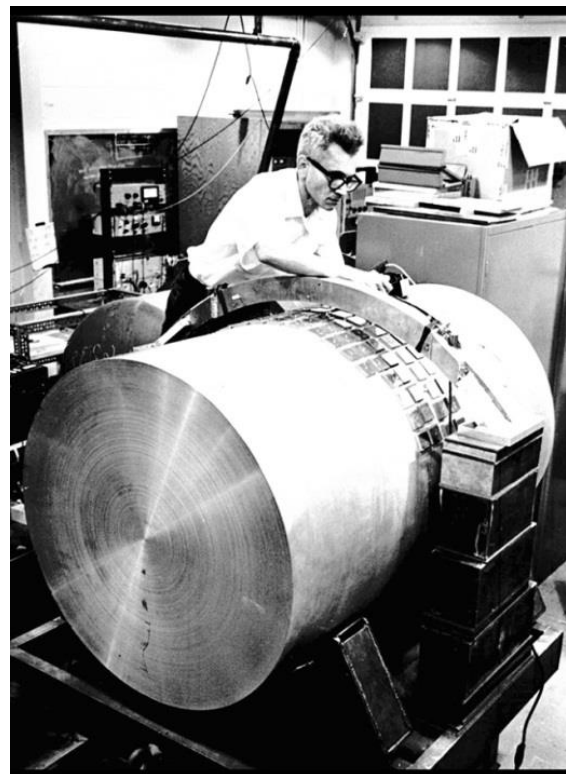
$$M_{sk} = \sqrt[5]{2^6} M_{ch} \approx 2,3 M_{ch} \quad (6)$$

Enako razmerje skupne in »chirp« mase dobimo, če v enačbah (4) izenačimo M_1 in M_2 . V vseh drugih primerih moramo dobiti iz enačbe (5 a) fizikalno smiselni različni rešitvi za masi: $D > 0$, iz česar takoj izhaja $M_1 > 0$ in $M_2 > 0$, če gre res za omenjeni fizikalni dogodek.

Iskanje GV in LIGO

Kot smo že omenili, Einstein sam ni verjel, da bomo kdaj zaznali GV. Prvega resnejšega dela za izgradnjo ustreznih detektorjev se je lotil Joseph Weber z Univerze Maryland v Washingtonu. Prvi detektor na

osnovi resonance je izdelal že v 1960-tih letih: aluminijasti valj z maso 1400 kg, dolžino 2 m in premerom 1 m (slika 1) [4, 6]. Valj je bil obešen na žico v hlajeni evakuirani posodi. GV naj bi povzročili nihanje valja, ustrezne mehanske napetosti pa naj bi piezoelektrični kristali transformirali v električne, ki bi jih naprava beležila. Weber je bil prepričan, da mu je res uspelo zaznati GV in je svoje ugotovitve objavil v 1970-tih letih. Izkazalo pa se je, da so njegovi rezultati neponovljivi in so bili zagotovo posledica drugih motenj. Danes je jasno, da je bila njegova naprava premalo občutljiva: relativna napaka merjenja dolžin je bila okrog 10^{-19} , za kaka dva velikostna reda prevelika.



Slika 1: Joseph Weber ob svojem valjnem detektorju GV [6].

Vseeno pa je približno v istem obdobju prišlo do posrednih dokazov o obstoju GV. Ameriška astronomka Joseph Taylor in Russell Hulse sta v 1970-tih letih z velikim radijskim teleskopom opazovala dvojni pulzar in ugotovila, da se frekvenca kroženja obeh zvezd zmanjšuje. Količina izgubljene mehanske energije v daljšem času opazovanja je ravno ustrezala izračunani izgubi zaradi GV. Taylor

in Hulse sta za svoje odkritje prejela Nobelovo nagrado za fiziko 1993.

Sicer pa je v 1970-tih letih (morda tudi zaradi razočaranja zaradi Webrovega neuspeha) malokdo verjel, da se splača truditi dalje z detektorji za neposredno zaznavanje GV. Kljub temu sta Reiner Weiss in Kip Thorne verjela v možnost detekcije GV in sta stavila na laserski interferometer. Ta deluje na enaki osnovi kot znameniti interferometer, s katerim sta Michelson in Morley na začetku dvajsetega stoletja (in potem mnogi za njima) prišla do spoznanja o invariantnosti svetlobne hitrosti glede na opazovalne sisteme. Največja težava je bilo izničenje številnih motenj (šumov), po intenziteti večjih od GV. Weiss je takrat delal na MIT v Cambridgeu, Thorne pa v Caltechu v Los Angelesu, kjer se mu je pridružil še Ronald Drever, ki je prej tudi že razvijal svoje prototipe detektorjev v Glasgowu. Tako je ta trojica pionirjev delala desetletja z laserskimi interferometri do končnega uspeha septembra 2015. Drever je umrl marca 2017, sicer bi bil gotovo deležen Nobelove nagrade tudi on. Kip Thorne je bil pri tem razvoju strokovnjak za sofisticirano teorijo, npr. kako izdvojiti signal GV od šuma. Rainer Weiss pa je prispeval z genialno praktičnostjo pri razvoju naprav. Leta 1994 je postal vodja projekta LIGO Barry Barish in je razširil raziskovalno ekipo od 40 ljudi na več kot tisoč iz več kot 20 držav.

LIGO pomeni v angleščini laser interferometer gravitational-wave observatory. To je pravzaprav par enakih laserskih interferometrov v mestih Livingston in Hanford, 3000 km narazen (slika 2). Hanford leži severozahodno od Livingstona, obe lokaciji pa sta blizu oceanskih obal ZDA: Livingston ob Atlantiku in Hanford ob Pacifiku. Ena naprava ima dva pravokotna kraka z dolžino po 4 km. Kot pri navadnem interferometru polprepustno zrcalo razdeli začetni laserski žarek na dva žarka, ki gresta po različnih krakih, se odbijeta od ogledal na koncih krakov nazaj in se nazadnje spet srečata. Opazujemo interferenčni signal zaradi razlike poti obeh delnih žarkov. Ta razlika nastane, ker prihajajoči GV širi in krči sam prostor. Odvisno od smeri in tudi polarizacije GV se optični poti v obeh

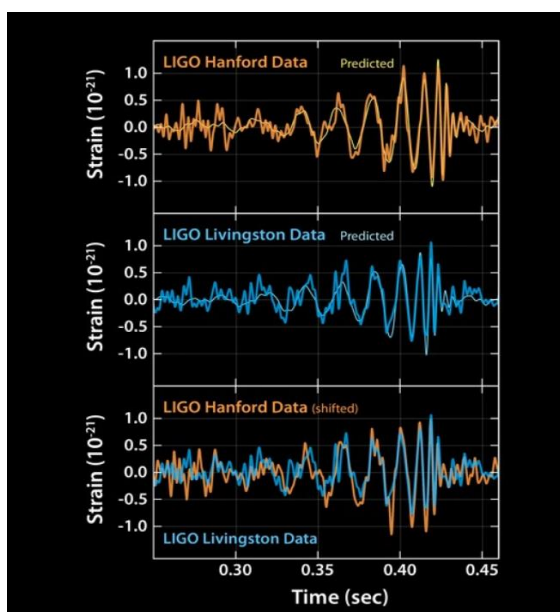
krakih spreminjata različno in zato se pojavi razlika poti delnih žarkov. Postavitev dveh enakih detektorjev v dokaj oddaljenih krajih ima vsaj dvoje koristi: 1) detekcija signala enake oblike v obeh detektorjih potrjuje, da ne gre samo za neko lokalno motnjo, torej je verjetnost, da je to res GV, močno povečana, 2) časovni razmik, s katerim sprejme GV en detektor v primerjavi z drugim, nam da neko informacijo (čeprav ne natančno lokacijo), s katere strani neba je GV prišel. GV se namreč širi s svetlobno hitrostjo in bi bila časovna zakasnitev pri prejetju signala 10 ms, če bi šel v smeri direktno npr. od Livingstona do Hanforda. V primeru prvega zaznanega GV je bila časovna razlika 7 ms, sklepajo pa, da je GV prišel od nekod na južni nebesni hemisferi.



Slika 2: LIGO v Livingstonu (zgoraj) in v Hanfordu (spodaj) [1].

Da ponazorimo izjemno tehnično zahtevnost pri razvoju in izgradnji takšnega interferometra, omenimo samo par zahtev in podatkov. Laserski žarek mora imeti karseda stabilno intenziteto in frekvenco in mora natančno zadeti obešeni zrcali na koncih krakov. Celotermično gibanje atomov na površju zrcal mora biti kompenzirano in prav tako

kvantni efekti v laserskem žarku, da o izolaciji tresenja tal zaradi najmanjših vzrokov in ogromnih vakuumskih sistemih niti ne govorimo. Pri dolžini kraka 4 km je bila natančnost merjenja razdalje 10^{-19} m (veliko manjša od velikosti atomskega jedra!), kar pomeni relativno napako meritve $2,5 \cdot 10^{-23}$. To je za štiri velikostne rede boljša natančnost kot pri Webrovih poskusih v 1970-tih letih. Oblika signala septembra 2015 je prikazana na sliki 3. Njegova največja amplituda je okrog 10^{-21} (merimo jo kot relativno spremembo razdalje $\Delta L/L$; oznaka »strain« na ordinatnih oseh na sliki 3). Torej je merska natančnost detektorjev LIGO v tem primeru dovolj dobra.



Slika 3: Signal prvega zaznanega GV [7]. Pri spodnji sliki je signal za Hanford časovno premaknjen (7 ms), da se lažje primerja signala z obeh detektorjev.

Izvir prvega zaznanega GV

GV septembra 2015 je po datumu poimenovan GW150914. Po izračunih je šlo za zlitje dveh srednje velikih črnih lukenj z masama $M_1 = 29 M_s$ in $M_2 = 36 M_s$ (M_s je masa Sonca). Sestav je (bil) od nas oddaljen 1,3 milijarde svetlobnih let, torej je šlo za dogodek zlitja pred 1,3 milijarde let. Masa končne črne luknje je (bila) samo $62 M_s$ namesto $65 M_s$, kar pomeni, da se je v obliki GV sprostil energije za tri mase našega Sonca. To na prvi pogled sicer ni kaj posebnega, a po enačbi $E = mc^2$ gre za $5,4 \cdot 10^{47}$ J

sproščene energije – v zelo kratkem času. Da si je to energijo kar težko predstavljati, omenimo, da je bila npr. v letu 2008 svetovna »poraba« energije človeštva okrog $5 \cdot 10^{20}$ J. Kaj pa izsevana moč? V objavi razlage dogodka v zvezi z Nobelovo nagrado v [1] piše, da je bila v kratkem času pred dokončnim zlitjem črnih lukenj izsevana moč v obliki GV veliko večja od svetlobne moči zvezd vseh galaksij vidnega dela vesolja skupaj. Poskusimo narediti še oceno za to primerjavo. Glede na grafe na sliki 3 lahko okvirno ocenimo čas končnega zlitja z najmočnejšimi intenzitetami GV na kako desetino sekunde. Torej ustreza energiji $5,4 \cdot 10^{47}$ J moč $5,4 \cdot 10^{48}$ W. Po grobi oceni je v vidnem delu vesolja 100 milijard galaksij, v vsaki od njih pa v povprečju enako število zvezd. Naše Sonce je povprečna zvezda in ga lahko vzamemo za referenco. Po Stefanovem zakonu je oddana svetlobna moč črnega telesa:

$$P = 4\pi R^2 \cdot \sigma T^4 \quad (7)$$

kjer je $R = 7 \cdot 10^5$ km polmer Sonca, $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ W/m²K⁴ Stefanova konstanta, $T = 5780$ K pa površinska temperatura Sonca. S temi podatki izračunamo njegovo svetlobno moč $P_s \approx 4 \cdot 10^{26}$ W. Če to pomnožimo z oceno 10^{22} zvezd v vidnem delu vesolja, dobimo skupno svetlobno moč $4 \cdot 10^{48}$ W. To sicer ni veliko manjše od zgoraj ocenjene moči za GV, vendar pa sta moči primerljivi, kar je še vedno nekaj izrednega.

Pomen detekcije GV in prihodnost

Napovedujejo, da pomeni zaznavanje GV novo okno za opazovanje vesolja, ki se bistveno razlikuje od opazovanja elektromagnetnega valovanja različnih valovnih dolžin z raznimi teleskopi. Zato nekateri detekcijo GV valov poetično imenujejo »poslušanje vesolja« [1]. Utegne se zgoditi, da nam bodo GV prinesli nova kozmološka spoznanja. Načrtuje se gradnja interferometričnih detektorjev, podobnih paru LIGO, tudi drugod po svetu, npr. v Evropi. V Italiji že deluje detektor Virgo, ki je skupaj s parom LIGO že zaznal GV, dne 14. 8. 2017: spet gre za zlitje dveh srednje velikih črnih lukenj, in sicer pred 1,8 milijarde let. Prednost več detektorjev, v zadnjem primeru treh, je med drugim večja zanesljivost pri

potrditvi GV, pa tudi pri določitvi njegove smeri na nebu.

Viri

1. The Royal Swedish Academy of Sciences (2017). *The Nobel Prize in Physics 2017*, Popular Science Background, dostopno na: https://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2017/press.html.
2. Mohorič, A, Čadež, A. (2016). *Gravitacijski valovi*, Obzornik za matematiko in fiziko **63**, št. 3, str. 53–63.
3. Čadež, A. (2011). *Teorija gravitacije*, Matematika – fizika **49**, DMFA – založništvo, Ljubljana.
4. Krajnc, S. (2017). Poučevanje o gravitacijskih valovih pri fiziki v slovenskih gimnazijah, magistrsko delo, Fakulteta za naravoslovje in matematiko Univerze v Mariboru.
5. Mohorič, A, Čadež, A. (2017). *Detekcija gravitacijskih valov*, Obzornik za matematiko in fiziko **64**, št. 3, str. 91–103.
6. Dostopno na: https://www.nature.com/polopoly_fs/7.33966.1455116889!/image/Web_Weber_SPL.jpg_gen/derivatives/landscape_630/Web_Weber_SPL.jpg%20.
7. Dostopno na: <https://www.ligo.caltech.edu/image/ligo20160211a>.

POSPEŠEK PRI GIBANJU KOMETA OKROG SONCA

Milan Ambrožič

Univerza v Mariboru, Fakulteta za naravoslovje in matematiko

Uvod

Obravnavajmo kroženje kometov okrog Sonca, ki imajo izrazito sploščeni eliptični tir. V tem prispevku nas bo zanimal pospešek kometa kjerkoli na tem tiru, natančneje: njegova tangencialna in radialna komponenta. Čeprav se pri obravnavi Keplerjevih zakonov največkrat uporabita zakona o ohranitvi energije in vrtilne količine v takšni ali drugačni obliki, npr. z uvedbo Lagrangiana (Goldstein, 1980), bomo tukaj izhajali neposredno iz drugega Newtonovega zakona in iz enačbe za gravitacijsko silo. Tako je v didaktičnem in konceptualnem smislu ta snov primerna tudi za srednješolski nivo, čeprav je ponekod, npr. pri odvajanju prek posredne spremenljivke, matematika nekoliko zahtevnejša, a matematično podkovanim dijakom še vedno dosegljiva.

Parametrična enačba elipse in pritisnjena krožnica

Več o različnih zapisih enačbe elipse v zvezi s Keplerjevimi zakoni je bilo napisanega v (Ambrožič, 2016). Tu samo na kratko povzemimo nekaj stvari o

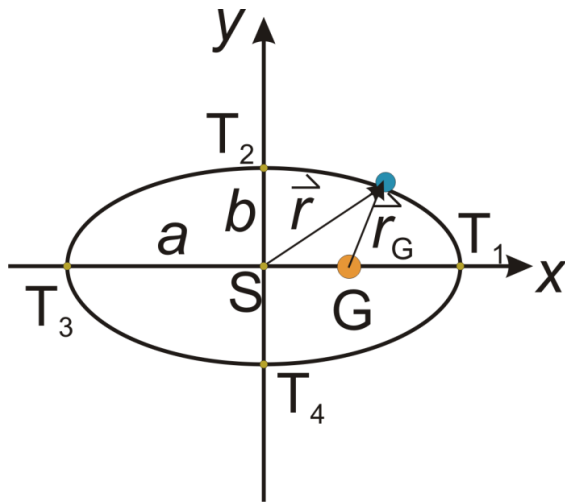
parametrih elipse, poravnane s kartezičnima koordinatnima osema in s središčem v izhodišču. Naj bosta njeni polosi a in b . Gorišči elipse ležita na osi x simetrično glede na izhodišče in sta od njega oddaljeni za goriščno razdaljo e :

$$e^2 = a^2 - b^2 \quad (1)$$

Zanimalo nas bo samo desno gorišče, ki ga označimo z G in v katerem naj bo Sonce, kot prikazuje slika 1. Ekscentričnost (izsrednost) elipse definiramo kot $\varepsilon = e/a < 1$. S spremenljivko (parametrom) ψ zapišemo koordinati točke na elipsi glede na njeno središče takole:

$$x = a \cos \psi \quad (2 \text{ a})$$

$$y = b \sin \psi \quad (2 \text{ b})$$



Slika 1: Elipsa in gorišče s Soncem. Prikazana sta krajevna vektorja kometa (krožca) glede na središče in gorišče elipse na eliptičnem tiru. Označene so tudi štiri temenske točke.

Spremenljivko ψ bomo imenovali preprosto kot, čeprav nima nazornega geometrijskega pomena. Štirim temenskim točkam elipse ustrezajo koti: $T_1(a, 0)$: $\psi = 0$; $T_2(0, b)$: $\psi = \pi/2$; $T_3(-a, 0)$: $\psi = \pi$; $T_4(0, -b)$: $\psi = 3\pi/2$. Najprej povežimo kot ψ s krajevnim vektorjem glede na gorišče (Sonce) na sliki 1 in z ustreznim polarnim kotom φ :

$$\vec{r}_G = (x - e, y) = (a \cos \psi - e, b \sin \psi) = r_G (\cos \varphi, \sin \varphi)$$

Iz teh zvez izpeljemo naslednje enačbe, potrebne v nadaljevanju:

$$r_G = a(1 - \varepsilon \cos \psi) \quad (3 \text{ a})$$

$$\cos \varphi = \frac{\cos \psi - \varepsilon}{1 - \varepsilon \cos \psi} \quad (3 \text{ b})$$

$$\sin \varphi = \frac{\sqrt{1 - \varepsilon^2} \cdot \sin \psi}{1 - \varepsilon \cos \psi} \quad (3 \text{ c})$$

Poiščimo smerna vektorja tangente in normale na elipso v odvisnosti od kota ψ . Smerni koeficient tangente je:

$$k_t = \frac{dy}{dx} = \frac{dy/d\psi}{dx/d\psi}$$

Pomagamo si torej s posrednim odvajanjem prek kota ψ in z enačbama (2):

$$k_t = -\frac{b}{a} \cot \psi \quad (4 \text{ a})$$

Smerni koeficient normale pa je $k_n = -1/k_t$ ali:

$$k_n = \frac{a}{b} \tan \psi \quad (4 \text{ b})$$

Ustrezna enotska smerna vektorja v smeri tangente in normale sta:

$$\vec{e}_t = \frac{(-\sin \psi, \sqrt{1 - \varepsilon^2} \cos \psi)}{\sqrt{1 - \varepsilon^2 \cos^2 \psi}} \quad (5 \text{ a})$$

$$\vec{e}_r = \frac{(-\sqrt{1 - \varepsilon^2} \cos \psi, -\sin \psi)}{\sqrt{1 - \varepsilon^2 \cos^2 \psi}} \quad (5 \text{ b})$$

Smerni vektor v smeri normale (pravokotnice) na tangentno raje označimo z \vec{e}_r , ker ustreza radialni smeri pritisnjene krožnice v dani točki na elipsi. Ker vsaki premici ustrezata dva smerna vektorja, ki kažeta v nasprotnih smereh, smo morali biti pozorni pri predznakih komponent v enačbah (5). Izbrali smo jih tako, da vektor \vec{e}_t ustreza gibanju kometa v nasprotni smeri urinega kazalca, \vec{e}_r pa kaže proti središču pritisnjene krožnice. Bralec se lahko sam prepriča v pravilnost predznakov za geometrijsko nazorne lege kometa, npr. v temenskih točkah elipse. Takoj poudarimo, da se središče pritisnjene krožnice S_k ne ujema niti s središčem elipse S niti z goriščem G (sliki 2 in 3). Krivinski polmer pritisnjene krožnice izračunamo za eksplicitno podano ravninsko krivuljo $y(x)$ takole:

$$R_k = \frac{[1 + (dy/dx)^2]^{3/2}}{|d^2y/dx^2|} \quad (6)$$

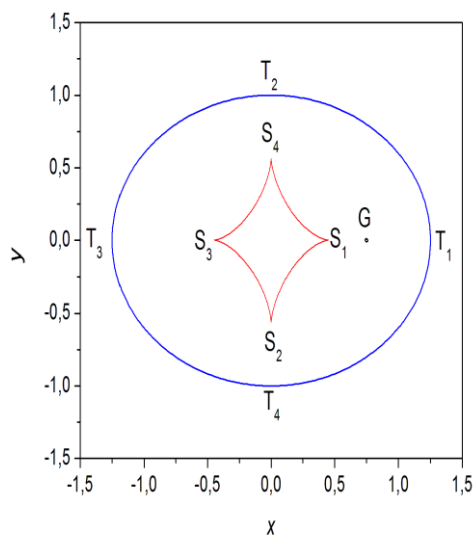
Tudi pri računu drugega odvoda d^2y/dx^2 v enačbi (6) si pomagamo s posrednim odvajanjem prek kota ψ :

$$\frac{d^2y}{dx^2} = \frac{d}{dx} \left(\frac{dy}{dx} \right) = \frac{dk_t}{dx} = \frac{dk_t/d\psi}{dx/d\psi}$$

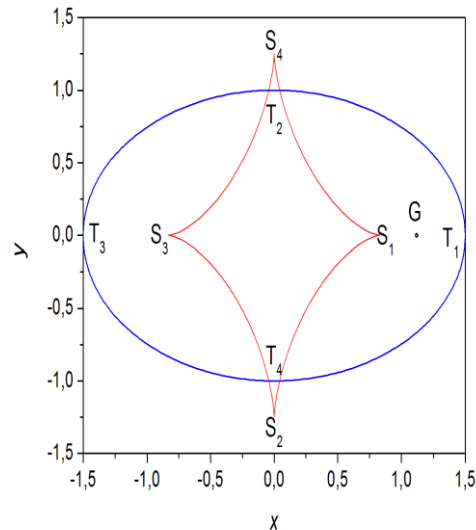
Tako lahko izrazimo tudi krivinski polmer s kotom ψ :

$$R_k = \frac{a[1 - \varepsilon^2 \cos^2 \psi]^{3/2}}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} \quad (7)$$

Na primer, najmanjši krivinski polmer imata temeni na osi x , $R_{\min} = b^2/a$, največjega pa temeni na osi y , $R_{\max} = a^2/b$. Potem ko si izberemo neko točko na elipsi in izračunamo radialni smerni vektor v njej in krivinski polmer, lahko poiščemo ustrezno središče pritisnjene krožnice S_k . Takšni krivulji rečemo v splošnem evoluta. Če je $a = b$ (elipsa je krožnica), je seveda cela evoluta kar središče krožnice ali koordinatno izhodišče, čim večje pa je razmerje polosi a/b , tem večja je evoluta. Če to razmerje ni preveliko, je celotna evoluta v notranjosti elipse, za večja razmerja a/b pa je del evolute zunaj elipse. Na slikah 2 in 3 sta prikazana oba primera: $a = 1,25 b$ in $a = 1,5 b$. Mejni primer imamo, ko se središča, ki ustrezata temenom na osi y , ravno dotakneta elipse: $R_{\max} = a^2/b = 2b$, to je, $a/b \approx 1,41$. Za orientacijo so na slikah posebej označena središča, ki glede na indeks ustrezajo temenskim točkam: npr. središče S_1 ustreza temenu T_1 itd. Bodimo pozorni na smeri gibanja: ko potuje točka po elipsi v nasprotni smeri urinega kazalca, potuje ustrezno središče na evoluti v smeri urinega kazalca.



Slika 2: Evoluta (notranja krivulja), ki ustreza elipsi $a = 1,25 b$ (zunanja krivulja). Dolžinske enote so normalizirane tako, da je $b = 1$. Prikazana je tudi lega gorišča G .



Slika 3: Podobno kot slika 2, le za elipso z $a = 1,5 b$. Zaradi lepše primerjave sta mali poosi na slikah 2 in 3 enaki, veliki poloski pa različni.

Gibanje kometa in njegov pospešek

Za obravnavo gibanja kometa okrog Sonca nam zadostujejo trije referenčni podatki: velika polos elipse a , njena izsrednost ε ter neka referenčna hitrost kometa. Kot smo že omenili v enem od prejšnjih prispevkov v reviji (Ambrožič, 2016), je najpreprostejši izraz za referenčno hitrost v temenih T_2 in T_4 :

$$v_0 = \sqrt{\frac{\kappa m_s}{a}} \quad (8)$$

Pri tem je m_s masa Sonca, κ pa gravitacijska konstanta. Seveda pa lahko vpeljemo hitrost (8) tudi neposredno z dimenzijsko analizo, ne da bi morali vnaprej vedeti, katerima točkama na eliptičnem tiru ustreza. Navedimo še izraz za odvisnost hitrosti od kota ψ (Ambrožič, 2016):

$$v = v_0 \sqrt{\frac{1 + \varepsilon \cos \psi}{1 - \varepsilon \cos \psi}} \quad (9)$$

Čprav izraza (9) sicer ne potrebujemo pri izpeljavi komponent pospeška kometa, pa je koristen kot dodatni test vsaj za pravilnost enačbe za radialno komponento, kot bomo videli v nadaljevanju. Masa planeta naj bo m . Velikost gravitacijskega pospeška

je $g = F_g/m = (\kappa m_s m/r_G^2)/m = \kappa m_s/r_G^2$. Z uporabo enačb (3) zapišemo gravitacijski pospešek s kartezičnima komponentama:

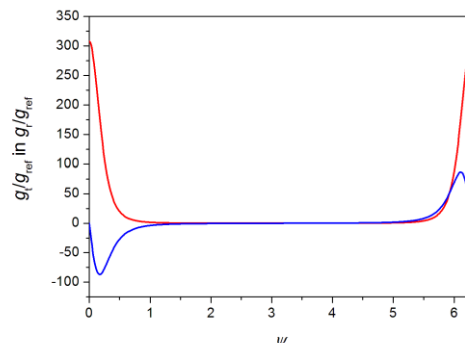
$$\bar{g} = \frac{-\kappa m_s}{a^2} \cdot \frac{(\cos \psi - \varepsilon, \sqrt{1-\varepsilon^2} \sin \psi)}{(1-\varepsilon \cos \psi)^3} \quad (10)$$

Njegovo tangencialno in radialno komponento pa izračunamo kot pravokotno projekcijo pospeška (10) na smerna vektorja v enačbah (5):

$$g_t = -\frac{v_0^2}{a} \cdot \frac{\varepsilon \sin \psi}{(1-\varepsilon \cos \psi)^2 \sqrt{1-\varepsilon^2 \cos^2 \psi}} \quad (11 \text{ a})$$

$$g_r = +\frac{v_0^2}{a} \cdot \frac{\sqrt{1-\varepsilon^2}}{(1-\varepsilon \cos \psi)^2 \sqrt{1-\varepsilon^2 \cos^2 \psi}} \quad (11 \text{ b})$$

Bodimo pozorni na predznake komponente g_t , ki je negativna za kote $0 < \psi < \pi$ in pozitivna za kote $\pi < \psi < 2\pi$. To je v skladu z našo geometrijo: območje $0 < \psi < \pi$ pomeni potovanje kometa od perihelija k afeliju in s tem zmanjševanje njegove hitrosti, za območje $\pi < \psi < 2\pi$ pa velja nasprotno. Tudi hitro preverimo, da v primeru krožnice ($\varepsilon = 0$) enačbi vodita do pravih rezultatov: $g_t = 0$, $g_r = v_0^2/a = v_0^2/R$. Preverimo še perihelij (PH), ko je $\psi = 0$. Tedaj je $g_t = 0$, kar je v redu, ker gre za maksimum hitrosti planeta v PH. Tudi rezultat za radialno (normalno) komponento $g_r = \kappa m_s/(a - e)^2$ je pravilen, ker je tedaj razdalja med Soncem in planetom res $a - e$. Slika 4 prikazuje grafa odvisnosti komponent gravitacijskega pospeška (11), normaliziranih glede na referenčno vrednost $g_{ref} = v_0^2/a$, od kota ψ v celotnem intervalu $(0, 2\pi)$.



Slika 4: Grafa odvisnosti komponent gravitacijskega pospeška od kota ψ v primeru $a = 3b$ ($\varepsilon = 0,943$): g/g_{ref} (modra krivulja) in g_r/g_{ref} (rdeča krivulja).

Na sliki 4 opazimo, da je radialna komponenta pospeška v periheliju (PH, $\psi = 0$ in 2π) veliko večja kot v afeliju (AF, $\psi = \pi$). Preverimo še to dejstvo. Iz enačbe (11 b) izračunamo razmerje obeh radialnih pospeškov:

$$\frac{g_r(\text{PH})}{g_r(\text{AF})} = \left(\frac{1+\varepsilon}{1-\varepsilon} \right)^2 \quad (12)$$

Ta izraz je enak kvadratu razmerja hitrosti kometa v obeh legah, ki ju lahko izračunamo iz enačbe (9). Rezultat je pravilen, ker ima elipsa v obeh temenih ($T_1 = \text{PH}$ in $T_2 = \text{AF}$) zaradi enake oblike enak krivinski polmer R_k , za radialni pospešek pa velja $g_r = v^2/R_k$. V našem primeru, $a = 3b$, je razmerje (12) zelo veliko: približno 1162. Tudi v splošnem, za poljubni kot ψ , lahko potrdimo enačbo (11 b) z upoštevanjem enačb (7), (9) in $g_r = v^2/R_k$. Omenimo še, da komponenta g_r nima minimalne vrednosti pri $\psi = \pi$ (AF), čeprav na sliki lokalna minimuma nista razvidna zaradi velikega razpona vrednosti. Bralec lahko za vajo poišče ekstreme funkcije $g_r(\psi)$ sam z minimiziranjem (11 b).

Sklep

Z neposredno uporabo drugega Newtonovega in gravitacijskega zakona lahko izračunamo radialno in tangencialno komponento pospeška kometa kjerkoli na njegovem eliptičnem tiru okrog Sonca. Bolj kot praktična uporaba izpeljanih enačb je namen tega prispevka podati nazoren prikaz povezave med matematiko ter fiziko in astronomijo.

Morda se bo bralcu zdela zanimiva zveza med eliptičnim tirom kometa in ustrezno krivuljo za lege središč pritisnjenih krožnic. Iz te geometrijske zveze na slikah 2 in 3 je lepo razvidno, za koliko središče krožnice (pa tudi smer radialne komponente pospeška) »zgreši« Sonce v točki G. Celotni pospešek kometa pa seveda vedno kaže proti Soncu.

Viri

1. Ambrožič, M. (2016) *Keplerjevi zakoni in dinamika*, v Slavinec Mitja (ur.): *Astronomi v Kmici: devetnajstič*, str. 9–11, AD Kmica, ZOTKS 2016, Murska Sobota.
2. Goldstein, H. (1980) *Classical mechanics*, Addison-Wesley, Boston, ZDA.
3. Wikipedia, Johannes Kepler, dostopno na: http://sl.wikipedia.org/wiki/Johannes_Kepler.

OSNOVNA EKVATORIALNA SONČNA URA V IZOBRAŽEVANJU

Aljaž Šabeder¹, doc. dr. Robert Repnik^{1,2}

¹*Univerza v Mariboru, Fakulteta za naravoslovje in matematiko*

²*Zveza za tehnično kulturo Slovenije*

Uvod

Poznamo več izvedb sončnih ur, ki se po konstrukciji med seboj razlikujejo, pri katerih bolj ali manj natančno odčitavamo čas iz smeri sence gnomona na številčnici. Gnomon je za svetlobo neprosojen sestavni del sončne ure, najpogosteje v obliki tanjše palice, trikotnika ali prizme, možne pa so še druge izvedbe. Vrste sončnih ur se med seboj razlikujejo tudi po natančnosti, zahtevnosti izdelave in uporabnosti na različnih lokacijah na zemeljskem površju. V tem prispevku obravnavamo ekvatorialno sončno uro in nekaj njenih bistvenih sestavnih delov. Predstavimo njeno didaktično uporabnost v izobraževanju s ciljem bolje razumeti nebesno mehaniko. Ekvatorialna sončna ura poleg horizontalne in vertikalne, kjer gre za projekcijo številčnice ekvatorialne sončne ure na ustrezno ravnino, spada namreč med najpogostejše izvedbe sončnih ur. Njena izdelava in razumevanje pa terjata določena astronomska (fizikalna) ter matematična znanja. Praktično nujen sestavni del sončne ure je gnomon, ki je pri ekvatorialni sončni uri postavljen vzporedno z osjo vrtenja Zemlje, ravnina številčnice v obliki kroga pa je postavljena pravokotno na gnomon. Podrobneje je bila interdisciplinarna tematika tega prispevka obravnavana v

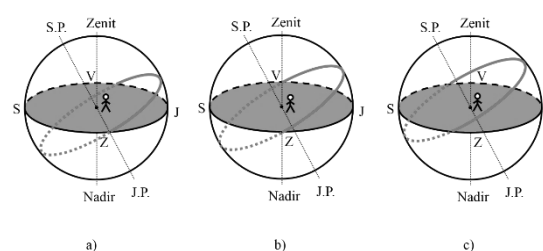
magistrskem delu z naslovom *Sončne ure pri poučevanju matematičnih in fizikalnih vsebin* [1].

Navidezno gibanje Sonca

Za opazovalca na Zemlji se zdi, da se Sonce giblje čez nebo. Vemo, da se giblje Zemlja in da se Sonce praktično ne premika v odnosu do planetov Osončja. Pri opazovanju »gibanja« Sonca čez nebo gre torej le za navidezno gibanje Sonca, ki je posledica gibanja Zemlje. Ločimo dnevno in letno gibanje Sonca glede na časovno obdobje. Dnevno gibanje Sonca je posledica rotacije Zemlje za razliko od letnega gibanja Sonca, ki je posledica revolucije Zemlje [2]. Navidezno pot, ki jo Sonce prepotuje v roku enega leta okoli Zemlje, imenujemo ekliptika. Zaradi nagnjenosti Zemljine osi vrtenja ekliptika ne sovпада z ravnino nebesnega ekvatorja, temveč je nagnjena proti njemu za približno $23,5^\circ$ (natančneje $23^\circ 26' 42''$). Iz tega sledi, da je os vrtenja od ekliptike oddaljena za približno $66,5^\circ$ (natančneje $66^\circ 33' 18''$). Ta kót je skozi vse leto konstanten in vpliva na dolžino dneva in noči ter pojavljanje letnih časov. Zaradi tega kota in eliptičnega tira Sonca lahko pri vsakodnevem opazovanju Sonca opazimo »osmico«, ki jo imenujemo analema [3].

Sonce je v naših krajih (kraji s severno geografsko širino) v poletnih mesecih višje na nebu in je dolžina dneva daljša v primerjavi z dolžino noči ter obratno za zimske mesece, kjer je Sonce nižje na nebu in je dolžina dneva krajša v primerjavi z dolžino noči. Ko je Sonce najnižje na nebu (gledano za severno poloblo), je pri nas najkrajši dan in najdaljša noč. To se zgodi v času zimskega Sončevega obrata ali zimskega solsticija, ki nastopa okoli 21. decembra. Sonce ob tem času vzide v smeri proti jugovzhodu in zaide v smeri proti jugozahodu (Slika 1) Od tega datuma naprej bo višina Sonca iz dneva v dan večja in tudi razlika med nočjo in dnevom bo iz dneva v dan manjša. Čas, v katerem bo dolžina dneva in noči prvič v roku enega leta enaka, nastopi v času spomladanskega enakonočja (ekvinokcija), ki nastopa okoli 21. marca. Sonce ob tem času vzide točno na vzhodu in zaide točno na zahodu in za to pot potrebuje natanko 12 ur. Od tega datuma naprej bo višina Sonca še naprej naraščala, dnevi pa bodo postali daljši od noči.

Čas, ko bo Sonce najvišje na nebu in bo dolžina dneva najdaljša ter dolžina noči najkrajša, nastopi v času poletnega Sončevega obrata ali poletnega solsticija, ki nastopa okoli 22. junija. Sonce ob tem času vzide v smeri proti severovzhodu in zaide v smeri proti severozahodu. Od tega datuma naprej se bo višina Sonca iz dneva v dan zmanjševala in tudi razlika med dnevom in nočjo bo iz dneva v dan manjša. Čas, v katerem bo dolžina dneva in noči drugič v roku enega leta enaka, nastopi v času jesenskega enakonočja (ekvinokcija), ki nastopa okoli 23. septembra. Navidezno dnevno potovanje Sonca je v tem primeru enako kot v času spomladanskega ekvinokcija ali enakonočja [1]. Posledica navideznega gibanja Sonca čez nebo je sprememba smeri in dolžine sence gnomona sončne ure.



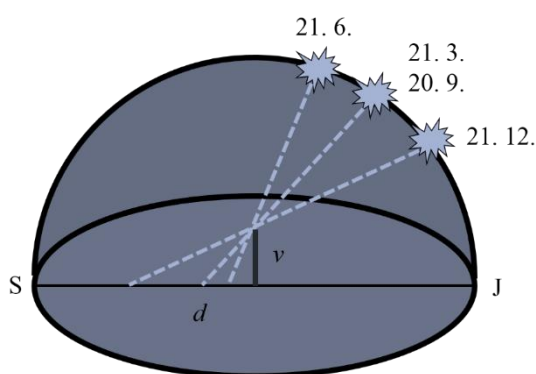
Slika 1: a) Navidezna pot Sonca čez nebesno sfero ob zimskem solsticiju. Sonce vzide v smeri JV ter zaide v smeri JZ in je na nebu manj kot 12 ur. b) Navidezna pot Sonca čez nebesno sfero ob spomladanskem in jesenskem ekvinokcijo. Sonce vzide v smeri V ter zaide v smeri Z in je na nebu 12 ur. c) Navidezna pot Sonca čez nebesno sfero ob poletnem solsticiju. Sonce vzide v smeri SV ter zaide v smeri SZ in je na nebu več kot 12 ur [1]. S črtno sivo črto je narisana navidezna pot Sonca pod, s polno črto pa nad obzorjem.

Zgornja kulminacija Sonca se čez celo leto spreminja, kar je posledica nagnjenosti Zemljine osi vrtenja glede na ekliptiko. To pomeni, da se čez leto spreminja lega Sonca glede na nebesni ekvator, kar posledično pomeni, da se deklinacija Sonca čez leto ves čas spreminja. Nebesni ekvator in ekliptika se sekata v dveh točkah, ki določata spomladanski in jesenski ekvinokcij. V teh točkah je deklinacija Sonca enaka 0° . Ekstremni vrednosti ob kulminaciji določenega dne doseže v obeh solsticijih. V poletnem solsticiju je deklinacija Sonca pozitivna in znaša $23,5^\circ$ v zimskem solsticiju pa je negativna in znaša $-23,5^\circ$, kar je iz naših krajev seveda še vedno vidno nad obzorjem v smeri proti jugu.

GNOMON, časovni kot in enostavna sončna ura

GNOMON je eden izmed najpomembnejših sestavnih delov sončnih ur [1]. Običajno gre za ravno palico, ki v sončnem vremenu meče senco na (poljubno) podlago in gre za eno izmed najstarejših astronomskih naprav za merjenje višine Sonca in časa [4]. Najenostavnejši primer je navpičen gnomon, katerega senca pada na vodoravna tla. Tovrstno sončno uro imenujemo *enostavna sončna ura*. Iz opazovanja dnevnega in letnega gibanja Sonca ugotovimo, da se njegova višina med dnevom ves čas spreminja. Višina Sonca raste od (približno) vzhoda proti zgornji kulminaciji (v smeri proti jugu),

kjer doseže maksimalno višino, ter nato pada proti (približno) zahodu. Ravno nasprotno pa se dogaja s senco gnomona, ta je vsak dan v letu najdaljša ob sončnem vzhodu in zahodu ter najkrajša ob njegovi zgornji kulminaciji. Velja izpostaviti, da pa se najkrajše (približno opoldanske) sence posameznega dne med seboj razlikujejo po dolžini. Poljubno višino Sonca najlažje določimo s pomočjo navpičnega gnomona z višino v . Navpični gnomon in njegova senca na vodoravni ravnini tvorita pravokotni trikotnik. Za določitev višinskega kóta Sonca (h) za kraje na severni polobli z geografsko širino, podobno naši (Slika 2), moramo poznati višino gnomona (v) in izmerjeno dolžino njegove sence (d).



Slika 2: Dolžina sence (d) za različne dneve v letu pri navpičnem gnomonu na horizontalni ravnini [1].

Ob znani višini gnomona (v) in izmerjeni dolžini njegove sence (d) lahko s kotnimi funkcijami izračunamo višinski kót Sonca (h):

$$\tan(h) = \frac{v}{d}. \quad (1)$$

V praksi nas največkrat zanima največja višina Sonca nad obzorjem, zato jo merimo okoli poldneva. Dolžina sence je takrat najkrajša. Največja višina Sonca ob poldnevu je na severni polobli izmerjena ob poletnem solsticiju, najmanjša višina pa ob zimskem solsticiju. Tako kot poznamo dnevno in letno navidezno gibanje Sonca, poznamo tudi dnevno in letno gibanje sence gnomona. V nadaljevanju predstavimo krivulje, ki jih opiše konec sence gnomona, ki se giblje po vodoravni podlagi. Z

navpičnim gnomonom lahko izdelamo enostavno sončno uro, ki je med vsemi sončnimi urami verjetno najpreprostejša in še najmanj natančna. To se zgodi zaradi različnih sončevih azimutov ob istem časovnem kótu na določeni geografski širini kot posledica spreminjanja sončeve deklinacije skozi vse leto.

Čas nebesnega telesa nad obzorjem je čas, ki preteče od vzhoda do zahoda nebesnega telesa. Uporabno je torej vedeti, ob katerem časovnem kotu nebesnega telesa ta vzide oziroma zaide. Pri vzhodu in zahodu nebesnega telesa je njegova višina nad obzorjem enaka 0° . Zvezo med višinskim kótom Sonca (h), geografsko širino (φ) opazovališča, deklinacijo (δ) objekta in časovnim kótom (H), ki jo ugotovimo iz sferne geometrije, imenujemo »višinska enačba«:

$$\sin(h) = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos H. \quad (2)$$

Iz te enačbe (Enačba 2) lahko za primer, ko je $h=0$ (to je ob vzhodu ali zahodu opazovanega objekta) izrazimo časovni kót (H) nebesnega telesa nad obzorjem:

$$\cos H = -\frac{\sin \varphi \sin \delta}{\cos \varphi \cos \delta} = -\tan \varphi \tan \delta. \quad (3)$$

Glede na to, da poznamo geografsko širino (φ) opazovališča in deklinacijo (δ) objekta, lahko izračunamo časovni kót (H) od vzhoda opazovanega objekta do prečkanja nebesnega meridiana ali časovni kót od prečkanja nebesnega meridiana do zahoda opazovanega objekta. Absolutni vrednosti rešitev sta za oba primera enaki. Tako senca navpičnega gnomona ob istem časovnem kótu Sonca pada na različna mesta. Enostavna sončna ura, ki je dokaj natančna le v obdobju »nekaj dni«, bi potrebovala časovno skalo, ki je odvisna od sončeve deklinacije.

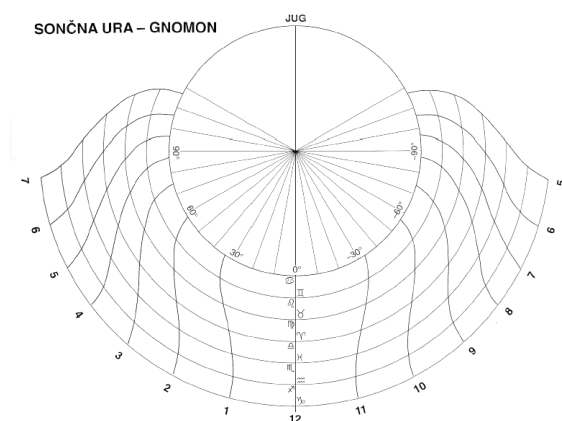
Iz tabele (Tabela 1) lahko ugotovimo, da se azimut Sonca [1] ob istem časovnem kótu spreminja v odvisnosti od njegove deklinacije. Pri časovnem

kótu 15° bi enostavna sončna ura v roku enega leta »napravila« napako 19° , kar preračunano v ure znaša približno 1 uro in pol.

Tabela 1: Azimut Sonca ob konstantnem časovnem kótu Sonca v odvisnosti od njegove deklinacije za enostavno sončno uro za kraje na severni polobli z geografsko širino 46° [1].

Deklinacija Sonca [°]	Azimut Sonca ob časovnem kótu 15°	Azimut Sonca ob časovnem kótu 30°	Azimut Sonca ob časovnem kótu 60°
-23	165°	151°	127°
-20	164°	150°	125°
-15	163°	148°	122°
-10	162°	146°	119°
-5	161°	143°	116°
0	159°	141°	112°
5	157°	138°	109°
10	155°	134°	105°
15	152°	130°	101°
20	149°	125°	96°
23	146°	122°	94°

Poleg tega lahko ugotovimo, da razlika med največjim in najmanjšim azimutom raste z vrednostjo časovnega kóta Sonca. Podobno bi lahko storili še za ostale časovne kóte in ugotavljali, kolikšna je napaka. Za lažjo predstavo bomo to storili s sliko, ki prikazuje izgled številčnice enostavne sončne ure (Slika 3).



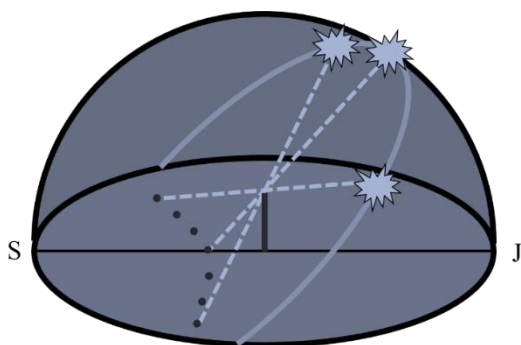
Slika 3: Številčnica enostavne sončne ure z navpičnim gnomonom na vodoravni podlagi [5].

Za razliko od enostavne sončne ure imajo sončne ure, kot so ekvatorialna, horizontalna ter vertikalna, gnomon vzporeden z rotacijsko osjo Zemlje. Usmerjen je proti (severnemu) nebesnemu polu. Pri tem omenimo, da sta horizontala in vertikalna sončna ura le posebna primera ekvatorialne sončne ure, saj je le številčnica projicirana na ustrezno ravnino. Gnomon je v ravnini meridiana kraja z znano geografsko širino in je nagnjen za kót geografske širine nad vodoravno smerjo proti severu. Pri ekvatorialnih sončnih urah je smer sence določena s časovnim kótom (H) Sonca (pravi sončev čas) in je neodvisna od datuma opazovanja oz. od sončeve deklinacije, kar je za sončno uro zelo pomembno [5]. Sonce se tako kot ostala nebesna telesa navidezno giblje okoli severnega nebesnega pola, zato z usmeritvijo gnomona proti severnemu nebesnemu polu dosežemo, da je smer sence odvisna le od časovnega kóta Sonca, ki pa se za naša opazovanja giblje približno enakomerno. Konstrukcija enostavne sončne ure bi nam vzela veliko časa za določanje številčnice, poleg tega bi bila številčnica nepregledna, zato lahko rečemo, da je pri enostavni sončni uri enostavno le njeno ime. Poenostavitev enostavne sončne ure je analematična sončna ura (enostavna konstrukcija) [1].

Določitev meridiana podnevi

Preden se lotimo obravnave osnovne ekvatorialne sončne ure, si pogledjmo, kako določimo lokalni nebesni meridian in posledično smer od severa proti jugu. Ne pozabimo, da nam v tem primeru uporaba kompasa zataji, saj ta kaže smer proti magnetnima poloma, ki ne sovpadata z dejanskima geografskima poloma rotacije Zemlje. Ob določitvi lokalnega meridiana bomo poznali smer, v katero bo usmerjen gnomon pri ekvatorialnih sončnih urah. Lahko bi si pomagali z iskanjem zvezde Severnice, vendar je v času dnevnega pouka to nemogoče, zato si bomo pomagali s Soncem in uporabo navpičnega gnomona. Vemo, da Sonce ob zgornji kulminaciji prečka nebesni meridian in je takrat najvišje na nebu. Dolžina sence, ki jo meče navpični gnomon, bo v tem času najkrajša in bo hkrati določala smer

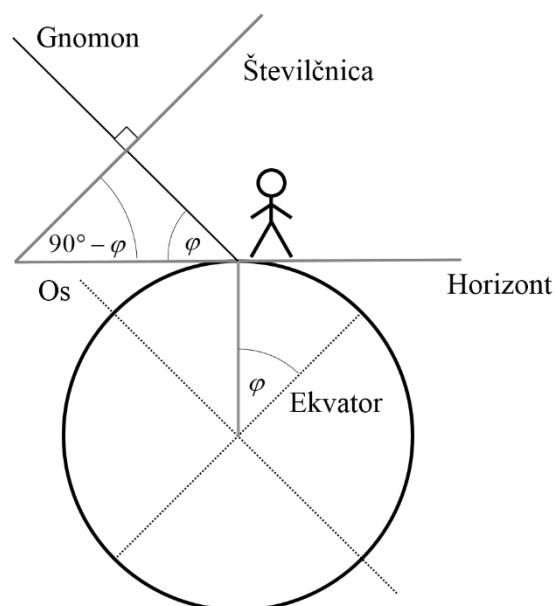
od juga proti severu in posledično lokalni nebesni meridian. Z opazovanjem dnevnega gibanja sence gnomona lahko torej določimo smeri neba tudi v času pouka. Opazovanje lahko izvedemo v času ene šolske ure, saj vemo, da Sonce kulminira okoli poldneva, kar je tudi naš cilj [1]. Poleg določanja najkrajše sence gnomona lahko učenci/dijaki opazujejo in hkrati v kratkih časovnih intervalih (5 minut) zarisujejo konec sence, kar je odlična popestritev pouka (Slika 4). Konec sence gnomona pri njenem dnevnem gibanju namreč opisuje točno določene krivulje [1], odmik te krivulje od pritrdišča palice je najkrajši opoldne.



Slika 4: Določanje smeri sever-jug in hkrati določitev nebesnega meridiana s pomočjo navpičnega gnomona [1].

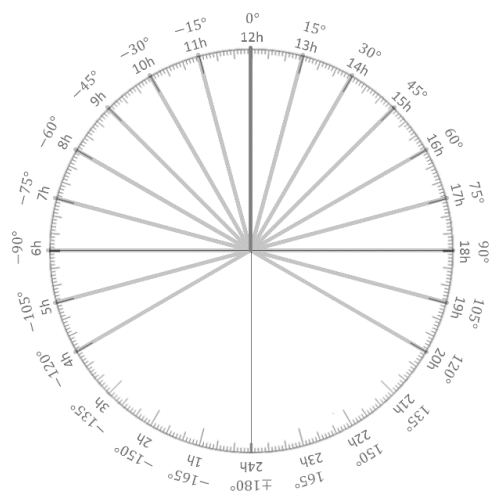
Ekvatorialna sončna ura

Ekvatorialna sončna ura je dobila ime po nagnjenosti številčnice, ki je vzporedna nebesnemu (in Zemeljskemu) ekvatorju. Gnomon je vzporeden z vrtilno osjo Zemlje in je pravokoten na številčnico. Kót med horizontom in gnomonom je enak geografski širini kraja (φ), na kateri je sončna ura (Slika 5). Prednost ekvatorialne sončne ure je enostavna konstrukcija.



Slika 5: Postavitev ekvatorialne sončne ure [1].

Številčnico ekvatorialne ure konstruiramo s pomočjo naslednjega razmisleka. Sonce opiše v roku ene ure časovni kót $H = 15^\circ$, kar pomeni, da je razmak na krožni časovni skali med urami prav tako 15° . Časovni kót (H) zavzame vrednosti od 0° do 360° in velja, da je ob zgornji kulminaciji Sonca (ob 12^{00}) časovni kót enak 0° , uro pred tem (ob 11^{00}) 15° in tako naprej. Časovni kót (H) lahko zapišemo tudi kot $H = 15^\circ \cdot n$, kjer je $n \in \mathbb{Z}$ na intervalu $[0, 24]$. Za časovno skalo na geografski širini ($+46^\circ$) je smiselno narisati časovne črte od 4. do 20. ure, saj Sonce čez leto ne presega omenjenih vrednosti (Slika 6).



Slika 6: Senca gnomona ob posameznih časovnih kótih Sonca na geografski širini $+46^\circ$ [1].

Pri ekvatorialni sončni uri je omembe vredna tudi njena številčnica, ki je na spodnji in zgornji strani plošče, na kateri je številčnica narisana. To je posledica vzporednosti plošče k (nebesnemu) ekvatorju in lege Sonca glede na (nebesni) ekvator skozi celo leto. Vemo, da se Sonce polovico leta nahaja pod (nebesnim) ekvatorjem in takrat pride v poštev številčnica, ki je narisana na spodnji strani plošče, za drugo polovico leta (med pomladanskim in jesenskim enakonočjem) pa velja ravno obratno, saj se Sonce nahaja nad (nebesnim) ekvatorjem [6].

Zaključek

Sončne ure so tesno v korelaciji med matematiko in fiziko (deloma tudi z geografijo in še drugimi predmeti), ki sodita med glavne naravoslovne predmete osnovnošolskega ter srednješolskega izobraževanja. S fizikalnimi vsebinami se učenci v osnovni šoli srečujejo od 1. razreda dalje, enako s predmetom matematika. Z obveznim predmetom fizika se učenci srečajo v 8. in 9. razredu osnovne šole, z izbirnimi predmeti s področja astronomije pa se lahko srečajo od 7. razreda dalje. Pri srednjih šolah je več razlik glede učnih programov, matematika je v različnih oblikah za razliko od fizike prisotna skoraj v vseh. V kolikor so v učnem programu predmeta fizika v srednji šoli prisotne ustrezne astronomske vsebine, je interdisciplinarna obravnava tematike sončnih ur smiselna in priporočljiva.

Teme iz učnih načrtov predmetov, ki se navezujejo na obravnavo sončnih ur, so: dnevno gibanje sence, spoznavanje kinematike kroženja in vrtenja Zemlje okoli Sonca ter orientacija na nebu. Dejavnosti, ki jih učenci dosežajo s sončnimi urami, so lahko naslednje: učenec določi glavne strani neba z dnevnim gibanjem sence gnomona; učenec empirično določi višinski kót Sonca, ko je ta najvišje na nebu; učenec ugotovi, da se višinski kót Sonca ob prečkanju nebesnega meridiana spreminja čez leto ter izdelava sončno uro za svoj kraj in se seznanja z vzroki, zakaj sončna ura ne kaže isto kot ročna ura. V nekaterih srednješolskih učnih načrtih je s tematiko sončnih ur mogoče najti povezavo pri obravnavi vsebin iz zgodovine astronomije, kjer se dijak sreča z vpogledom v heliocentrični in geocentrični sistem, s Keplerjevimi zakoni in osnovami Newtonove klasične mehanike o gibanju teles. Posebno poglavje je posvečeno nebesni sferi in njenim osnovnim pojmom ter sfernim koordinatnim sistemom. V njih je omenjeno tudi letno gibanje Sonca, pojem višine nebesnega objekta nad obzorjem, zvezdni čas in pravi Sončev ter srednji Sončev čas. Dijaki se srečajo s pojmi siderskega in sinodskega obhodnega časa ter afelija in perihelija, povežejo znanje med Keplerjevimi zakoni in Newtonovim gravitacijskim zakonom. Na podlagi znanja, ki ga dosežejo pri izbirnem predmetu Astronomije, lahko učitelj v višjem nivoju na podlagi vpeljave sončnih ur strne znanje posameznih sklopov v celoto. Z medpredmetno povezavo matematike in fizike lahko dijaki z omenjenim predznanjem razumejo delovanje sončnih ur ter jih povežejo s sodobno fiziko. Nekaj didaktičnih napotkov je o tem že napisanih in jih bralec najde v [7].

Po temeljitem pregledu učnih načrtov fizike, matematike in astronomije v osnovnošolskem in gimnazijskem (splošnem in klasičnem) izobraževanju smo ugotovili, da v nobenem izmed njih ne zasledimo eksplicitne omembe pojma »sončne ure«, kljub temu da gre za zgodovinsko pomembno napravo za merjenje časa. Navzlic temu pa menimo, da smo na podlagi magistrskega dela [1] v tem prispevku podali nekaj idej glede vsebinskih sklopov, kjer lahko učitelj po lastni presoji vključi

tematiko sončnih ur v sam sistem izobraževanja. Pregled učnih načrtov je potrdil naše sklepanje, da gimnazijski del izobraževanja ponuja več primernih vsebinskih sklopov za vključitev sončnih ur v izobraževanje, saj gre pri sončnih urah za nekoliko zahtevnejšo snov iz fizikalnega in matematičnega vidika. V vsakem primeru pa lahko obravnava sončnih ur služi kot dodatna popestritev pri izvedbi pouka. Učitelji lahko sončne ure uporabljajo tudi kot didaktični pripomoček za razlago fizikalnih in matematičnih vsebin. Tema sončnih ur pa nikakor ni omejena zgolj na pouk, ampak je širše zanimiva, deloma tudi zaradi možnosti povezovanja znanosti, zgodovine in umetnosti (estetika izdelave, arhitektura ipd.). Naj pa sončne ure niso le lepe, ampak naj kolikor toliko tudi točno kažejo čas, zato moramo biti pri njihovi izdelavi natančni, pri tem pa nam astronomsko (fizikalno) in matematično znanje koristi.

Literatura

- [1] Šabeder, A. (2016). *Sončne ure pri poučevanju matematičnih in fizikalnih vsebin (magistrsko delo)*. Maribor: Fakulteta za naravoslovje in matematiko.
- [2] Avsec, F. in Prosen, M. (2006). *Astronomija*. Ljubljana: DMFA.
- [3] Yeow, T. (2002). *The analemma for Latitudinally-Challenged People*. Singapore: National University of Singapore.
- [4] Prosen, M. (1987). *Zanimiva opazovanja z gnomonom*. Ljubljana: Presek (DMFA), Izv. 5, pp. 294–297.
- [5] Kilar, B. (2000). Gnomon–sončna ura. Ljubljana: Spika (Cambio), Izv. 8/2, pp. 92–94.
- [6] Waugh, A. (1973). *Sundials (their theory and construction)*. New York: Dover Publications.
- [7] Grubelnik, V. in Repnik, R. (2010). Delovni učbenik za pouk astronomije v osnovni šoli, Maribor.

PERUN ALI GROMOVNIK

Andreja Časar
AD Kmica

Na različnih območjih slovanskega sveta so častili različne bogove oziroma jim pripenjali različna imena. Tako je bil na vzhodu vrhovni bog slovanskega piedestala Svarog, na zahodu pa sta to funkcijo prevzela Svetovid in Triglav. Kljub raznolikosti pa ima verovanje v slovanskem svetu neko skupno značilnost. To je boj med pomladnim bogom strele Perunom in jesenskim bogom čred in podzemlja Velesom, zaradi Velesove kraje Perunove žene, sestre ali živine. Podoben boj gromovnika s htonskim bogom pozna tudi baltska mitologija, poznan pa je bil tudi že v vedskih časih, saj je zapisan v Rigvedi (povzeto po Slovanska mitologija, 2017). Slovanski bog bliska in groma Perun je, kot pove že ime gromovnik, zvezan z gromom in strelo. Soroden je drugim gromovniškimi božanstvom, kot so keltski Taranis, hetitski Tarhun, rimski Jupiter in grški Zevs (Perun, 2017), poleg tega ustreza albanskim

nazivom božanstva Perendi (Slovenski staroverci, 2012).

Povezan je z vodo (dež, nevihta) ter predstavlja strašno in bojvito bitje, ki nadzoruje štiri strani sveta in štiri letne čase (Toporov V Pleterski, 2014, 99).

Ena izmed teorij pravi, da naj bi Perun pri prednikih Slovencev v različnih letnih časih prevzemal različna imena in pojavne oblike Sonca, tako naj bi bil jeseni znan kot Zlatorog, pozimi kot Božič, spomladi kot Sv. Jurij in poleti kot Kresnik (Perun, 2017).

Perun je simbolno povezan s sekuro, hrastom in peruniko. Ljudje so mislili, da so neolitska in bakrena kladiva Perunove zlate sekire, ki so padle z neba in se zarile v zemljo ter jim zato pravijo "perunski kamen" (Slovenski staroverci, 2012). Perun ali "tisti, ki udarja" (per-, perk-, perg- pomeni udariti) je

pomensko lahko zvezan tudi s keltskim –dru (hrast) in latinskim quercus (hrast) (Perun, 2017).

Perun na Slovenskem ne spominja le na peruniko, temveč ima isto slovnično osnovo (kot bog groma) rastlina trdovrnik (Hauswurz, Donnerkraut) ter recimo krajevno ime Trotkova na Goričkem (1265) (Stanonik, 2014, 245).

Poleg perunike je Perunova rastlina tudi netresk (*sempervivum tectorum*), ki mu ponekod v Prekmurju pravijo perunovo perje ter verujejo, da v hišo, kjer na strehi raste netresk, strela ne udari (Slovenski staroverci, 2012).

V Prekmurju bog – Perun "včasne" oziroma pošilja hudo uro, kadar grmi in se bliska, splošno razširjeno pa je tudi strašenje otrok, da se, ko grmi, bog krega, ker niso bili pridni (prav tam).

In če je bilo za časa mnogoboštva prisotno čaščenje kulta Peruna, pa njegovo vlogo v krščanstvu prevzame sv. Elija oziroma sv. Ilija. Tako je sv. Elija v ljudskih predstavah po prejšnjem božanstvu prevzel moč nad dežjem in gromom (prav tam). Biblija ga prikazuje, kako se na gorečem vozu dviguje v nebo, kar spominja na nekdanjega Peruna, ki po nebu jezdi v gorečih ali nebeških kočijah, to pa je značilno tudi za druga indoevropska nebesna in gromovna božanstva (prav tam).

Literatura:

Perun. 2017. Wikipedija prosta enciklopedija. Pridobljeno 04. 11. 2017 s <https://sl.wikipedia.org/wiki/Perun>.

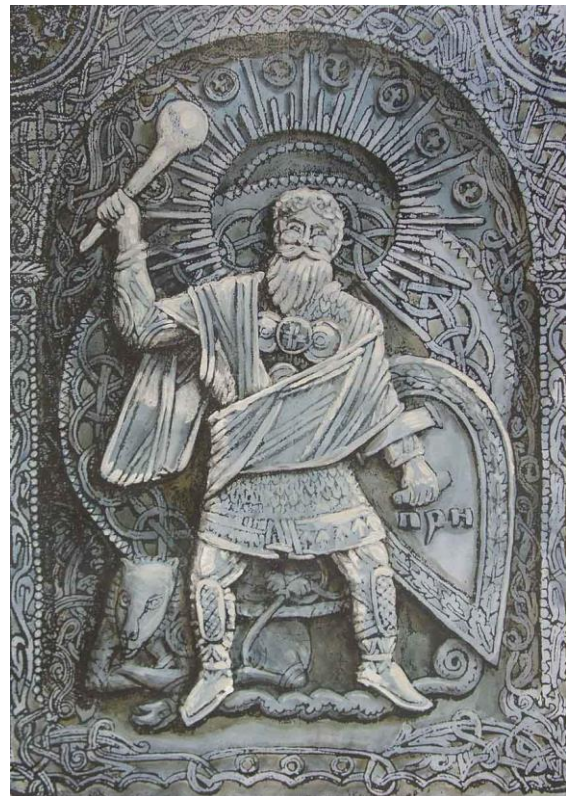
Andrej Pleterski. 2014. *Kulturni genom. Prostor in njegovi ideogrami mitične zgodbe*. Ljubljana: Založba ZRC.

Slovenska mitologija. 2017. Wikipedija prosta enciklopedija. Pridobljeno 04. 11. 2017 s

https://sl.wikipedia.org/wiki/Slovenska_mitologija.

Slovenski staroverci. 2012. Pridobljeno 06. 11. 2017 s <http://staroverci.si/perun/>.

Marija Stanonik. 2014. *Folkloristični portreti iz 20. stoletja: do konstituiranja slovenske slovstvene folkloristike*. Ljubljana: Založba ZRC.



Slika 1: Max Presnyakov – *Vlastito djelo*, CC BY-SA 3.0. Pridobljeno 07. 11. 2017 s <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=19311779>.

MODRE PULZIRAJOČE ZVEZDE

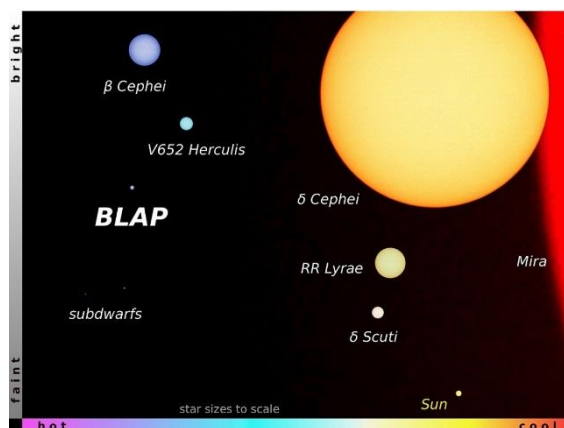
pom. akad. dr. Milan Svetec^{1,2}

¹*PORA, razvojna agencija Gornja Radgona*

²*Univerza v Mariboru, Fakulteta za naravoslovje in matematiko*

V čilenski puščavi Atacama so poljski raziskovalci z zrcalnim avtomatskim teleskopom v okviru »Optical Gravitational Lensing Experiment« prečesali nočno nebo. Leta 2013 so nepričakovano naleteli na zvezde katerih svetlost se je hitreje spreminjala kot so pričakovali. V nadaljnjih raziskavah so znanstveniki, skupaj z mednarodno zasedbo strokovnjakov, zvezde preučili podrobneje in ugotovili, da so našli nov razred zvezd.

Obstaja veliko razredov zvezd katerim se svetlost periodično spreminja. V nasprotju z našim Soncem, take zvezde niso stabilne, ampak imajo nihajoče površje. To pomeni, da se razširijo (napihnejo) in pozneje spet vrnejo v prvotno stanje. Najbolj znane tovrstne nihajoče zvezde so kefeide katerih perioda nihanja znaša od nekaj ur do nekaj sto dni.



Slika 1: Umestitev BLAP v Hertzsprung-Russelovem diagramu.

Raziskovalci so do sedaj odkrili na desetine takih zvezd katerih nihanja svetlosti so na prvi pogled podobna kefeidam ali zvezdam RR-Lyrae. Vendar pa so periode med dvajset in štirideset minut mnogo krajše in barva bolj modra, kar napeljuje na

zaključek, da morajo biti novo-odkrite zvezde bolj vroče in bolj kompaktne. Te lastnosti so tudi podlaga za predlagano ime novega razreda zvezd: »BLAPs – Blue Large-wbr>Amplitude Pulsators«.

Sama narava zvezd je dolgo zaposlovala raziskovalce. Astronomi so sprva predvidevali, da bi naj pri BLAP šlo za vroče pritlikavke, ker imajo podobne nihajne periode. Vročje pritlikavke so stare zvezde, blizu svojega konca življenja. Svojo energijo pridobivajo iz termonuklearne fuzije helija v ogljik v nasprotju z našim Soncem, ki v svoji življenjski fazi uporablja fuzijo vodika v helij.

Za potrditev, da pri BLAP v resnici gre za vroče pritlikavke, so raziskovalci posneli spektroskopske slike z največjimi svetovnimi teleskopi. S teleskopoma Gemini in Magellan, ki sta tudi nameščena v puščavi Atacama, je astronomom uspelo posneti ustrezne spektre. Pozneje so jih analizirali s fizikalno-numeričnimi modeli in odkrili, da spremembe svetlosti lahko pojasnimo s spremembami temperature, in da je temperatura površja takih zvezd petkrat višja od temperature površine Sonca, kar je tipično za pritlikavke.

Vendar pa so se BLAP izkazali za veliko večje od vročih pritlikavk. To pomeni, da gre za nov razred zvezd, ki so podobne vročim pritlikavkam, ampak je njihova ovojnica veliko bolj debela. Zakaj te zvezde nihajo kot kefeide in zakaj so tako napihnjene je zaenkrat še neznano, prav tako kot vzrok njihovega nastanka.

Literatura

1. P. Pietrukowicz et al.: Blue large-amplitude pulsators as a new class of variable stars, *Nat. Astr.* 1, 0166 (2017).

OGENJ V BREZTEŽNOSTNEM PROSTORU

asist. Eva Klemenčič in pom. akad. dr. Mitja Slavinec
Univerza v Mariboru, Fakulteta za naravoslovje in matematiko

Uvod

Ogenj je imel pomembno vlogo pri evoluciji človeka in razvoju civilizacij. Omogoča svetlobo v temi in zagotavlja vir toplote v mrazu. Ko so se naši predniki naučili ogenj zanetiti sami in ga hkrati obvladovati, so ga uporabljali za obrambo, signalizacijo, pripravo hrane, kar je bistveno vplivalo na nadaljnji razvoj tako človeka kot tudi družbe [1]. Dandanes so raziskave s področja vžiga in zgorevanja še zmeraj aktualne, predvsem zaradi zahtev razvoja motorjev z notranjim izgorevanjem.

Marsikdo ob ognju pomisli na rumeno-oranžne dvigajoče se plamene. Barvo plamena narekuje snov, ki povzroča gorenje in je odvisna od temperature plamena ter od kakovosti izgorevanja. Temperatura modrega plamena je višja od temperature rdečkastega plamena, kar velja tudi za barvo zvezd: temperatura na površini modrikastih zvezd je višja od temperature rdečih [2]. Če opazujemo gorenje na primer sveče, lahko opazimo, da ima plamen zmeraj podobno obliko. Vendar slednje velja le v primeru, ko plamen opazujemo v vsakdanjih okoliščinah. Leta 2000 je NASA na podlagi opazovanj plamena sveče na vesoljski postaji potrdila, da ima gravitacija neposredno vlogo pri zgradbi in obliki plamena [3]. Oglejmo si torej pogoje za nastanek ognja in dejavnike, ki vplivajo na obliko plamena.

Ogenj na zemlji

Da zanetimo ogenj morajo biti izpolnjeni trije pogoji t.i. požarnega trikotnika. Prisotna mora biti gorivna snov, kisik in toplota. Kisik omogoči oksidacijo gorivne snovi v kemijskem procesu zgorevanja, ki se sproži, ko je temperatura okolice višja od temperature vžiga. Pri popolnem gorenju nastane ogljikov dioksid ali oksidi drugih elementov prisotnih v gorivni snovi in vodna para. Pomanjkanje kisika ali nizke temperature okolice vodijo do nepopolnega gorenja in nezaželenih končnih produktov, ki so škodljivi za okolico in človeka. Če opazujemo plamen sveče (slika 1), opazimo črno

področje tik pri stenju, kjer se gorivna snov, običajno parafin, stali in se s kapilarnim dvigom premakne navzgor po stenju. Običajno je v zunanji plasti plamena količina kisika zadostna za popolno izgorevanje, kar povzroči reakcijo kisika z gorivno snovjo. Posledično se izseva svetloba modre barve. V procesu izgorevanja pa se ogljik ne pretvori v celoti v ogljikov dioksid ampak se sprime v skupke – saje, ki zaradi toplote zažarijo in oddajajo svetlobo rumeno-oranžne barve.

Plameni imajo tipično ovalno obliko zaradi gravitacije. S konvekcijskim prenosom toplote se zrak ob plamenu segreje, postane redkejši in se zaradi sile vzgona prične dvigovati [4]. Na njegovo mesto priteče hladnejši del zraka, ki je gostejši (slika 1).



Slika 1: Plamen sveče je tipično ovalne oblike, kar je posledica konvekcijskih tokov zraka pri različnih temperaturah.

Iz splošne plinske enačbe lahko izrazimo gostoto zraka pri dani temperaturi T :

$$\rho = \frac{pM}{RT}, \quad (1)$$

kjer je p tlak, M molska masa in R splošna plinska konstanta, ki znaša $8,314 \text{ J/mol K}$.

Vzemimo, da se zrak tik ob plamenu sveče segreje na $1000 \text{ }^\circ\text{C}$, okoliški zrak pa ima temperaturo $25 \text{ }^\circ\text{C}$. Za ta primer po enačbi (1) ocenimo, da je gostota hladnega zraka štirikrat večja od gostote toplega zraka.

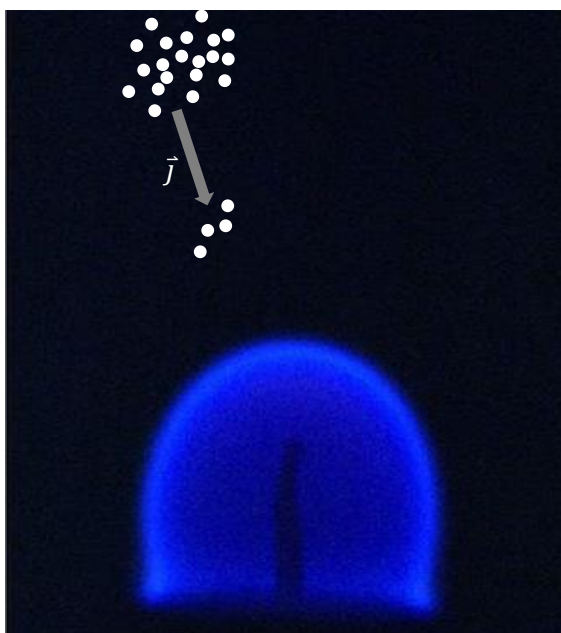
Oblika plamena sveče je posledica različne gostote zraka z različno temperaturo in delovanja sile vzgona. Po definiciji [4] je sila vzgona enaka sili teže izpodrinjene tekočine, iz česar sledi, da je sila vzgona premo-sorazmerna z gravitacijskim pospeškom g :

$$F_v = \rho V g. \quad (2)$$

Kaj se torej zgodi s plamenom, ko prižgemo svečo v breztežnostnem prostoru?

Ogenj v breztežnosti

V breztežnostnem prostoru lahko izpolnimo potrebne tri pogoje požarnega trikotnika, da zanetimo ogenj, vendar se ogenj obnaša drugače. Zaradi ničelne gravitacije na zrak ne vpliva sila vzgona, kar pomeni, da ni konvekcijskih tokov toplega in hladnega zraka. Pri vžigu gorivne snovi plamen tvori skoraj krogelno obliko (slika 2).



Slika 2: Plamen v breztežnostnem prostoru [3].

Pri gorenju v breztežnostnem prostoru se zaradi odsotnosti mešanja zraka zmanjša dotok kisika. Posledično bi izogorevanje naj bilo slabše. Z eksperimenti [3], ki so jih izvedli na mednarodni vesoljski postaji, so potrdili ravno nasprotno. V breztežnostnem prostoru je za ogenj značilno popolno izogorevanje, plamen je modre barve in ima višjo temperaturo. Možni razlog je enakomernjša porazdelitev temperature po plamenu.

Pri izvedbi eksperimenta FLEX [3] (iz angleščine *Flame Extinguishment Experiment*) so raziskovalci ugotovili, da je znotraj gorivne celice potekalo gorenje majhnih kapljic heptana tudi po tem, ko je plamen, kot je viden našim očem, ugasnil. Kapljice heptana pričnejo goreti s plamenom pri temperaturi okrog 1500 K, dokler se ne ohladijo in na videz ugasnejo. Takrat nastopi gorenje s t.i. hladnim plamenom, ki doseže temperaturo od 500 K do 800 K. Gorenje s hladnim plamenom so uspeli vzpostaviti tudi na Zemlji, vendar je čas gorenja, v primerjavi z nekaj minutnim v breztežnostnem prostoru, izjemno kratek.

Razlogi so v samem poteku reakcije izogorevanja. Med tem ko na Zemlji na obliko plamena vpliva sila vzgona, ima v breztežnostnem prostoru pomembno vlogo molekularna difuzija. Za gorenje je potreben kisik, katerega koncentracija (glej sliko 2) se v bližini plamena z izogorevanjem manjša. Zaradi razlike v koncentraciji kisika pride do difuzije [4]. Gostota masnega toka snovi (\vec{j}) je premo-sorazmerna gradientu koncentracije:

$$\vec{j} = -D \frac{\partial c}{\partial x}, \quad (3)$$

kjer je D difuzijska konstanta snovi. Negativni predznak nakazuje na difuzijski tok v nasprotni smeri gradienta koncentracije, torej v smeri proti manjši koncentraciji kisika. Difuzijski tok prinaša kisik potreben za potek reakcije gorenja in hkrati odnaša končne produkte (ogljikov monoksid in formaldehid). V primerjavi s konvekcijskimi tokovi je difuzija 100 – krat počasnejši proces. Gorenje zato traja dlje in pri tem oddaja manjšo intenziteto svetlobe.

Zaključek

Ogenj je odigral ključno vlogo v zgodovini človeštva. Čeprav so nekateri mnenja, da ogenj in gorenje poznamo ter obvladamo, se nam ponuja še veliko možnosti za nadaljnja raziskovanja. V zadnjih letih se na mednarodni vesoljski postaji v okviru različnih projektov odvija več eksperimentov za boljše razumevanje ognja v mikrogravitaciji. Z raziskavami si v prihodnje obetajo nadgradnjo sistema požarne varnosti vesoljskih postaj in plovil, učinkovitejšo rabo tekočih goriv na Zemlji in možnosti aplikacije v

avtomobilistični industriji za razvoj novih načinov vžiga motorja.

Literatura

[1] Gowlett J.A.J., *The discovery of fire by humans: a long and convoluted process*, Phil. Trans. R. Soc. B, **371**, 2015016.

[2] Klemenčič E., Slavinec M., *Barva zvezd*, Astronomi v Kmici: sedemnajstič, AD Kmica: ZOTKS, 26-29 (2015).

[3] NASA Science Beta, *Strange flames on the ISS*, pridobljeno dne 1.10.2017 iz https://science.nasa.gov/science-news/science-at-nasa/2013/18jun_strangeflames.

[4] J. Strnad, *Fizika 1*, DMFA.

ATMOSFERA

pom. akad. dr. Mitja Slavinec, asist. Eva Klemenčič
Univerza v Mariboru, Fakulteta za naravoslovje in matematiko

Uvod

Atmosfera je plinasti ovoj okrog planeta, izjemoma tudi satelita. V našem sončnem sistemu večina planetov ima atmosfero, čeprav je npr. na Merkurju tako zelo redka, da je praktično ni. Tudi na površini Marsa je atmosfera redka, njen tlak je manj kot 1% zemeljskega. Edini satelit z atmosfero v našem osončju je Titan, ki se giblje okrog Saturna. Ali planet ima atmosfero ali ne, je odvisno predvsem od velikosti gravitacijskega privlaka, od temperature in ali na planetu sploh so plini za tvorbo atmosfere. V kolikor gravitacijski privlak planeta ni dovolj velik, plinov ne zadrži na njegovi površini in uidejo v vesolje.

Sestava atmosfere se razlikuje od planeta do planeta. V Neptunovi atmosferi najdemo metan, na površju Venere je ogljikov dioksid, na Zemlji pa prevladujeta dušik in kisik [1]. Kateri plini so v atmosferi, je odvisno tudi od velikosti gravitacijskega privlaka. Na Zemlji npr. gravitacija zadrži kisik in dušik, vodik in helij pa ne, zato ju v atmosferi praktično ni.

Od gravitacijskega privlaka in plinov v atmosferi je odvisna tudi debelina atmosfere, ki pa se zaradi velike stisljivosti plinov z višino redči in zvezno preide v vesoljni prostor. Mejo atmosfere pogosto določijo administrativno, npr. na mestu, kjer prične opazno vplivati na padajoča telesa (meteorje, komete ali vesoljska plovila).

Gravitacijski privlak in atmosfera

Telesa z maso se med seboj privlačijo z gravitacijsko silo F_g , katere velikost je odvisna od njune medsebojne oddaljenosti $r_{1,2}^2$ in produkta njunih mas m_1 in m_2 [2-4]:

$$F_g = G \frac{m_1 m_2}{r_{1,2}^2}, \quad (1)$$

kjer je G gravitacijska konstanta. Telesa, ki mirujejo na površini planeta, imajo negativno potencialno energijo, saj jim je treba energijo dovesti, da lahko zapustijo planet. Tej negativni energiji rečemo tudi vezavna energija. Telesa, ki na površini planeta pospešimo do druge kozmične hitrosti (za Zemljo je $11,2 \text{ km s}^{-1}$) [5], imajo zaradi tega ravno toliko kinetične energije, koliko je negativna njihova potencialna energija, in lahko zapustijo planet. Enako velja za pline. Če imajo molekule plina manj kinetične energije od vezavne energije, planeta ne morejo zapustiti in tvorijo njegovo atmosfero. Notranja energija molekul plina je sorazmerna s temperaturo T izraženo v kelvinih [6].

Na površini planeta je potencialna energija plinov enaka 0, kar pomeni, da je njihova notranja energija enaka kinetični energiji $W_k = \frac{mv^2}{2}$, kjer je m masa molekule plina in v njena hitrost. Ker je kinetična energija sorazmerna s temperaturo, velja:

$$v \propto \sqrt{\frac{T}{M}} \quad (2)$$

kjer je M molekulska masa plina. Iz enačbe (2) vidimo, da je hitrost plinov tem večja, čim višja je temperatura in čim manjša je njihova masa. Vodik ima molekulska masa $M_{H_2} = 2 \text{ kg/kmol}$, helij pa $M_{He} = 4 \text{ kg/kmol}$. Zaradi tega so hitrosti molekul vodika ali helija večje od hitrosti molekul dušika ali kisika. Slednje imajo hitrosti manjše od ubežne hitrosti, zato jih privlačna sila Zemlje zadrži v ozračju. Molekule vodika ali helija pa imajo hitrosti primerljive z ubežno hitrostjo in so večinoma odletele v vesolje zato teh dveh plinov ni v atmosferi. V kolikor bi bila na Zemlji temperatura večja, ali pa bi bil njen gravitacijski privlak manjši, bi v vesolje odletele tudi molekule dušika in kisika ter takega ozračja, kot ga danes imamo na Zemlji, ne bi bilo. V nasprotnem primeru pa bi večji gravitacijski privlak ali manjše hitrosti zaradi hladnejše atmosfere lahko zadržala tudi molekule vodika ali helija in bi bila ta plina znatneje zastopanja v zemeljski atmosferi. Ker je atmosfera pomembna za nastanek in razvoj življenja, je velikost gravitacijskega privlaka (kar je med drugim odvisno od velikosti planeta) eden pomembnih dejavnikov ali je planet primeren za življenje. Prav tako tudi temperatura ni pomembna le za zagotovitev ustreznih življenjskih pogojev, ampak vpliva tudi na atmosfero.

Zemljina atmosfera

Zemljina atmosfera je sestavljena iz približno ene petine (21%) kisika in približno štirih petin (78%) dušika. Preostanek predstavljajo predvsem argon (1%) in drugi žlahtni plini ter ogljikov dioksid, ki je pomemben za vegetacijo rastlin. To mešanico plinov imenujemo zrak, katerega povprečna molekulska masa je $M_Z = 29 \text{ kg/kmol}$. Ozračje stabilizira temperaturo na površini Zemlje, živim bitjem daje zavetje in jih ščiti pred ultravijoličnimi žarki s Sonca. Ozračje glede na oddaljenost od Zemljine površine delimo na troposfero, stratosfero, mezosfero, termosfero in eksosfero.

Na površini Zemlje, do višine približno 12 km (manj nad polih in več nad ekvatorjem), je **troposfera**. V troposferi je večina mase zraka in tudi večina vodne

pare v celotni atmosferi. V troposferi se dogajajo vsi meteorološki pojavi. Temperatura zraka z višino pada, približno 7°C na 1000 m višine. Tlak na površini je 1 bar.

Troposferi sledi **stratosfera** do višine okrog 55 km. V stratosferi se na kisiku absorbirajo ultravijolični žarki, pri čemer nastaja ozon, katerega velika večina je prav v stratosferi. Pri absorbiranju UV žarkov se sprošča energija, zaradi česar se z naraščajočo razdaljo temperatura povečuje in na robu doseže približno 0°C . Tlak je približno 1 mbar.

Naslednji pas je **mezosfera**, ki seže do 100 km visoko (na polih manj). Temperatura v mezosferi z višino pada in je na njenem robu približno -100°C . V mezosferi zgori večina meteorjev, ki zaidejo na zemljino pot, kar nekoliko vpliva tudi na njeno sestavo.

Sledi **termosfera**, ki sega do višine približno 500 km. V termosferi prihaja do ionizacije sončne svetlobe, pri čemer se sprošča veliko energije, zato temperatura naraste do 1500°C . V termosferi nastane polarni sij in v tem območju se nahaja tudi mednarodna vesoljska postaja, saj je zrak že zelo redek in je zračni upor zanemarljiv.

Zadnja plast je **eksosfera**, ki seže do višine okrog 800 km in več. V tej plasti se nahajata predvsem vodik in helij. Tudi v tej plasti je temperatura do 1500°C .

Tlak in gostota atmosfere

Najenostavnejši model opisa tlaka ali gostote v atmosferi je barometrična enačba, ki temelji na izotermnem približku atmosfere. V tem približku zanemarimo, da se temperatura ozračja z višino zmanjšuje. Gostota zraka se z višino zmanjšuje, saj zrak zaradi svoje teže sam sebe stiska in povečuje gostoto. Izpeljavo barometrične enačbe si lahko ogledate v dodatku, na tem mestu pa le končen rezultat:

$$p = p_0 e^{-\frac{h}{h_0}}, \quad (3)$$

kjer je p_0 zračni tlak na površini Zemlje. Tlak se z višino eksponentno zmanjšuje, h_0 pa je **tipična debelina ozračja**, tj. razdalja, na kateri se tlak zmanjša na $1/e$ in znaša približno 8300 m. Upošteva se linearno zvezo med tlakom in gostoto

lahko barometrično enačbo zapišemo tudi v obliki za gostoto:

$$\rho = \rho_0 e^{-\frac{h}{h_0}}, \quad (4)$$

kjer je ρ_0 gostota zraka na površini Zemlje, ki je $1,2 \text{ kgm}^{-3}$. Izotermna atmosfera je na prvi pogled zelo grob približek, saj se zrak v vrhnjih plasteh lahko segreje tudi do 1800 K. Kljub temu pa barometrična enačba dokaj korektno opisuje tisti del atmosfere, kjer je večina zraka. V vrhnjih plasteh je namreč zrak malo. Zanimarili smo tudi vpliv temperaturne odvisnosti atmosfere na njeno debelino. Nad obema poloma je atmosfera hladnejša kot nad ekvatorjem, zato je posledično nad poloma tanjša. Oglejmo si **nazoren pomen** tipične debeline atmosfere h_0 . Pove nam, **kako debela bi bila atmosfera, če ne bi bila stisljiva** ampak bi več čas imela gostoto ρ_0 . To potrди enostaven račun. V enačbo za hidrostatični tlak vstavimo gostoto $\rho_0 = 1,2 \text{ kgm}^{-3}$, težni pospešek $g = 10 \text{ ms}^{-2}$ in tipično debelino atmosfere $h_0 = 8300 \text{ m}$. Dobimo normalni zračni tlak na površini Zemlje:

$$p = \rho_0 g h_0 = 99.600 \text{ Pa} = 1 \text{ bar} = p_0. \quad (5)$$

Če bi atmosfera imela povsod gostoto, kot jo ima na površini Zemlje, bi ravno z debelino $h_0 = 8300 \text{ m}$ ustvarila enak tlak kot ga celotna atmosfera dejansko ustvari.

Masa zraka v atmosferi

Ker se gostota zraka v atmosferi spreminja, jo moramo računati preko volumskega integrala, kar je predstavljeno v dodatku. Na tem mestu pa bomo pokazali enostaven in zelo dober približek, pri katerem bomo predpostavili, da je debelina atmosfere h_0 , njena gostota pa je ves čas ρ_0 . V tem približku lahko uporabimo enostavno zvezo:

$$m_a = V_a \rho_0, \quad (6)$$

kjer je V_a volumen atmosfere. Ker je debelina atmosfere $h_0 = 8,3 \text{ km}$ skoraj tisočkrat manjša od polmera Zemlje $R_Z = 6400 \text{ km}$ lahko njen volumen izračunamo kot volumen tanke krogelne lupine, tj.

kot produkt zemljine površine in debeline atmosfere $V_a = 4\pi R_Z^2 h_0$. Do mase je le še en korak:

$$m_a = 4\pi R_Z^2 h_0 \rho_0 = 5,1 \cdot 10^{18} \text{ kg}. \quad (7)$$

Na prvi pogled izjemno velika masa, vendar jo je treba primerjati z maso Zemlje ($m_Z = 6,0 \cdot 10^{24} \text{ kg}$), ki je približno milijonkrat večja. Razmerje je smiselno, saj je povprečna gostota Zemlje ($\bar{\rho}_Z = 5500 \text{ kgm}^{-3}$) približno tisočkrat večja od gostote atmosfere in tudi polmer Zemlje je približno tisočkrat večji od tipične debeline atmosfere. Račun pokaže, da je napaka zaradi poenostavitve (6) manj kot 0,5%, kar potrjuje upravičenost uporabljenega približka.

Rezultate smo izpeljali za atmosfero Zemlje, vendar so dovolj splošni, da jih lahko uporabimo za poljubno atmosfero na poljubnem planetu. V rešitvah nastopa gostota atmosfere na površini planeta ρ_0 , in tipična debelina atmosfere h_0 . Na poti te posplošitve izrazimo še gravitacijski pospešek na površini Zemlje:

$$g = G \frac{m_Z}{R_Z^2}, \quad (8)$$

maso Zemlje izrazimo z njeno povprečno gostoto, vstavimo v enačbo (6) in dobimo:

$$h_0 = \frac{3RT}{4\pi G M_Z \bar{\rho}_Z}. \quad (9)$$

Dobili smo zvezo, ki jo lahko uporabimo za oceno tipične debeline atmosfere na poljudnem planetu z atmosfero. Tipična debelina atmosfere je odvisna od splošne plinske konstante R , gravitacijske konstante G in od naslednjih lastnosti planeta in atmosfere na njem: temperature na površini planeta T , polmera planeta R_Z , povprečne molekulske mase plinov iz katerih je atmosfera zgrajena M in povprečne gostote planeta $\bar{\rho}_Z$. Pomembna količina je seveda tudi gostota atmosfere na površini planeta ρ_0 , ki nam pove ali planet sploh ima atmosfero in če da, kakšno.

Literatura

- [1] S. Mitton, J. Mitton, *Astronomija, Didakta*, 1994.
 [2] M. Slavinec, *Astronomi v Kmici sedemnajstič: Bibavica*.
 [3] H. Goldstein, *Classical Mechanics*, Addison-Wesley, 1981.
 [4] J. Strnad, *Fizika 1, DMFA*.
 [5] R. Repnik, *Astronomi v Kmici osmic, Kozmične hitrosti*.
 [6] L. D. Landau, E. M. Lifshitz, *Statistical Physics*, Pergamon Pres, 1993.

Dodatek:

1 Izpeljava Barometrske enačbe

V tekočinah se hidrostatični tlak z višino spreminja, kot

$$dp = -\rho g dh, \quad (d1.1)$$

kjer je ρ gostota tekočine, g je težni pospešek, dp pa je sprememba tlaka v tekočini, če se dvignemo za višino dh . Predznak minus pomeni, da se z naraščajočo višino tlak zmanjšuje. Atmosfera je sestavljena iz plinov, zato uporabimo plinsko enačbo iz katere izrazimo gostoto:

$$\rho = \frac{pM}{RT}, \quad (d1.2)$$

in vstavimo v enačbo (d1.1) ter dobimo:

$$dp = -\frac{pMg}{RT} dh = -p \frac{dh}{h_0}, \quad (d1.3)$$

kjer je h_0 tipična debelina atmosfere izražena kot:

$$h_0 = \frac{RT}{Mg}, \quad (d1.4)$$

ki pri temperaturi zraka 290 K znaša približno 8,3km. Do rešitve enačbe (d1.3) pridemo z ureditvijo spremenljivk in integracijo:

$$\int \frac{dp}{p} = -\int \frac{dh}{h_0}, \quad (d1.5)$$

kar vodi do barometrske enačbe (6):

$$p = p_0 e^{-\frac{h}{h_0}}. \quad (d1.6)$$

2 Izpeljava mase atmosfere

V primeru, ko se gostota ρ spreminja s krajem se masa izračuna kot integral po prostornini:

$$m = \int \rho dV. \quad (d2.1)$$

Za primer atmosfere dobimo krogelni integral v katerega vstavimo enačbo za gostoto (4):

$$m_a = 4\pi\rho_0 \int_0^\infty e^{-\frac{h}{h_0}} h^2 dh. \quad (d2.2)$$

Po vpeljavi nove brezdimenzijske spremenljivke $x = \frac{h}{h_0}$ in treh korakih integracije per partes dobimo rezultat gornjega integrala:

$$m_a = 4\pi\rho_0 h_0^3 \left(\frac{R_Z}{h_0} + 1\right)^2. \quad (d2.3)$$

Rezultat primerjajmo s približkom (7): $m_a = 4\pi R_Z^2 h_0 \rho_0$ in vidimo, da je relativna napak približka reda velikosti $\frac{h_0}{R_Z}$, kar je reda velikosti promila.

ENAČBA SENCE RAVNE PALICE V TREH RAVNINAH

Marijan Prosen

Uvod

S senco, ki jo od Sonca osvetljena ravna palica meče na različne ravnine, sem se veliko ukvarjal (1981-2017). Tu navajam del svojih raziskav, in sicer svojo izpeljavo enačbe krivulje, po kateri se med dnevom premika konec (vrh) sence od Sonca osvetljene ravne palice v omenjenih treh ravninah. Enačbe iskanih krivulj sem poimenoval enačbe sence.

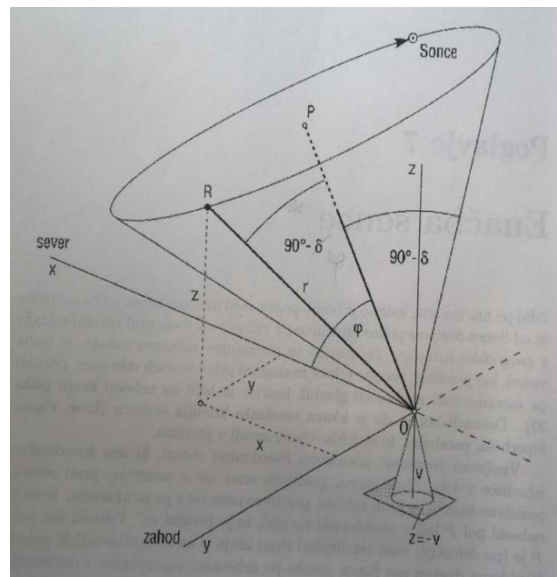
Precej razmišljanja, poskušanja in tudi matematičnega dela je bilo treba vložiti, predno sem ugotovil enačbe krivulj v teh ravninah. Do danes še nisem opazil, da bi senco, ki jo od Sonca osvetljena ravna palica meče na te tri ravnine, kdo tako obravnaval, kot jo sam obravnavam. Vse tri enačbe sence sem izpeljal po lastni zamisli z vektorji na osnovi srednješolske matematike, zato lahko zapišem, da sem jih odkril. S tem člankom jih nekako zavarujem. Prvo enačbo sence sem odkril leta 1994, drugi dve leta 2017.

Raziskovanje

Recimo, da želimo ugotoviti, kakšno krivuljo med dnevom popiše konec (vrh) sence navpične od Sonca osvetljene palice (gnomona) z višino v na vodoravni ravnini v kraju (opazovališču) z geografsko širino $\varphi \geq 0$ določenega dne v letu pri znani deklinaciji δ Sonca. Za kraje v Sloveniji je φ blizu 45° , deklinacija Sonca pa se spreminja v mejah od $-23,5^\circ$ do $+23,5^\circ$.

Vpeljemo prostorski pravokotni koordinatni sistem, ki ima koordinatno izhodišče v vrhu O navpične palice (gnomona). Pozitivno smer osi x usmerimo proti severu, pozitivno smer osi y proti zahodu, pozitivno smer osi z pa proti zenitu. Severni nebesni pol P leži v meridianski ravnini, to je ravnini (xz) . Višinski kot pola P za kraje na severni Zemljini poluti je po definiciji enak geografski širini φ kraja. Navidezna dnevna pot Sonca poteka po nebesnem vzporedniku z deklinacijo δ , to je po nebesnem vzporedniku, katerega točke so za kot $(90^\circ - \delta)$ oddaljene od P . Sončevi žarki, ki gredo med dnevom čez vrh palice, ležijo na plašču krožnega dvojnega

stožca, katerega os gre skozi P . Kot med vektorjem OP in vektorjem $OR = r = (x, y, z)$ Sončevega žarka je $(90^\circ - \delta)$.



Slika 1: *K izpeljavi enačbe plašča krožnega dvojnega stožca, katerega os gre skozi severni nebesni pol P . Presek tega plašča in vodoravne ravnine skozi podnožišče palice (gnomona; tukaj pokončnega stožca) je stožnica, ki je pri nas v splošnem hiperbola, v drugih krajih pa tudi krožnica, elipsa ali parabola. Plašč krožnega dvojnega stožca pa preseka tudi navpično ravnino v smeri vzhod-zahod in tudi ekvatorialno ravnino. Tako dobimo kot presek plašča krožnega dvojnega stožca s tema ravninama spet stožnice.*

Naj bo na vektorju OP enotski vektor $e = (\cos \varphi, 0, \sin \varphi)$, na vektorju OR pa enotski vektor $f = (x, y, z)/r$. Najprej je skalarni produkt enotskih vektorjev $e \cdot f = 1 \cdot \cos(90^\circ - \delta) = \sin \delta$, nato pa tudi $e \cdot f = (\cos \varphi, 0, \sin \varphi) \cdot (x, y, z)/r = x \cos \varphi / r + z \sin \varphi / r$. Enačbo ploskve, to je plašča krožnega dvojnega stožca, dobimo iz enakosti: $x \cos \varphi / r + z \sin \varphi / r = \sin \delta$, od koder sledi $r \sin \delta = x \cos \varphi + z \sin \varphi$. Zapisano enačbo kvadriramo, upoštevamo $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$, in dobimo $(x^2 + y^2 + z^2) \sin^2 \delta = (x \cos \varphi + z \sin \varphi)^2$.

To je enačba plašča krožnega dvojnega stožca z odprtino $2 \cdot (90^\circ - \delta)$. Presek tega plašča z vodoravno ravnino, vzporedno z ravnino (xy) , pa je stožnica. Enačbo stožnice, to je krivulje, ki jo tekom dneva na vodoravni ravnini popiše konec (vrh) sence naše navpične palice (pokončnega stožca), dobimo s presekom plašča tega krožnega dvojnega stožca in vodoravne ravnine z enačbo $z = -v$.

1. Krivulja, ki jo določenega dne (δ) popiše konec sence navpične palice na vodoravni ravnini v kraju z geografsko širino φ , ima enačbo:

$$(x^2 + y^2 + v^2) \sin^2 \delta = (x \cos \varphi - v \sin \varphi)^2$$

To je izpeljana enačba sence navpične palice v vodoravni ravnini, vzporedni z (xy) ravnino. O tej enačbi lahko razpravljamo za različne geografske širine $\varphi \geq 0$ (različne kraje) in za različne deklinacije δ Sonca (različne datume). Enačba splošno velja za vsak kraj $\varphi \geq 0$ in dan (δ) na Zemlji.

2. Namesto vrha O navpične palice z višino v si lahko mislimo vrh vodoravne palice z dolžino d , ki jo navpično zapičimo v navpično ravnino vzhod-zahod. Enačba sence v navpični ravnini vzhod-zahod, vzporedni z (yz) ravnino, za $x = d$ dobi obliko:

$$(d^2 + y^2 + z^2) \sin^2 \delta = (d \cos \varphi + z \sin \varphi)^2.$$

3. Če pa si predstavljamo, da leži O na vrhu ravne palice z dolžino a , ki jo navpično zapičimo v ekvatorialno ravnino tako, da je palica usmerjena proti severnemu nebesnemu polu P , dobimo enačbo plašča krožnega dvojnega stožca iz enakosti skalarnih produktov $\mathbf{e} \cdot \mathbf{f} = 1 \cdot 1 \cdot \cos(90^\circ - \delta) = \sin \delta$ in $\mathbf{e} \cdot \mathbf{f} = (0, 0, 1) \cdot (x, y, z)/r = z/r$. Tako je enačba plašča krožnega dvojnega stožca $z/r = \sin \delta$ oziroma: $z^2 = (x^2 + y^2 + z^2) \sin^2 \delta$.

Enačba sence palice v ekvatorialni ravnini za $z = -a$ dobi najprej obliko: $a^2 = (x^2 + y^2 + a^2) \sin^2 \delta$ in končno:

$$x^2 + y^2 = a^2 / \tan^2 \delta; \delta > 0.$$

To pa je enačba krožnice z radijem (ki je hkrati tudi dolžina sence palice) $R = a / \tan \delta$ in ob enakonočjih ($\delta = 0$) ni opredeljen, saj gre R v neskončnost, in to za vse $\varphi \geq 0$. Na ekvatorialni ravnini je namreč tega dne pot vrha sence palice neopredeljena (je ni), jeseni in pozimi pa senca palice sploh ne pade na ekvatorialno ravnino. Spomladi in poleti se vrh sence palice giblje po krožnicah, od katerih doseže

R minimum ob poletnem Sončevem obratu, ko je $R = a / \tan 23,5^\circ \approx 2,3 a$. Tega dne je torej radij krožnice (dolžina sence palice) najmanjši, ostale dni pa je večji in se večja vse do neopredeljenosti ob enakonočjih.

Zaključek

Razen, ko gre za neopredeljenost, je krivulja, po kateri se giblje konec (vrh) sence od Sonca osvetljene ravne palice v vseh treh ravninah, vedno stožnica (krožnica, elipsa, hiperbola, parabola), ki se le v posebno redkem primeru (in to na primer pri nas v vodoravni in navpični ravnini za $\delta = 0$) izrodi v premico (gl. podpis k drugi sliki).

Navedli smo le teoretično izpeljane enačbe senc za vse tri navedene ravnine. Lahko pa z neposrednim opazovanjem sence, ki jo ravne palice mečejo na te ravnine, teorijo preskusimo tudi v praksi. Treba si je vzeti čas. Jaz sem to naredil. Veliko časa mi je vzelo, dolgo, dolgo vrsto let.



Slika 2: Moja zelo skrbna več kot enoletna opazovanja (da o drugih opazovanjih ne govorim) sence, ki jo navpična od Sonca osvetljena palica meče na vodoravno ravnino – leta 1994 v kraju Jošt nad Kranjem. Plastični beli jogurtovi lončki so razporejeni po treh hiperbolah in eni premici. Najbolj leva hiperbola prikazuje premikanje konca (vrha) sence palice blizu zimskega Sončevega obrata, desno od nje je hiperbola, ki prikazuje premikanje konca sence okoli 1. 11., premica prikazuje premikanje konca sence ob jesenskem

enakonočju, najbolj desna hiperbola pa prikazuje premikanje konca sence palice natanko ob poletnem Sončevem obratu. Teorija se lepo ujema s prakso, to je z neposrednimi opazovanji sence palice na prostem, v naravi. - Presek 29 (2001/2002), številka 3 (naslovnica); foto: Stana Prosen.

Literatura

Marijan Prosen, *Ukvarjanje s senco*, Presekova knjižnica 39, DMFAS, Ljubljana 2003 in vsa tam v zvezi s senco citirana literatura.

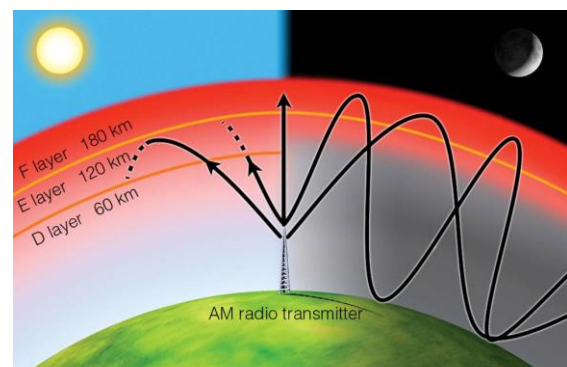
CHAPMANOVA TEORIJA IONOSFERSKEGA SLOJA IN MODEL ŠIRJENJA VLF VALOVANJA

Rok Vogrinčič

Univerza v Ljubljani, Fakulteta za matematiko in fiziko

Uvod

Energija s Sonca neprestano vpliva na Zemljino ionosfero, ki je najvišji sloj Zemljine atmosfere in se prične na višini okoli 60 km nad površjem Zemlje. Ko energija s Sonca "zadane" Zemljino ionosfero, iz atomov in molekul zraka odvzame elektrone. Temu procesu pravimo ionizacija. Ionosfera je sestavljena iz več slojev, ki leže na različnih višinah in jih sestavlja različna gostota elektronov in ionov. Vsak sloj ima svoje lastnosti, obstoj in število teh slojev pa se tekom dneva spreminjata, predvsem zaradi vpliva Sonca. Tekom dneva je ionosfera močno ionizirana zaradi Sonca in prisotni so D, E in F sloji. Ponoči ionizacije zaradi Sonca ni, saj takrat Sonca ni nad obzorjem. Vseeno pa obstaja, sicer v manjši meri, ionizacija zaradi kozmičnih delcev, ki ustvarijo le najvišji, F sloj ionosfere, glej sliko 1. Tako imamo torej dnevni cikel, ki je povezan z ionizacijami. Prisotnost prostih elektronov in ionov bi lahko slikovito opisali kot električni prevodnik, ki odbija radijske valove na širokem območju frekvenc [1].



Slika 1: Prisotnost različnih slojev (D, E, F) in odboj radijskega valovanja od prevodne ionosfere [9].

Ionosfera in VLF valovi

Spodnji sloj ionosfere, imenovan D-sloj, je zanimiv predvsem zaradi svoje uporabnosti v radijskih komunikacijah. Le najbolj energetski ionizacijski izvori lahko prodrejo do višin D-sloja (60 – 90 km) ionosfere. Med približno 80 do 90 km, so glavni izvor za ionizacijo rentgenski žarki (0.1 – 1 nm) s Sonca. Tok rentgenskih žarkov močno variira z aktivnostjo Sonca in v času Sončevega minimuma za D-sloj ionosfere ni pomemben. Zelo intenzivno Lyman- α (121.6 nm) sevanje doseže vrh proizvodnje ionov na višini med 70 – 80 km in v večini ionizira molekulo NO, katere ionizacijska limita je 134 nm. Pri višjih zenitnih kotih Sonca, postane prispevek Lyman- α in rentgenskih žarkov manj pomemben, vlogo ionizacije pa prevzamejo kozmični delci. Ti

dominirajo na višini od 70 km pa vse do površja Zemlje ter so prisotni tako podnevi, kot ponoči [2,3]. Manjši prispevek k ionizaciji prinaša EUV (ekstremno ultra-vijolično) sevanje, med 102.7 in 111.8 nm, ki ionizira molekularni kisik v vzbujeno stanje, [2]. Tako sta prevladujoča iona NO^+ in O_2^+ , ki se lahko rekombinirata z elektroni. Na višini pod 80 km pa se lahko elektroni vežejo tudi na nevtralne molekule (tudi molekule vode) in s tem tvorijo težke ione. Obravnava D-sloja ionosfere zato ni tako enostavna. V splošnem je dnevna variacija ionsferske gostote odvisna od višine, preko lokalne sestave ionosfere in izvora, ki vodi do ionizacije, [3]. D-sloj je glavno območje absorpcije radijskih valov, ki je odvisno tako od gostote elektronov in od frekvence trkov med elektroni in nevtralnimi delci. Običajno variira absorpcija s Sončevim zenitnim kotom, kot $(\cos \chi)^n$, kjer je n med 0.7 in 1.0. Če pa opazujemo sezonsko variacijo absorpcije radijskih valov pa opazimo zanimivo anomalijo, pri kateri je v zimskih mesecih (na severni polobli) absorpcija za 2 do 3 krat močnejša, kot bi pričakovali v poletnih mesecih. Poleg tega je absorpcija v zimskem času, med dnevi veliko bolj variabilna. Ta fenomen imenujemo Zimska anomalija ionsferske radijske absorpcije [2].

Ekstremno nizke frekvence (ELF) s frekvencami med 30 Hz in 3 kHz ter Zelo nizke frekvence (VLF), s frekvencami med 3 kHz in 30 kHz, predstavljajo prikladen način za radijsko komunikacijo, zaradi zelo nizkega slabljenja. Za VLF signale znaša slabljenje okoli 2-3 dB/Mm, kar omogoča prenašanje signala na zelo dolge razdalje (5000 – 20000 km), znotraj valovnega vodnika Zemlja-ionosfera. Tega sestavljata prevodno površje Zemlje, kot spodnji sloj ter D-sloj ionosfere, kot zgornji sloj vodnika, [4]. Za nas so uporabni predvsem VLF signali, ki pridejo z radijskih oddajnikov, ki so postavljeni širom sveta. Ti so narejeni za komunikacijo s podmornicami, saj lahko tako dolgi valovi (10 – 100 km) prodrejo v vodo in se ne slabijo bistveno [1].

Poglejmo si sedaj pogoje za odboj radijskih signalov v ionosferi. Elektromagnetni val se popolnoma odbije od sredstva s spremenljivimi dielektričnimi lastnostmi, ko postane lomni količnik enak 0. Za izotropno in idealno plazmo (brez izgub), je ta pogoj

izpolnjen, ko $\omega \approx \omega_p$, kjer je ω_p plazemska frekvenca v snovi podana kot

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi N_e q_e^2}{\epsilon_0 m_e},$$

kjer je N_e številska gostota elektronov, q_e naboj elektrona, ϵ_0 influenčna konstanta in m masa elektrona. V praksi se popolni odboj zgodi zelo redko, je pa možen znaten delni odboj. Ta se zgodi na območju, kjer se lomni količnik spreminja zelo hitro, na razdaljah, ki so primerljive z valovno dolžino valovanja. To območje se zato obnaša kot ostra meja med dvema različnima sredstvoma, zanjo pa velja naslednji pogoj

$$\omega \approx \frac{\omega_p^2}{\nu},$$

kjer je ω_p plazemska frekvenca, ω frekvenca valovanja in ν efektivna frekvenca trkov elektronov s težkimi delci in nevtralnimi molekulami. Na ta način so odbojni pogoji močno odvisni od številske gostote elektronov v ionosferi [4].

Chapmanova teorija proizvodnega sloja ionosfere

Sevanje s Sonca se absorbira v Zemljini atmosferi, jo segreje, disociira molekule in "osvobodi" elektrone. Stopnja disociacije ali ionizacije je odvisna od produkta koncentracije plina in intenzitete sevanja s Sonca. Na vrhu atmosfere je stopnja ionizacije majhna, ker je plin tam zelo redek. Z globino pa koncentracija plina raste in z njo tudi stopnja (hitrost) proizvodnje elektronov in ionov.

Pod neko določeno višino pa začne sevanje močnejše slabeti zaradi absorpcije v atmosferi. Tedaj se sevanje slabi močnejše, kot narašča koncentracija plina z globino. Potemtakem obstaja višina, na kateri stopnja proizvodnje doseže maksimum. Približno višino tega sloja lahko sklepamo iz preprostega razmisleka. Predpostavimo, da je atmosfera sestavljena iz molekul (ali atomov), ki imajo enak absorpcijski sipalni presek σ in da vpada nanjo sevanje pod poljubnim kotom. Tedaj je v stolpcu z osnovno ploskvijo površine σ , risanega v smeri izvora sevanja, v katerem se nahaja N molekul, celotni absorbirani sipalni presek enak $N\sigma$. Ko je ta enak 1, je sevanje popolnoma absorbirano. Sevanje se zato spušča do nivoja, nad katerim je

celotno število molekul v stolpcu, katerega osnovna ploskev znaša 1, enako $N=1/\sigma$. Vrh proizvodnje je blizu tega nivoja [5].

Krivulja na grafu stopnje proizvodnje v odvisnosti od višine se imenuje proizvodni sloj ionosfere. Oblika tega sloja je odvisna od narave atmosferskih plinov in od ionizirajočega sevanja. Uporabno je vpeljati horizontalni proizvodni sloj, v katerem je plin porazdeljen vertikalno s konstantno skalirano višino H in z absorpcijskim sipalnim presekom σ , ki ni odvisen od valovne dolžine. Tak sloj se imenuje Chapmanov sloj [5].

Predpostavimo, da ima atmosfera horizontalne sloje, tako da je koncentracija atomov ali molekul (n) odvisna le od višine (h) in ionizirajočega sevanja z intenziteto (I), ki potuje razdaljo (s) proti Zemlji, pod kotom (χ) glede na vertikalo. Če je absorpcijski sipalni presek atoma enak σ , se intenziteta sevanja zmanjšuje kot

$$-\frac{dI}{ds} = \sigma n I. \quad (3)$$

Če vsaka enota energije proizvede C elektronov, stopnja proizvodnje (q) na enoto volumna

$$q = -C \frac{dI}{ds} = C \sigma n I \quad (4)$$

doseže vrh na razdalji s , kjer je

$$\frac{dq}{ds} = 0 = C \sigma \left(I \frac{dn}{ds} + n \frac{dI}{ds} \right)$$

ali

$$\left(\frac{1}{n} \frac{dn}{ds} \right)_m + \left(\frac{1}{I} \frac{dI}{ds} \right)_m = 0, \quad (6)$$

kjer m predstavlja maksimum proizvodnje q . Razdaljo s merimo proti Zemlji. Ta je z višino h , ki se meri navzgor (glej sliko 2), v taki zvezi

$$s = -h / \cos \chi$$

tako, da je

$$\frac{1}{n} \frac{dn}{ds} = \left(-\frac{1}{n} \frac{dn}{dh} \right) \cos \chi = \frac{\cos \chi}{H},$$

(8)

kjer je H višinska porazdelitev plina. Z uporabo enačb (3) in (8), lahko enačbo (6) zapišemo kot

$$\sigma H n_m / \cos \chi = 1.$$

Sedaj pa predpostavimo, da ima plin tako porazdelitev koncentracije

$$n = n_0 e^{-\frac{h}{H}},$$

da se vrh proizvodnje zgodi na višini (h_m), kjer

$$\sigma H n_0 e^{-\frac{h_m}{H}} / \cos \chi = 1$$

ali

$$e^{-\frac{h_m}{H}} = \sigma H n_0 / \cos \chi.$$

Intenziteta sevanja I je odvisna od višine h . S pomočjo enačbe (3) sledi

$$-\frac{dI}{ds} = \sigma n I$$

ali

$$\frac{dI}{dh} = \sigma n I / \chi = I \sigma n_0 e^{-\frac{h}{H}} / \cos \chi,$$

od tu pa sledi

$$I = I_\infty e^{-\sigma n_0 H e^{-\frac{h}{H}}} / \cos \chi.$$

Stopnjo proizvodnje (q) dobimo sedaj z zamenjavo I in n v enačbi (4), od tu sledi [5]:

$$q = C \sigma n I = C \sigma n_0 I_\infty e^{-\frac{h}{H} - n_0 \sigma H e^{-\frac{h}{H}}} / \cos \chi.$$

Energija, ki se absorbira v atmosferi je bodisi pretvorjena v toploto ali pa se porabi za ionizacijo atmosfere. Stopnja proizvodnje elektronov q je proporcionalna deležu absorbirane energije, kjer C predstavlja konstanto proporcionalnosti. Elektroni proizvedeni na ta način bodisi difundirajo na različne višine ali pa se rekombinirajo z drugimi molekulami. Tukaj lahko opazimo, da višina h_m odbojnega sloja ustreza legi največje stopnje proizvodnje elektronov. To je zato, ker je stopnja rekombinacije elektronov proporcionalna koncentraciji elektronov in ionov s katerimi se ti lahko rekombinirajo. Da bi našli višino odbojnega

sloja h_m , moramo poiskati maksimum stopnje proizvodnje q . Izraz $\frac{dq}{dh} = 0$, se poenostavi v

$$-\frac{1}{H} + \sigma n_0 e^{-\frac{h_m}{H}} / \cos \chi = 0$$

ali

$$\begin{aligned} h_m &= H \log(H\sigma n_0 / \cos \chi) \\ &= H \log(H\sigma n_0) \\ &\quad + H \log(1 / \cos \chi), \end{aligned} \tag{18}$$

ki predstavlja enačbo Chapmanovega modela, [6] in je skladna z ionizacijo NO molekul zaradi Sončevega Lyman- α sevanja, [2]. Prvi izraz na desni stani lahko zapišemo kot konstanto $A = H \log(H\sigma n_0)$, ki predstavlja višino, na kateri bi bil odbojni sloj, če bi bilo Sonce v nadglavišču, [6]. Drugi pomemben parameter je skalirana višina H . Njen pomen dobimo iz difuznega ravnovesja. Predstavljajmo si volumski sloj plina, ki je v ravnovesju (miruje) zaradi sile teže ter tlačne razlike p , na spodnjo in zgornjo plast. Če vsebuje ta sloj n molekul z maso m , v vsakem elementu volumna in če je temperatura T konstantna in predpostavimo enačbo idelnega plina $p = nkT$, potem je

$$nmg = -\frac{dp}{dh} = -kT \frac{dn}{dh}$$

tako, da je

$$\frac{1}{n} \frac{dn}{dh} = -\frac{mg}{kT}.$$

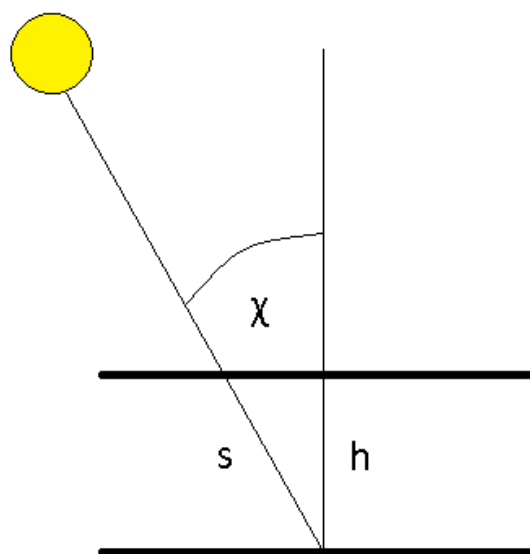
Če predpostavimo, da težni pospešek g ni odvisen od višine, vodi zgornja enačba do

$$n = n_0 e^{-\frac{h}{H}}, \tag{21}$$

kjer je

$$H = \frac{kT}{mg}$$

skalirana višina in predstavlja višino, ki jo moramo prepotovati navzgor, da se n zmanjša za faktor e (2.718). Za D-sloj ionosfere je H tipično okoli 5 km.



V enačbi 21 je n_0 koncentracija na neki referenčni višini [5,6].

Slika 2: Skica prikazuje, kako merimo zenitni kot Sonca ter zvezo med opravljeno potjo žarka s , merjeno proti tlem in višino h , merjeno od tal.

Preprost model širjenja VLF valov

V tem članku bi rad pokazal, da lahko z merjenjem dnevne variacije amplitude (sprejete moči) VLF signalov, ob znanju lokacije VLF oddajnika in sprejemnika, izračunamo višino odbojnega sloja ionosfere h_m , kot tudi parametre A in H (glej enačbo 18). Variacija v moči signala nastane zaradi interference valovanja med različnimi potmi propagacije (širjenja). Navadno je ta sestavljena iz množice različnih poti, toda za signale z bližnjih VLF oddajnikov, lahko mirno rečemo, da gre zgolj za interferenco med zemeljskim valom (Ground-wave) in odbitim valom z ionosfere (Sky-wave). Če zemeljski val (Ground-wave) potuje razdaljo D vzdolž ukrivljenega površja Zemlje in odbiti val (Sky-wave) razdaljo L , je fazna razlika med njima

$$\Phi = 2\pi(L - D) \frac{f}{c} + \pi,$$

kjer je f frekvenca oddajnika in c hitrost svetlobe. Dodatni člen π pride v enačbo zaradi spremembe faze pri odboju od ionosfere. Iz geometrije in kosinusnega izreka, je razdalja L povezana z D , h_m in R (polmer Zemlje), kot

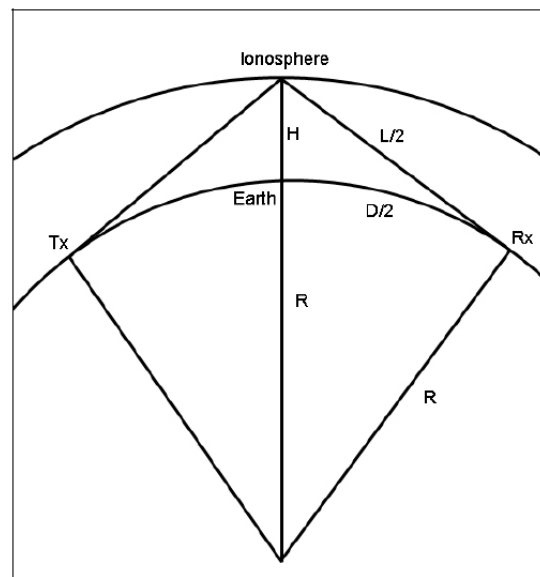
$$L = 2 \sqrt{R^2 + (h_m + R)^2 - 2R(h_m + R) \cos\left(\frac{D}{2R}\right)}.$$

Da bi našli razdaljo D , moramo izračunati razdaljo med VLF oddajnikom in sprejemnikom. To opravimo preko kosinusnega izreka za sferične trikotnike, [6], glej sliko 3. Za VLF valovanje, ki vpada na ionosfero pot ostrim kotom, je odbojna višina h taka, kot v enačbi 18. Zavedati pa se moramo, da se odbojna višina spreminja drugače (ne sledi enačbi 18), če sta oddajnik in sprejemnik na razdalji, dosti večji od 300 km. Tik pred Sončnim vzhodom oziroma po Sončnem zahodu, odbojna višina močno pade, čez dan pa ostane približno konstantna. Razlog za to spremembo je v tvorbi in odcepitvi negativnih ionov ob vzhodu ali zahodu Sonca, sklopljenih s tvorbo elektronov zaradi kozmičnih delcev – izvora brez dnevne variacije, [2]. Če posplošimo zgoraj navedeno, so torej naše enačbe uporabne za kratke poti širjenja valovanja. Potrebno je izpostaviti tudi dejstvo, da je zgoraj opisani model preprost, ker obravnava zgolj en odboj od ionosfere. Zaradi preprostosti modela lahko zato uporabimo informacijo o Sončevem zenitnem kotu na polovični poti med oddajnikom in sprejemnikom. Sprejeta moč radijskega valovanja P pri sprejemniku je proporcionalna

$$G^2 + S^2 + 2GS \cos(\Phi), \quad (25)$$

kjer je G amplituda zemeljskega vala (Ground-wave) in S amplituda odbitega vala z ionosfere (Sky-wave), [6]. Podnevi, z izjemo zapletenih efektov ob Sončevem vzhodu ali zahodu, izmerjeni signal variira od minimuma pri $\Phi = 2N\pi - \pi/2$ do maksimuma pri $\Phi = 2N\pi + \pi/2$, za celoštevilski faktor N , ki ga ne moremo direktno oceniti. Zato je iz enačbe 25, razlika med maksimumom in minimumom okoli $4GS$. Količina $G^2 + S^2$ ima

potem vrednost ravno polovico med maksimumom in minimumom [6].



Slika 3: Pot zemeljskega signala (Ground-wave) dolžine D in odbitega signala z ionosfere (Sky-wave) dolžine L . TX predstavlja lokacijo oddajnika, RX pa lokacijo sprejemnika. H je višina ionosfere nad površjem Zemlje, kjer je R radij Zemlje [8].

Literatura

- [1] <http://solarcenter.stanford.edu/SID/sidmonitor/> (3.11.2017).
- [2] Hunsucker R. D., Hargreaves J. K.: The High-Latitude Ionosphere and its effects on Radio Propagation. Cambridge University Press, 2003, ISBN-13 978-0-511-06742-6.
- [3] Kivelson M. G., Russell C. T.: Introduction to Space Physics. Cambridge University Press, 1995, ISBN 0-521-45104-3.
- [4] Pal, Sujay: Numerical modelling of VLF radio wave propagation through earth-ionosphere waveguide and its application to sudden ionospheric disturbances. March 2015, 150pp, arXiv:1503.05789.
- [5] Ratcliffe J.A.: An introduction to the ionosphere and magnetosphere. Cambridge University Press, 1972, ISBN 0-521-08341-9.
- [6] Kaye, Richard: Diurnal variation of VLF signals. April 2014, arXiv:1404.3632.
- [7] https://en.wikipedia.org/wiki/Gauss%E2%80%993Newton_algorithm (3.11.2017).

[8] Mark Edwards: Modelling the ionosphere. British Astronomical Association, 2010, http://www.britastro.org/radio/downloads/ModellingSI_Ds.pdf (3.11.2017).

[9]http://apollo.lsc.vsc.edu/classes/met130/notes/chapter1/graphics/ion_layers.jpg (3.11.2017).

OPAZOVANJE KOMETA

Rok Vogrinčič

Univerza v Ljubljani, Fakulteta za matematiko in fiziko

Letošnjo jesen imamo možnost opazovati komet, ki se od oktobra 2017 dalje nahaja v področju cirkumpolarnega kroga, kar pomeni, da je na nebu viden celo noč, glej sliko 1. Komet C/2017 O1 ASASSN so odkrili 19.7.2017 v okviru vsenebnega avtomatiziranega pregledovanja neba, ki se uporablja za odkrivanje supernov (All Sky Automated Survey for SuperNovae, ASAS-SN). V času odkritja se je komet nahajal v ozvezdju Kita (Cetus), mesec kasneje v ozvezdju Bika (Taurus), v koncu septembra pa je pripotoval do cirkumpolarnih ozvezdij Perzeja (Perseus) in Žirafe (Camelopardalis) [1].



Slika 1: Slika prikazuje pot kometa C/2017 O1 po nebu, v mesecu oktobru 2017 [6].

Poglejmo si orbitalne karakteristike kometa. Njegova perihelijska razdalja znaša približno 1.5 a.e. (razdalja Zemlja – Sonce, 1 a.e. ~ 150 000 000 km) in sega približno do orbite Marsa. Ekscentričnost orbite kometa znaša $e=0.99658$, kar pomeni, da je njegova orbita že skoraj parabolična ($e=1$), oziroma povedano drugače, je orbita skoraj nevezana, [2]. Na kratko si pogledjmo, kolikšna bi bila hitrost

kometa v periheliju (najbližje Soncu), če bi privzeli, da ima komet parabolično orbito.

Specifična orbitalna energija (ϵ) za parabolično orbito znaša 0. Tedaj zaradi ohranitve orbitalne energije velja [3]:

$$\epsilon = \frac{v^2}{2} - \frac{\mu}{r} = 0, \quad (1)$$

kjer je v orbitalna hitrost kometa, r oddaljenost kometa od Sonca, μ pa je standardni gravitacijski parameter, ki znaša za Sonce:

$$\mu = GM = 1.327 * 10^{20} \frac{m^3}{s^2},$$

kjer je G gravitacijska konstanta, M pa masa Sonca [4].

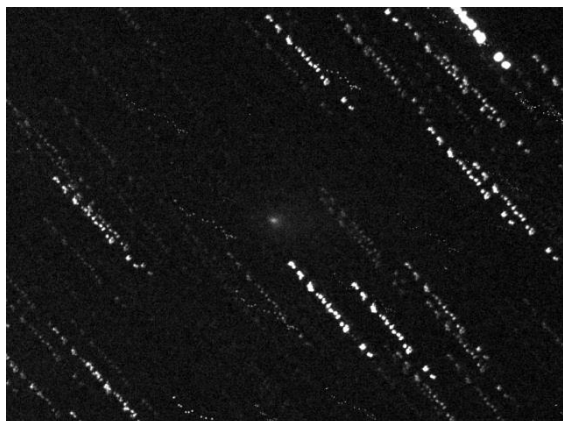
Iz enačbe (1) sledi, da je hitrost kometa v periheliju:

$$v = \sqrt{\frac{2\mu}{r}} \approx 34.3 \frac{km}{s}.$$

Orbitalna perioda kometa znaša kar 8600 let, orbito pa ima, glede na ekliptiko, nagnjeno za 39.8° . Perihelij je komet dosegel 14.10.2017, Zemlji pa se je najbolj približal 18.10.2017, ko je bil na razdalji 0.72 a.e. [5].

V koncu meseca oktobra, natančneje 31.10.2017, sem poiskal omenjeni komet in ga tudi fotografiral. Preden sem začel z opazovanji, sem pogledal efemeride kometa, ki mi za izbrani čas povejo kje se komet nahaja ter kakšna je njegova ocenjena magnituda. Fotografiral sem z DSLR fotoaparatom

Canon 350D, pri občutljivosti ISO = 1600, skozi teleskop STIGMA (D = 20 cm, f/6.0), ki se nahaja v amaterskem astronomskem observatoriju v Borejcih. Naredil sem 19 posnetkov z 90 sekundnimi osvetlitvami. Poleg teh sem naredil še flat in dark posnetke, ki sem jih pozneje s programskim orodjem odštel od originalnih posnetkov, da sem se znebil napak zaradi neenakomerno osvetljenega polja in termičnega šuma kamere. Obdelane slike sem zložil (stack) v programu MaximDL, kjer sem posamezne slike centriral na jedro komete. Na tak način sem dobil kar se da ostro sliko komete, medtem ko ostale zvezde izgledajo kot črtice, glej sliko 2. Razlog je ta, da gibanje komete po nebu ne sovпада z gibanjem zvezd po nebu. Tako tudi preprosto vemo, da je objekt, ki ga opazujemo komet in ne zvezda.



Slika 2: Slika prikazuje komet C/2017 O1 ASASSN, posnet s Canon 350D, skozi 20 cm teleskop STIGMA. Fotografija je nastala z zlaganjem 15 posnetkov z 90 s osvetlitvami. Čas nastanka: 20:24 UT - 21:45 UT, 31.10.2017.

Preden se lotimo fotografije, je potrebno vedeti, kako hitro se komet giblje po nebu, kolikšna je njegova magnituda in kakšna je ločljivost teleskopa. Ker hočemo čimbolj ostro sliko komete, mora biti osvetlitev fotoaparata krajša, kot je čas, ki ga komet na nebu porabi, da prepotuje kotno enoto

ločljivosti. Ločljivost teleskopa izračunamo na ta način:

$$\theta = \frac{1.22\lambda}{D},$$

kjer je λ valovna dolžina vidne svetlobe (~ 550 nm), D premer optičnega instrumenta (teleskopa). Za teleskop STIGMA znaša ločljivost $\Theta \approx 0.7$ ločne sekunde. Seveda smo pri zemeljskem opazovanju omejeni tudi z atmosfero, tako, da je ta vrednost v resnici nekoliko višja, med približno 1 do 2 ločni sekundi. V efemeridah pogledamo, kolikšen kot opravi komet v časovni enoti. Za komet C/2017 O1 ASASSN znaša hitrost ~ 2.5 ločne sekunde/min. Naš fotoaparat mora zato delati osvetlitve krajše od 1 minute. Komet je imel v času fotografiranja magnitudo > 8.0 , [5], kar je dokaj zahtevno za opazovanje (prostemu očesu žal ni viden), zato nastavimo občutljivost fotoaparata na maksimalno (v mojem primeru zgolj ISO = 1600). Vidimo lahko, da smo z našo tehniko omejeni. Z ene strani z ločljivostjo teleskopa, z druge pa občutljivostjo kamere na svetlobo. Včasih je potrebno najti nek kompromis med njima, v mojem primeru sem zato z nekoliko daljšim časom osvetlitve žrtvoval nekaj "ločljivosti" komete.

Literatura

- [1]<https://en.wikipedia.org/wiki/ASASSN1> (3.11.2017).
- [2]https://en.wikipedia.org/wiki/Orbital_eccentricity (3.11.2017).
- [3]https://en.wikipedia.org/wiki/Parabolic_trajectory (3.11.2017).
- [4]https://en.wikipedia.org/wiki/Standard_gravitational_parameter (3.11.2017).
- [5]<http://www.kometarium.com/2017o1.html> (3.11.2017).
- [6]<http://www.kometarium.com/2017o1.html#Karten> (3.11.2017).

GRAVITACIJSKI VALOVI: NOVA DOBA V ASTRONOMIJI¹

Andreja Gomboc

Univerza v Novi Gorici, Center za astrofiziko in kozmologijo, Fakulteta za naravoslovje

Izjemna zgodba o gravitacijskih valovih

V znanosti je veliko zgodb o izjemnih odkritjih. Nekatera so izjemna zaradi pomena, ki so ga imela za znanost, nekatera zaradi posameznikov, ki so prispevali k njim, nekatera zaradi izjemnih naključij, ki so jih omogočila.

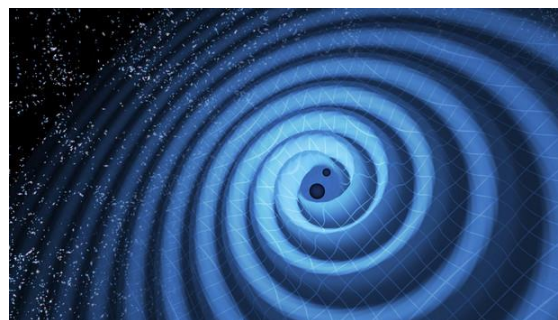
Zgodba o neposrednem odkritju gravitacijskih valovih je izjemna iz več vidikov. Znanstveno potrjuje 100 let staro napoved Einsteinove splošne teorije relativnosti, ki je ena temeljnih teorij sodobne fizike. Tehnološka dovršenost naprav, ki omogočajo meritve neznatno majhnih sprememb prostorčasa, je praktično neverjetna. Izjemnega pomena pri tej zgodbi uspeha pa je človeški vidik: optimizem ali gotovost (karkoli že) vodilnih strokovnjakov projekta LIGO, da je mogoče doseči tako nepredstavljivo občutljivost, njihova dolgoletna vztrajnost in uspešnost pri prepričevanju tistih, ki odmerjajo denar za raziskave, ter pri motiviranju številnih znanstvenih kolegov, da so svoje celotne kariere posvetili temu cilju, so brez primere. In pravi užitek je biti priča zagnanosti, s katero so zadnjih nekaj let številne raziskovalne skupine z zelo različnih področij astrofizike, združile moči pri odkrivanju izvorov gravitacijskih valov, njihovih mehanizmov in še ne povsem znanih zakonov narave.

100 let po napovedi

V Newtonovi teoriji je gravitacija sila, ki deluje med dvema telesoma, ki imata maso. Einsteinova splošna teorija relativnosti, objavljena leta 1915, opisuje gravitacijo na povsem drugačen način: masa ukrivlja prostorčas. In ukrivljenost prostorčasa je tista, ki narekuje, kako se gibljejo telesa v njem. V Newtonovem opisu se na primer planet v našem Osončju giblje okoli Sonca zaradi gravitacijske sile med Soncem in planetom. V Einsteinovem opisu pa se planet giblje okoli Sonca zato, ker je prostorčas okoli Sonca ukrivljen.

Če se telo, na primer naše Sonce, giblje, se spreminja ukrivljenost prostorčasa, informacija o

tem pa se širi s svetlobno hitrostjo. Če se telo giblje pospešeno (tako da se mu hitrost ali smer hitrosti spreminja), nastanejo v prostorčasu gravitacijski valovi, ki se razširjajo s svetlobno hitrostjo. Gravitacijski valovi so nekakšno nihanje ali valovanje prostorčasa (slika 1). Ko skozi nek del vesolja potuje gravitacijski val, se tam prostorčas izmenično širi in krči oz. točneje v eni smeri se krči (razdalje se zmanjšajo), v pravokotni smeri pa se raztegne (razdalje se povečajo), in nato obratno. A ti raztezki oz. skrčki so zelo, zelo, zelo, zelo, zelo majhni.



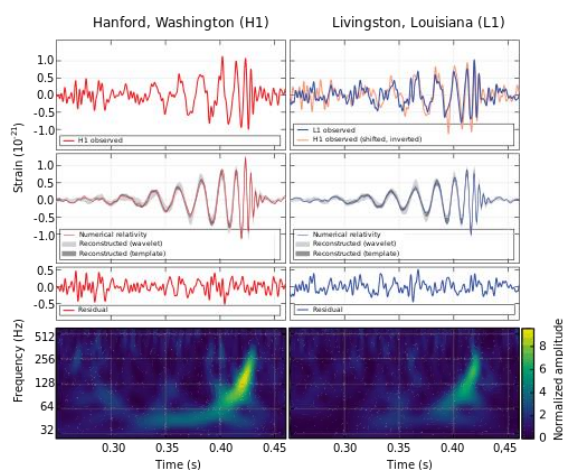
Slika 1: Prikaz gravitacijskih valov v dvo-dimenzionalni predstavi prostorčasa. [1]

Zato je kljub posrednemu odkritju v Hulse-Taylorjevem dvojnem sistemu nevtronskih zvezd ostajala neposredna detekcija gravitacijskih valov sveti gral sodobne fizike vse do nedavnega. Mnogi znanstveniki so bili skeptični, a nekateri so vse od 1960.-tih vztrajno potiskali idejo naprej. Koliko dela številnih znanstvenikov in inženirjev ter koliko tehničnih preprek na meji sodobne tehnologije so uspeli premagati, si tisti, ki nismo bili del tega, ne moremo niti predstavljati. Postopoma so izboljševali občutljivost naprav in odpravljali raznovrstne šume, dokler niso dosegli občutljivosti, ki je omejena s Heisenbergovim načelom nedoločnosti. Neposredna detekcija gravitacijskih valov z observatorijem LIGO je zato hkrati triumf splošne teorije relativnosti in temeljnih načel kvantne mehanike [2].

Observatorij LIGO je najnatančnejše merilo, kar ga je razvilo človeštvo: s pomočjo interferometrije lahko zazna spremembe razdalj velikosti 10^{-19} m na razdalji dolžine posameznega kraka, ki znaša 4 km. Za lažjo predstavo: to je kot da bi izmerili razdaljo med Zemljo in Soncem na stotinko velikosti atoma natančno ali razdaljo do najbližje zvezde, Proksime Kentavra, ki znaša štiri svetlobna leta, na manj kot je debelina lasu natančno!

GW 150914¹ se je zapisal v zgodovino

Pri prvem neposredno detektiranem dogodku je raziskovalcem priskočila na pomoč tudi sreča. Praktično takoj, ko so prižgali LIGO z izboljšano občutljivostjo (Advanced LIGO), so 14. septembra 2015 z obema detektorjema, v Livingstonu in Hanfordu, zaznali signal zlitja dveh črnih lukenj oddaljenih od nas 1,3 milijarde svetlobnih let (slika 2).



Slika 2: Signal detektiran z LIGO detektorjema v Hanfordu in Livingstonu 14. septembra 2015. [3]

Več o observatoriju LIGO in prvi neposredni detekciji lahko najdete na spletu: v kratkem videu (<https://www.ligo.caltech.edu/video/ligo20160211v1>) in v posnetku javnega predavanja, ki ga je ob prvi obletnici prve neposredne detekcije gravitacijskih valov imela prof. Sheila Rowan (direktorica Inštituta za gravitacijske raziskave na Univerzi v Glasgowu) v Cankarjevem domu v okviru prvega simpozija

¹ Oznaka pomeni GW=Gravitational Wave (izvor gravitacijskih valov) in datum detekcije v obliki YYMMDD.

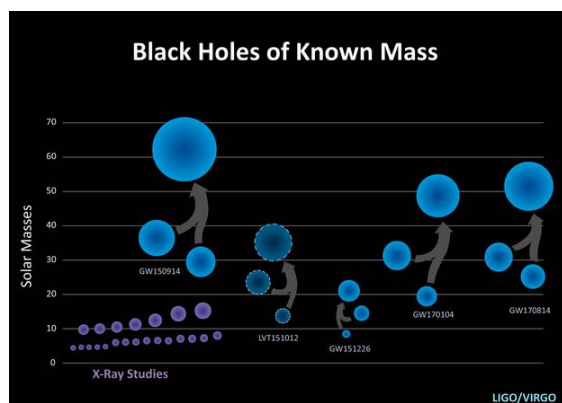
Mednarodne astronomske zveze v Sloveniji (<http://www.blackholes2016.si/index.php/news-press>).

Že ta prva neposredna detekcija nam je povedala ogromno. Potrdila je, da gravitacijski valovi obstajajo in da splošna teorija relativnosti dobro opiše gravitacijsko polje v neposredni okolici črnih lukenj. V območju, ki ga ne moremo opazovati na noben drug način, saj naši teleskopi za detekcijo elektromagnetnega valovanja (svetlobe vseh valovnih dolžin) še zdaleč nimajo tako dobre ločljivosti, da bi razkrili lastnosti prostorčasa v bližini horizonta drobcenih črnih lukenj, ki se nahajajo nekje daleč v vesolju. S pomočjo gravitacijskih valov pa lahko "otipamo" gravitacijsko polje v neposredni bližini horizonta.

A ne samo to. Gravitacijski valovi, ki so jih zaznali, so nastali ob zlitju dveh črnih lukenj z masama okoli 30 mas Sonca. S tem enim dogodkom smo tako izvedeli še dvoje: da v vesolju obstajajo pari črnih lukenj - kar smo sicer domnevali, nismo pa imeli dokazov - in da obstajajo črne luknje s takimi masami. Pred tem smo namreč imeli le dokaze o obstoju t.i. majhnih črnih lukenj² z masami do okrog 15 mas Sonca. Odkritje njihovih masivnejših sester pa je bilo za mnoge presenečenje in odpira vprašanja glede njihovega nastanka in našega razumevanja razvoja zvezd (majhne črne luknje nastanejo namreč ob smrti masivnih zvezd).

Prvi dosežki observatorija LIGO so bili tako izjemni, da so Reinerju Weissu, Barryu C. Barishu in Kipu S. Thornu, ki so ključno prispevali k uspehu projekta LIGO, prinesli letošnjo Nobelovo nagrado za fiziko. Nagrada po mnenju velike večine fizikov ni bila le zaslužena, ampak tudi pričakovana.

² T.i. velike ali supermasivne črne luknje najdemo v središčih galaksij in imajo mase med nekaj sto tisoč in nekaj milijard mas Sonca.



Slika 3: Mase doslej odkritih majhnih črnih lukenj. Desno spodaj so z vijolično označeni primeri črnih lukenj v rentgenskih dvojnih sistemih. Z modro so označene črne luknje odkrite na podlagi signala gravitacijskih valov, ki je nastal ob njihovem zlitju. [4]

Dogodku GW150914 so sledile še tri potrjene detekcije (in en dogodek z nižjo verjetnostjo detekcije, LVT151012), vse posledica zlitja dveh črnih lukenj: GW151226, GW170104 in nedavno objavljeni GW 170814, ki so ga poleg dveh LIGO detektorjev zaznali tudi z detektorjem Virgo v Italiji. Mase črnih lukenj so v vseh primerih višje (vsaj po zlitju) od črnih lukenj, ki jih najdemo z rentgenskimi opazovanji dvojnih sistemov, v katerih je ena članica sistema črna luknja, druga pa zvezda (slika 3). LIGO in Virgo torej odkrivata masivnejšo vrsto majhnih črnih lukenj, kar je verjetno posledica tega, da take črne luknje proizvedejo močnejše gravitacijske valove in jih je posledično lažje detektirati.

Izvori gravitacijskih valov detektirani do avgusta 2017 so še na en način presenetili znanstvenike: nastali so ob zlitju dveh črnih lukenj, medtem ko je večina strokovnjakov pričakovala, da bodo detekcije zlitja dveh nevtronskih zvezd veliko pogostejše. Pari nevtronskih zvezd naj bi bili namreč v vesolju veliko številnejši kot pari črnih lukenj. Vendar je signal gravitacijskih valov ob zlitju dveh nevtronskih zvezd šibkejši od signala zlitja dveh črnih lukenj, saj imajo slednje večjo maso in bolj ukrivljajo prostorčas. Razdalja, do katere lahko inštrument z omejeno občutljivostjo opazi zlitje nevtronskih zvezd, je zato ustrezno manjša in tako inštrument "zajame" manjši del vesolja. Doslej detektirana zlitja črnih lukenj so

bila vsa več kot milijardo svetlobnih let daleč od nas, meja observatorija LIGO za detekcijo zlitja nevtronskih zvezd pa je veliko nižja - okoli 200 milijonov svetlobnih let.

Večglasniška astronomija

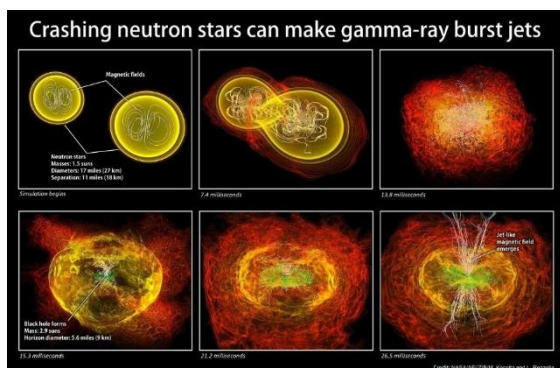
Iz oblike in jakosti signala gravitacijskih valov lahko določijo vrsto in maso obeh teles, ki sta se zlili, in oddaljenost dogodka od nas. Iz časovnega zamika detekcije signala v različnih detektorjih lahko določijo tudi približno smer neba, od koder je prišel: v primeru detekcije z dvema detektorjema je določitev precej slaba, z dodanim tretjim detektorjem, kot je Virgo, je lahko določitev že veliko boljša, a kljub temu zajema tako velik del neba, da na njem najdemo veliko število galaksij, ki so možne gostiteljice dogodka. Kako določiti iz katere galaksije je signal prišel, da bi na primer izvedeli, v kakšne vrste galaksiji je nastal?

Tu nastopijo t.i. elektromagnetni dvojniki (angl. electromagnetic counterpart). Ob zlitju dveh teles se sprosti tako ogromna količina energije, da si ni težko zamisliti, da se je vsaj en delček odda v obliki elektromagnetnega valovanja oz. svetlobe. Izvor le-te na nebu pa lahko s teleskopi in sateliti določimo z veliko boljšo natančnostjo. Če bi torej istočasno z detekcijo gravitacijskih valov na istem delu neba s teleskopi na Zemlji ali s sateliti zaznali tudi nov izvor svetlobe (ki bi se razlikoval od "običajnih" novih izvorov, kot so na primer supernove), in bi ga povezali v isti dogodek, bi lahko določili, v kateri galaksiji se je zgodil. S pomočjo dodatnih metod opazovanja, kot sta spektroskopija in polarimetrija svetlobe, bi lahko o kraju in mehanizmi dogodka izvedeli še veliko več. V najboljšem scenariju pa bi k temu dodali še opazovanja kozmičnih delcev in nevtrinov iz istega dela neba.

In prav to je ideja večglasniške (angl. multi-messenger) astronomije, ki se ravnokar rojeva in zajema opazovanje vesolja in dogodkov v njem s pomočjo vseh štirih vrst "vesoljskih glasnikov": svetlobe, kozmičnih delcev, nevtrinov in gravitacijskih valov. Številne raziskovalne skupine po svetu uporabijo ob sporočilu o detekciji gravitacijskih valov vse razpoložljive instrumente za "follow-up" oz. naknadna opazovanja.

Vznemirjenje, ki ga je v zadnjih dveh letih v celotni mednarodni (astro)fizikalni srenji povzročila detekcija gravitacijskih valov, je res nekaj posebnega!

A do nedavnega je bila vse bolj "le vaja". V primeru zlitja dveh črnih lukenj namreč večina znanstvenikov ne pričakuje nastanka elektromagnetnih dvojnikov, saj po vsej verjetnosti pride do njenega zlitja v "očiščenem" prostoru, kjer ni snovi, ki bi "zasvetila" ali oddajala kozmične delce in nevtrine. Povsem drugače je, če bi prišlo do zlitja črne luknje in nevtronske zvezde ali zlitja dveh nevtronskih zvezd. Scenarij takega zlitja je že več desetletij glavni teoretični model za kratke izbruhe sevanja gama (več o njih v nadaljevanju). A zanj do nedavnega nismo imeli t.i. "smoking gun" - neposrednega dokaza. Dobili bi ga, če bi hkrati na istem delu neba zaznali kratek izbruh sevanja gama in signal gravitacijskih valov, ki bi ustrezal zlitju črne luknje in nevtronske zvezde ali dveh nevtronskih zvezd.



Slika 4: Simulacija zlitja dveh nevtronskih zvezd in nastanka kratkega izbruha sevanja gama. [5]

GW 170817 - prelomno odkritje v gravitacijski astronomiji

Nestrpnega pričakovanja prve detekcije zlitja nevtronskih zvezd je sedaj konec. 17. avgusta 2017 ob 14:41:04 po našem času so z observatorijema LIGO in Virgo prvič zaznali gravitacijske valove, ki po svojih lastnostih ustrezajo zlitju dveh nevtronskih zvezd. Iz oblike signala so določili mase obeh teles

pred zlitjem na $m_1=(1,36 - 2,26) M_{\text{Sonca}}$ in $m_2 = (0,86 - 1,36) M_{\text{Sonca}}$, kar se ujema z dvojno nevtronsko zvezdo. Možnost, da bi bili zvezdi beli pritlikavki, so lahko izključili zaradi frekvence signala, ki kaže, da sta telesi krožili eno okoli drugega na razdalji ~100 km, kar je za red velikosti manj kot je tipična velikost belih pritlikavk.

V primerjavi s signalom zlitja črnih lukenj ima ta signal daljšo periodo in traja bistveno dlje časa - okrog 100 s. Oboje je posledica nižje mase nevtronskih zvezd: obhodni čas je za sisteme z nižjo maso daljši (to pove 3. Keplerjev zakon), gravitacijsko valovanje pa šibkejše, kar pomeni, da sistem počasneje izgublja energijo in se zvezdi počasneje približujeta ena drugi, faze tik pred zlitjem pa so zato daljše.

Dogodek GW 170817 so zaznali s tremi detektorji (LIGO Hanford in LIGO Livingston v ZDA, ter Virgo v Italiji) in iz časovnega zamika detekcij določili približno lokacijo izvora: približno 30 kvadratnih stopinj velik del (to ustreza 120 polnim Lunam) južnega neba v ozvezdju Vodna kača. Iz jakosti gravitacijskega signala so lahko določili tudi to, da se je zlitje zgodilo približno 130 milijonov svetlobnih let daleč.

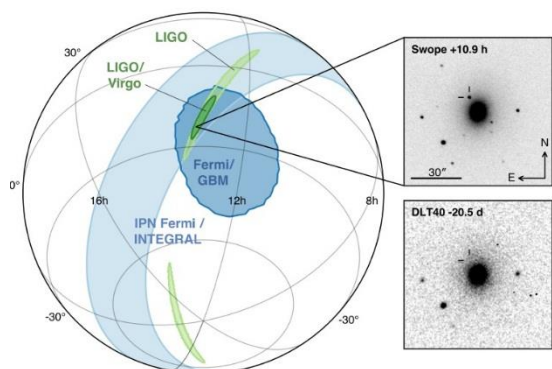
GRB 170817³

A zgodbe tu še ni konec. Neodvisno od detekcije z detektorji LIGO in Virgo je satelit Fermi iz istega dela neba zaznal kratek blisk gama svetlobe, ki je (kot je pokazala kasnejša primerjava podatkov) za trenutkom zlitja »zamuja« za 1,7 sekunde. Po lastnostih je ustrezal t.i. kratkemu izbruhu sevanja gama.

Objava detekcij observatorijev LIGO-Virgo in satelita Fermi je sprožila široko opazovalno kampanjo: številne raziskovalne skupine širom sveta so uporabile satelite in teleskope na Zemlji za iskanje elektromagnetnega dvojnika - izvora kakršnekoli vrste svetlobe, ki bi bila povezana z detektiranim gravitacijskim signalom. Slabih 11 ur kasneje, ko so se lahko pričela opazovanja tega dela neba v Čilu, je 1-metrski teleskop Swope na observatoriju Las

³ Oznaka pomeni GRB=Gamma Ray Burst (izbruh sevanja gama) in datum detekcije v obliki YYMMDD.

Campanas odkril optični dvojnik: svetel nov izvor vidne svetlobe v galaksiji NGC 4993 (slika 5), ki se nahaja 130 milijonov svetlobnih let daleč. S pomočjo teh opazovanj so tako lahko prvič doslej natančno določili kraj nastanka gravitacijskih valov.



Slika 5: Levo: Lokalizacija dogodka s pomočjo signala gravitacijskih valov z detektorji LIGO in Virgo (zeleno) in signala sevanja gama (modra). Desno: Zgornja slika: opazovanje s teleskopom Swope je razkrilo optični dvojnik dogodka gravitacijskih valov GW 170817, ki leži na obrobju galaksije NGC 4993. Spodnja slika kaže isti del neba 20,5 dni pred zlitjem. [6]

Sledila so opazovanja s številnimi inštrumenti, ki so pokrivali vse valovne dolžine svetlobe: od gama in rentgenske svetlobe preko ultravijolične, vidne in infrardeče do radijskih valov. Točno znana lokacija dogodka je omogočila zelo podrobna opazovanja. Dobljene podatke bodo znanstveniki proučevali še vrsto let, že sedaj pa je bilo v mednarodnih znanstvenih revijah o tem dogodku objavljenih več kot 50 člankov, od tega dober ducat v najprestižnejših revijah *Science*, *Nature* in *Nature Astronomy*.

Odkritje je prelomno, ne le ker gre za prvo detekcijo gravitacijskih valov iz zlitja nevtronskih zvezd in prvi dogodek gravitacijskih valov z natančno znanim krajem nastanka, pač pa tudi zaradi vrste in števila observatorijev (okrog 70), ki so sodelovali pri opazovanjih. To je prvi dogodek, ki so ga zaznali tako z detektorji gravitacijskih valov kot tudi s sateliti in teleskopi za različne vrste svetlobe, spremljali pa so ga tudi s posebnimi detektorji za delce iz vesolja (IceCube, ANTARES, observatorij Pierre Auger).

Lahko rečemo, da GW 170817 označuje rojstvo večglasniške astronomije.

Kaj nam GW/GRB 170817 razkriva?

Opis vsega, kar nam je ta dogodek že povedal in nam še bo, presega okvire tega prispevka. Zato se bomo omejili na pomen, ki ga ima za področje proučevanja izbruhov sevanja gama, ki so najmočnejše eksplozije v vesolju.

Izbruhi sevanja gama se dogajajo v oddaljenih galaksijah, detektirajo pa jih posebej za to razviti sateliti (Swift, Fermi, Integral) in sicer kot kratke bliske svetlobe gama, ki se pojavljajo v naključnih smereh neba in ob naključnih časih. Delimo jih na dolge (pri katerih blisk traja več kot 2 sekundi) in kratke (pri katerih traja manj kot 2 sekundi). Že vrsto let astrofiziki vemo, da dolgi izbruhi nastanejo ob koncu življenske poti masivne, hitro vrteče se zvezde. Ko se njena sredica sesede, bodisi v nevtronsko zvezdo ali v črno luknjo, se sprosti ogromna količina energije, ki zvezdo raznese v siloviti eksploziji podobni eksploziji supernove.

Za kratke izbruhe sevanja gama pa že več desetletij velja kot najverjetnejši model nastanka zlitje dveh t.i. kompaktnih objektov: dveh nevtronskih zvezd ali nevtronske zvezde in črne luknje. A za ta model smo doslej imeli le posredne dokaze, kot je na primer kraj njihovega nastanka. Kratke izbruhe najdemo v zelo različnih predelih galaksij: tako tam, kjer se šele rojevajo nove zvezde, kot tudi tam, kjer je nastajanje zvezd že ugasnilo. Nekateri izbruhi so locirani celo izven galaksij. To se ujema (a ni dokaz!) z modelom zlitja dveh kompaktnih objektov. Kompaktni objekti nastanejo ob eksploziji supernove iz masivnih zvezd, ki živijo le kratek čas. Če se dva taka objekta znajdetta povezana v dvojni sistem, zaradi gibanja okoli skupnega težišča oddajata šibko gravitacijsko valovanje, se počasi približujeta eden drugemu in se slejkoprej zlijeta. Koliko časa mine pred zlitjem je odvisno od začetne razdalje med objektoma. Če sta si že ob nastanku blizu, lahko pride do zlitja hitro, dokler v okolici še poteka nastajanje novih zvezd. Če sta sprva daleč narazen, bo približevanje trajalo zelo dolgo in bo medtem nastajanje zvezd v okolici že zdavnaj zamrlo. Lahko pa se tudi zgodi, da sistem ob

eksploziji supernove doživi t.i. "brco" in s tem hitrost, ki ga sčasoma odnese na obrobje ali celo ven iz galaksije.

A vse doslej za tak model astrofiziki nismo imeli t.i. smoking gun oz. neposrednega dokaza. Detekcija signala gravitacijskih valov, ki po obliki ustreza zlitju dveh nevtronskih zvezd, in praktično istočasnega kratkega izbruha sevanja gama, pa je točno to, na kar smo čakali vrsto let!

Kilonova oz. makronova

Poleg detekcije sevanja gama pri dogodku GW/GRB 170817 se tudi opazovanja svetlobe drugih valovnih dolžin ujema z interpretacijo, da gre za kratek izbruh sevanja gama.

Z enim "twistom": model kratkih izbruhov sevanja gama pravi, da pri zlitju dveh kompaktnih objektov eksplozija ne poteka v vseh smereh enako (ni izotropna), pač pa naj bi večino energije in snovi odneslo vzdolž osi, ki je pravokotna na ravnino kroženja objektov. Nastala naj bi dva nasprotno usmerjena snopa oz. curka delcev in energije (slika 6), ki se praktično s svetlobno hitrostjo širita v medzvezdni prostor. Pri tem oddata kratek blisk visoko-energijske svetlobe gama, ki mu pravimo izbruh sevanja gama. Ko tak curek trči v plin v okolici, se nekoliko upočasni in pri tem nastane svetloba nižjih energij (daljših valovnih dolžin), tudi vidna. Tej svetlobi pravimo zasij (angl. afterglow) in jo je mogoče opazovati dlje časa, običajno nekaj ur do nekaj dni ali celo dlje po izbruhu sevanja gama.



Slika 6: Prikaz zlitja dveh nevtronskih zvezd in nastanka kratkega izbruha sevanja gama. [7]

Po tem modelu torej vidimo izbruh sevanja gama le, če eden od obeh snopov kaže proti Zemlji. Glede na

širino snopov, ki jo ocenimo iz opazovanj, sklepamo, da je takih le okrog 1-10% vseh izbruhov. Seveda je na mestu vprašanje: kakšna je verjetnost za "srečo", da je bilo prvo zlitje nevtronskih zvezd, ki so ga zaznali gravitacijski detektorji, obrnjeno ravno tako, da je snop kazal proti nam in smo zaznali izbruh sevanja gama?

Rezultati podrobnih opazovanj v vseh vrstah svetlobe - od gama do radijske - kažejo konsistentno sliko: GW/GRB 170817 ni bil obrnjen točno proti nam, ampak smo ga videli nekoliko od strani, izven snopa. To se ujema s tem, da je bil opaženi kratek izbruh sevanja gama intrinzično najšibkejši od vseh opaženih doslej (ker smo ga videli nekoliko od strani). Ujema pa se tudi z modelom kilonove oz. makronove. Ta model pravi, da v jedrskih reakcijah, ki stečejo ob kratkem izbruhu sevanja gama, nastane veliko jeder kemijskih elementov, ki so bogata z nevtroni. Ker so taka jedra nestabilna, razpadajo in s tem grejejo bližnjo okolico, ki zato seva približno enakomerno v vse smeri (t.j. izotropno). Dokaze za sevanje kilonove oz. makronove so doslej opazili le v nekaj primerih, našli pa so jih tudi v primeru GW/GRB 170817 - tako iz specifičnih lastnosti svetlobe kot tudi v odsotnosti polarizacije svetlobe [8]. In kot zanimivost: med kemijskimi elementi bogatimi z nevtroni, ki bi naj nastali ob zlitju, je tudi zlato. Če imate na sebi kos zlatnine, pomislite, morda nosite dragocene ostanke davnega zlitja nevtronskih zvezd.

Pomen za širšo fiziko

Nevtronske zvezde že več kot pol stoletja begajo astronome in fizike, saj si z našimi Zemeljskimi možgani težko predstavljamo gostoto $\sim 10^{17}$ kg/m³, kakršna vlada v njih: kot da bi celotno Sonce stisnili na velikost Ljubljane (približno 10 km). Kako se obnaša snov pri tako visokih gostotah? Kakšno vlogo pri tem igra močno magnetno polje, ki je pogosto prisotno v njih? Odgovore na taka vprašanja v laboratorijih na Zemlji ne moremo iskati, saj v njih ne moremo ustvariti tako ekstremnih pogojev. Prav tako nevtronskih zvezd zaradi njihove majhnosti ne moremo neposredno opazovati s teleskopi.

Gravitacijski valovi, ki nastanejo ob zlitju dveh nevtronskih zvezd, pa nam lahko s svojo obliko

razkrivajo njuno maso in velikost (ki je drugače ne moremo natančno izmeriti), kar nam pomaga določiti lastnosti snovi - kako se delci razporedijo in obnašajo v tako ekstremnih razmerah nam lahko pove več o fundamentalnih zakonih narave in nam pomaga razumeti črne luknje in druge eksotične objekte v vesolju. Ko bomo bolje razumeli obnašanje snovi v nevtronskih zvezdah, bomo, na primer, lahko določili kolikšna je najvišja masa, ki jo nevtronska zvezda še lahko ima, preden gravitacija prevlada nad tlakom v njej in jo stisne v črno luknjo. To je le nekaj raziskovalnih tem, ki jih odpirajo ta in morebitne bodoče detekcije zlitja nevtronskih zvezd. Razumljivo je pričakovati tudi nove detekcije zlitja črnih lukenj, kot tudi parov nevtronska zvezda-črna luknja. Napovedi, da se je pred dvema letoma s prvo LIGO detekcijo pričela nova doba v astronomiji, so se uresničile. Pet doslej detektiranih dogodkov, še posebej GW 170817, je povežalo majhne in velike raziskovalne skupine z zelo različnih področij fizike v skupni, globalni projekt, kakršnemu v astrofiziki doslej še nismo bili priča. Večglasniška astronomija, ki zajema opazovanje vesolja in dogodkov v njem s pomočjo vseh štirih vrst "vesoljskih glasnikov": svetlobe, kozmičnih delcev, nevtrinov in gravitacijskih valov, je (prvič) zares pokazala svojo moč.

Med 3500 raziskovalci, ki so sodelovali pri intenzivnem proučevanju GW 170817, so svoj kamenček prispevali tudi slovenski raziskovalci: sodelavci Univerze v Novi Gorici, Instituta Jožef

Stefan, Kemijskega inštituta in Univerze v Ljubljani, ki opravljajo raziskave z **observatorijem Pierre Auger** v Argentini (Andrej Filipčič, Gašper Kukec Mezek, Ahmed Saleh, Samo Stanič, Marta Trini, Sergei Vorobiov, Lili Yang, Danilo Zavrtnik, Marko Zavrtnik), sodelujejo pri **satelitski misiji Fermi** (Gabrijela Zaharijaš) in raziskujejo v okviru projekta **GRAWITA** z zelo velikim teleskopom Evropskega južnega observatorija v Čilu (Andreja Gomboc, Drejc Kopač). Njihovi najnovejši rezultati so objavljeni v revijah *The Astrophysical Journal Letters* in *Nature Astronomy*.

Literatura

1. <https://www.ligo.caltech.edu/image/ligo20160615f>.
2. Mohorič, A.; Čadež, A.: Detekcija gravitacijskih valov. *Obzornik za matematiko in fiziko* 2017, 3, 91-103.
3. <https://arxiv.org/pdf/1602.03837.pdf>.
4. <https://www.ligo.caltech.edu/image/ligo20170927c>.
5. <https://svs.gsfc.nasa.gov/10740>.
6. Abbott, B.P. et al.: Multi-messenger Observations of a Binary Neutron Star Merger. *The Astrophysical Journal Letters* 2017, 848, L12.
7. <https://www.ligo.caltech.edu/video/BNS-merge>.
8. Covino, S. et al.: The unpolarized macronova associated with the gravitational wave event GW 170817. *Nature Astronomy* 2017, 1, 791-794.

STARI OBSERVATORIJ V TARTU

pom. akad. dr. Renato Lukač^{1,2}

¹Gimnazija Murska Sobota

²Ekonomška šola Murska Sobota, Višja strokovna šola

Če vas bo kdaj pot zanesla v pribaltske države in ste ljubitelj astronomije, potem se morate ustaviti v Tartu, ki je drugo največje mesto v Estoniji, velja pa za intelektualno središče države. Tamkajšnja univerza slovi kot najstarejša in najboljša v državi. Po odličnosti izstopa med pribaltskimi državami, mestu in regiji pa daje prav poseben pečat. Ustanovil jo je švedski kralj Gustavus Adolphus leta 1632. Posebna pa je tudi za astronome, saj sta zelo zanimiva stari observatorij univerze [1] in novi observatorij univerze [2]. V prispevku se bomo omejili na predstavitev starega observatorija (Slika 1).



Slika 1: Stari observatorij v Tartu [3].

Univerza Tartu, oziroma na začetku sta to bile Academia Gustaviana in Academia Gustavo-Carolinana, v 17. stoletju ni imela observatorija, pa čeprav je bila v programu univerze tudi astronomija [4]. Ohranjeni dokumenti kažejo na to, da naj bi prvi teleskop prispel v Tartu iz Anglije leta 1692. Sledila so načrtovanja glede lokacije observatorija. Prvi predlog je bil, da bi ga zgradili v enem izmed stolpov podrte katedrale, vendar so matematiki predlagali ločeno gradnjo, zato so ga začeli graditi na razvalinah nekdanjega gradu in končali leta 1810. Prva leta observatorija je obeležil izredno aktiven Friedrich Georg Wilhelm Struve [5], katerega je

nasledil Johann Heinrich Mädler. Struve je nabavil niz sodobne opreme, med drugim tudi takrat največji teleskop 9 colski Fraunhoferjev refraktor. Na začetku 20. stoletja je takratni direktor observatorija Grigori Vasilyevich Levitsky vpeljal nove smernice raziskav na univerzi v Tartu, med drugim tudi seizmologijo (vedo o potresih). Observatorij je postal pomemben tudi v seizmoloških raziskavah. Porodila se je ideja o novem observatoriju, ki bi bil izven mesta, vendar do tega še ni prišlo tako kmalu. Uspelo jim je nadomestiti takrat že zastareli Fraunhoferjev refraktor s sodobnim Zeissovim refraktorjem in foto kamero (Petzval astrograf). Posodobitev opreme žal ni izpolnila velikih pričakovanj. Komaj pod Sovjetsko zvezo so zgradili vstran od mestnega vrveža v Tõravere novi veliki observatorij in osebje se je 1964 preselilo na novo lokacijo. Nekaj let zatem so namestili reflektor s premerom 1,5 m. Stari observatorij je služil le še za pisarne fizikov in astronomov. Kljub temu pa se je tam zgodilo marsikaj pomembnega. 1992 so preko satelitske povezave vzpostavili prvo povezavo mesta Tartu na internet, kar je omogočilo nastanek Estonske izobraževalne in raziskovalne mreže (podobno kot pri nas Arnes), katera je v starem observatoriju gostovala vse do leta 2000. Nekaj časa je v observatoriju gostoval tudi AHHA znanstveni center, katerega primarna funkcija je promocija znanosti. Pozneje se je ta center preselil na novo lokacijo in je zdaj največji v pribaltskih državah. 2004 so odločili, da bo stari observatorij postal muzej, 2010 so bila končana rekonstrukcijska dela in 2011 je muzej odprl svoja vrata za obiskovalce. Stari observatorij, oziroma muzej, je odlično opremljen. Tudi informacij je dovolj v estonščini in angleščini. Poleg zgodovine observatorija so razloženi osnovni principi delovanja razstavljenih instrumentov. Razstavljene je ogromno opreme in nekatere zaokrožene zbirke, ki so pospremljene z

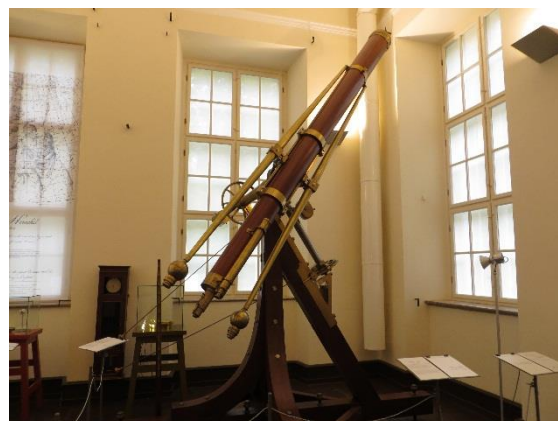
odličnimi preglednimi razlagami o meritvi časa, astrofotografiji, meteorjih, principih delovanja teleskopov, seizmografih in še marsičem. Na vrhu observatorija je kupola z državno zastavo. Dovoljeno je izstopiti iz prostora in se sprehoditi okoli kupole ter se razgledati po okolici. V nadaljevanju se bomo posvetili dvema največjima eksponatoma.



Slika 2: *Fraunhoferjev refraktor.*

V observatoriju je v spodnjem delu postavljen Fraunhoferjev refraktor (Slika 2). Na observatorij je prispel 1824 v 22 škatlah s skupno maso približno 1200 kg. Struve ga je brez navodil sestavil v manj kot enem tednu. Takrat je bil to najboljši opazovalni instrument na svetu. Odlikovala ga je vrhunska optika leč, katero je obvladal Nmec Joseph Fraunhofer. Premer teleskopa je 24,4 cm (9,5 inch), goriščna razdalja pa 4,34 m (13 ft 4 inch). Cev je dobro uravnotežena. Nameščen je na nemško ekvatorialno montažo s sledenjem. Posebno pozornost so pri izdelavi posvetili tudi estetiki in trpežnosti. Cev in montaža sta iz kvalitetnega hrastovega lesa, pokritega z mahagonijevim vezanim lesom. Kovinski deli so iz medenine. O njem

obstaja anekdota [6], da si ime refraktor res zasluži, saj pomeni »refracto« v latinščini »jaz lomim«. Med transportom teleskopa si je namreč baron Wilhelm Wrangell v bližini mesta Valga zlomil nogo in tudi Struve si je v eni izmed opazovalnih noči zlomil nogo, ko je hodil okoli teleskopa. Zaradi velike goriščne razdalje je bil teleskop idealen instrument za opazovanje dvojnih in večkratnih zvezd in v ta namen se je tudi največ uporabljal. Slovi po tem, da je bila z njim prvič natančno izmerjena razdalja do zvezde. Najbolj odmevne meritve je opravil Struve, čigar katalog dvojnih in večkratnih zvezd je še vedno aktualen. Z njim so raziskovali tudi planete, Luno, komete in meglice vse do 1911, ko ga je nadomestil novi Zeissov refraktor. Potem so ga še vedno priložnostno uporabljali za opazovanja.



Slika 3: *Zeissov refraktor.*

Zeissov 8 colski refraktor je razstavljen v gornjem delu observatorija pod kupolo. Naročen je bil 1902, v polno uporabo pa je prišel komaj 1912. Izhaja iz obdobja, ko je bil dosežen bistveni napredek glede zanesljivosti in enostavnosti uporabe. Hrastov les in medenino sta nadomestila lito železo in brušeno jeklo. Opremljen je bil z nizom dodatnih naprav, vendar kljub temu žal ni privedel do pričakovanega preobrata v raziskovanju. Astronomija je takrat vstopila v novo obdobje, ko je vse bolj pomembno vlogo igrala fotografija, vizualno opazovanje pa več ni bilo tako pomembno kot nekoč. K sreči je teleskop prispel tudi z astrokamo s Petzvalovo lečo, zato so v letih 1912 do 1914 rezultati raziskav temeljili predvsem na fotografskih opazovanjih planetov, kometov in asteroidov. V letih 1915 do

1921 je bil teleskop v mestu Tomsk v Rusiji, tako da med vojno ni bil poškodovan. 1927 so premestili kamero s teleskopa na montažo starega heliometra v paviljon zenitnega teleskopa, kjer je taka kombinacija služila kot samostojen astrograf s premerom 160 mm in goriščno razdaljo 78 cm. Zeissov teleskop so med svetovnimi vojnami uporabljali za študije variacije svetlosti Neptuna (da bi določili njegov čas rotacije), meritve svetlosti meglic, opazovanje dvojnih zvezd, opazovanje prehoda Neptuna čez Sonce, opazovanje mrkov lun Jupitra in opazovanje okultacije zvezd. Zadnja znanstvena raziskava s tem teleskopom je bila zaključena 1960. Šlo je za fotometrično opazovanje Nova Herculis.

Stari observatorij je prava poslastica za ljubitelje astronomije, zato si vsekakor vzemite dovolj časa zanj, če bosta kdaj obiskali Estonijo.

Literatura

1. University of Tartu Old Observatory:
https://en.wikipedia.org/wiki/University_of_Tartu_Old_Observatory;

2. Tartu Observatory: <https://www.to.ee/>; (Uporabljeno 1.11.2017).
3. Terry Nakazono. The Great Dorpat Refractor in Tartu's Old Observatory: <https://10minuteastronomy.wordpress.com/2012/10/01/guest-post-the-first-great-telescope-the-great-dorpat-refractor-in-tartu-old-observatory/>; (Uporabljeno 1.11.2017).
4. The History of the Old Observatory: <http://www.tahetorn.ut.ee/en/content/history-old-observatory/>; (Uporabljeno 1.11.2017).
5. Friedrich Georg Wilhelm von Struve: https://sl.wikipedia.org/wiki/Friedrich_Georg_Wilhelm_von_Struve; (Uporabljeno 1.11.2017).
6. Fun facts about the Old Observatory: <http://www.tahetorn.ut.ee/en/content/fun-facts-about-old-observatory/>; (Uporabljeno 1.11.2017).

GOSTOTA PLANETOV

Vladimir Grubelnik

Univerza v Mariboru, Fakulteta za elektrotehniko, računalništvo in informatiko

1. Uvod

Odkrivanje planetov okoli drugih zvezd je z razvojem teleskopov in raziskovalnih metod postalo zelo aktualno področje astronomije. Še posebej velik napredek je na tem področju naredil vesoljski teleskop Kepler [1], ki deluje od leta 2009. Do danes smo odkrili že več kot 3500 planetov [2,3] in okoli 5000 še ne potrjenih planetov odkritih s pomočjo Keplerjevega teleskopa [4]. V prihodnje se bo razvoj na tem področju nadaljeval v težnji proučevanja lastnosti planetov podobnih Zemlji, kar bodo omogočali novi teleskopi. Kot primer omenimo »Evropski izjemno velik teleskop« E-ELT [5] s premerom 39 metrov, ki bo omogočal kar 15-krat ostrejše slike od Hubblovega vesoljskega teleskopa. Velik napredek bo doprinesel tudi nov vesoljski teleskop James Webb [6], izstrelitev katerega je predvidena za leto 2019.

Med mnogimi že znanimi podatki o odkritih planetih se v tem prispevku osredotočimo na povprečno gostoto planetov. Do sedaj je bilo narejenih veliko raziskav [7,8,9,10], ki proučujejo razmerja med maso in radijem planetov in s tem gostoto oziroma sestavo planetov. Narejene so bile raziskave predvsem za planete z manjšo maso. Nekateri avtorji navajajo tudi konkretne relacije med gostoto in velikostjo planeta, kot je na primer linearna zveza med gostoto in polmerom planeta, ki jo za planete do mase 1,5 mase Zemlje navaja Weiss [8]. V zadnjem času so bile narejene tudi raziskave za planete z bolj kompleksno sestavo, kjer so bili v raziskavah upoštevani razni kemični, temperaturni in tlačni vplivi [glej 7]. Znana je podrobnejša analiza Seagerja s sodelavci [10], ki so proučevali razmerje med maso in radijem trdnih planetov ob upoštevanju spreminjajoče se gostote zaradi tlačnih sprememb in sestave planeta.

2. Razmerje med maso in radijem planetov

Iz podatkov o masi in velikosti planetov našega osončja vemo, da so planeti lahko precej različnih povprečnih gostot (Tabela 1, <https://sl.wikipedia.org>).

Tabela 1: Planeti našega osončja.

planet	masa (10^{24} kg)	volumen (10^{21} m ³)	gostota (g/cm ³)
Merkur	0,33	0,0608	5,43
Venera	4,87	0,9284	5,25
Zemlja	5,97	1,0832	5,51
Mars	0,64	0,1631	3,92
Jupiter	1898,70	1431,3	1,33
Saturn	568,51	827,13	0,69
Uran	86,85	69,14	1,26
Neptun	102,44	62,53	1,64

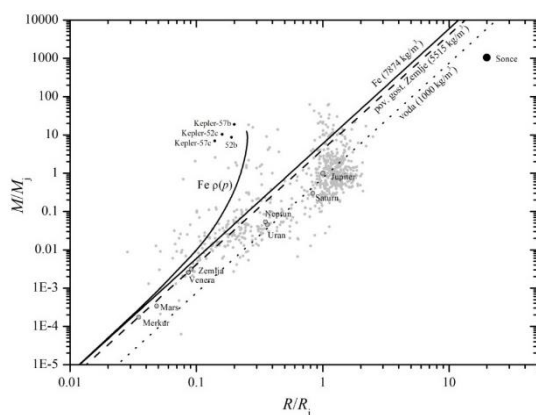
Na podlagi znane mase in prostornine planeta želimo proučiti tudi gostoto planetov okoli drugih zvezd. Podatke smo pridobili iz enciklopedije odkritih planetov (<http://exoplanet.eu>). Za 8 planetov našega osončja in 674 planetov izven našega osončja so podatki prikazani na sliki 1, kjer je za posamezen planet prikazana njegova masa M v odvisnosti od polmera planeta R . Iz slike lahko razberemo trend naraščanja mase planeta v odvisnosti od njegove velikosti, pri čemer zasledimo pri dani velikosti planeta precej velik razpon v masi, celo preko 1000 velikostnih razredov. To priča, da je gostota planetov lahko precej različna, kar pogojuje, da so planeti morali nastajati pri različnih razmerah. Na sliki 1 so v *log-log* diagramu prikazane tudi premice, ki predstavljajo gostoto različnih snovi pri normalnem zračnem tlaku. Posamezno krivuljo dobimo tako, da za izbrano snov izrazimo maso M v odvisnosti od prostornine krogle z radijem R (en. 1a). Pri tem vzamemo gostoto snovi ρ pri normalnem zračnem tlaku. Maso izrazimo še z maso Jupitra M_j (en. 1b), kjer je $\rho_j = 1,33 \text{ g/cm}^3$ povprečna gostota Jupitra [11] in R_j polmer Jupitra.

V kolikor zapišemo razmerje mas M/M_j (en. 2) in enačbo logaritmiramo, dobimo v $\log\text{-}\log$ diagramu premico (en. 3), ki ponazarja gostoto snovi pri normalnem zračnem tlaku.

$$M = \rho \frac{4}{3}\pi R^3, \quad M_j = \rho_j \frac{4}{3}\pi R_j^3, \quad (\text{en. 1a, 1b})$$

$$\frac{M}{M_j} = \frac{\rho}{\rho_j} \left(\frac{R}{R_j}\right)^3, \quad (\text{en. 2})$$

$$\log\left(\frac{M}{M_j}\right) = \log\left(\frac{\rho}{\rho_j}\right) + 3 \log\left(\frac{R}{R_j}\right). \quad (\text{en.3})$$



Slika 1: Masa planeta M (v enotah mase Jupitra M_j) v odvisnosti od polmera planeta R (v enotah polmera Jupitra R_j). Prikazanih je 8 planetov našega osončja in 674 planetov izven našega osončja. Premice ponazarjajo konstantno gostoto snovi pri normalnem zračnem tlaku. Krivulja $Fe \rho(p)$ pa razmerje med maso in polmerom planeta, ki je dejansko v celoti sestavljen iz železa.

Premice v $\log\text{-}\log$ diagramu, ki ponazarjajo gostoto dane snovi pri normalnem zračnem tlaku, seveda ne ponazarjajo pravilno maso planeta v odvisnosti od njegovega polmera, ko je planet dejansko sestavljen

iz dane snovi. Masa oziroma povprečna gostota planeta je večja, saj je potrebno upoštevati še stisljivost snovi zaradi spreminjajočega se tlaka v notranjosti planeta. Pri izračunu mase (en. 4) moramo v tem primeru upoštevati, da imamo nehomogeno telo, pri katerem se gostota spreminja z radijem $\rho(r)$, kar je pogojeno s tlakom $p(r)$ (en. 5 in en. 6):

$$\frac{dm(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r) \quad (\text{en. 4})$$

$$\frac{dp(r)}{dr} = \frac{-Gm(r)\rho(r)}{r^2} \quad (\text{en. 5})$$

Za rešitev enačb 4 in 5 moramo poznati še enačbo stanja (en. 6), ki opisuje razmerje med gostoto, temperaturo in tlakom za material v termodinamskem ravnovesju:

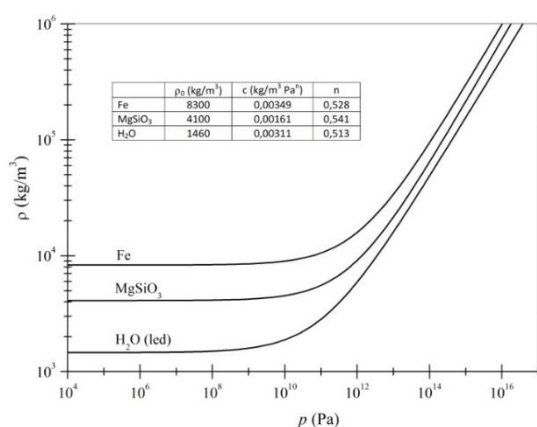
$$\rho(r) = f(p(r), T(r)). \quad (\text{en. 6})$$

Za določitev enačbe stanja (en. 6) so potrebni različni modeli, ki veljajo za določene tlačne režime. Kot primer omenimo Thomas-Fermi-Diracovo teorijo [10,12], ki opisuje interakcijo elektronov in jeder pri visokem tlaku, kjer kinetična energija prevlada v primerjavi s Coulombovo potencialno energijo. Za vsak material torej obstaja tlačna meja, ko ta teorija ni več veljavna in je potrebno uporabiti drugačen pristop za opis enačbe stanja.

Podrobnejša analiza glede tlačnih vplivov je narejena v prispevku Seagerja [10], kjer za trdne planete podajajo naslednjo zvezo med gostoto in tlakom:

$$\rho(p) = \rho_0 + cp^n. \quad (\text{en. 7})$$

Vrednosti za ρ_0 , c in n so za nekaj materialov podane v tabeli, odvisnost $\rho(P)$ pa je prikazana na sliki 2.



Slika 2: Gostota snovi v odvisnosti od tlaka za $p < 10^{16}$ Pa [10].

V kolikor enačbo 7 vstavimo v enačbo 4 in 5 ter naredimo numerični izračun, dobljeno razmerje med maso M in polmerom R v \log - \log diagramu ni več premica. Na sliki 1 je prikazan numerični preračun za primer, ko je planet v celoti sestavljen iz železa (glej krivuljo Fe $\rho(p)$). Maso planeta M smo določili iz enačbe 4 ($M = m(R)$), pri čemer smo enačbo 5 integrirali od tlaka v središču planeta $p(0)$, ki smo ga izbrali tako, da je bil tlak na določeni razdalji polmera planeta R enak $p(R) = 0$.

Iz krivulje Fe $\rho(p)$ je razvidno, da pri manjših planetih masa M narašča sorazmerno s prostornino (R^3). V tem primeru Coulonova sila med atomi uravnesi gravitacijsko silo. Pri večjih masah pa tlak v notranjosti tako naraste, da povzroči ionizacijo atomov, pri čemer ravnovesje z gravitacijo vzpostavi tlak prostih elektronov. Posledično velikost planeta ne narašča več sorazmerno z njegovo maso, temveč z naraščanjem mase ostaja velikost planeta približno enaka ali pa se celo skrči.

3. Planeti z veliko gostoto

Podatki o masi in velikosti planetov s strani <http://exoplanet.eu> (slika 1) kažejo, da imajo nekateri planeti zelo velike povprečne gostote. Kot primer omenimo planete, ki na sliki 1 ležijo nad krivuljo Fe $\rho(p)$, ki ponazarja maso planeta v odvisnosti od njegovega polmera za planete zgrajene iz samega železa. Vidimo, da nekateri planeti dosegajo tudi okoli 100-krat večje gostote.

Pri tem se poraja vprašanje, kako lahko nastanejo planeti s tako veliko povprečno gostoto.

V nekaterih raziskavah [7, 13] avtorji ugotavljajo, da so nekatere vrednosti za mase in velikosti planetov le orientacijske vrednosti, ki so nastale na podlagi različnih metod in predpostavk. To pomeni, da so te vrednosti običajno le spodnje oziroma zgornje mejne vrednosti izračunane na podlagi določene metode, kot je na primer stabilnost orbit posameznega planeta [13]. Po natančnejšem preverjanju podatkov avtorji ugotavljajo, da je masa predvsem nekaterih manjših planetov nezanesljiva oziroma neznana, s tem pa tudi njihova izračunana povprečna gostota.

Kljub temu pa obstajajo planeti, kot so Kepler-52b, Kepler-52c in Kepler-57b (glej sliko 1), katerih povprečna gostota je dejansko večja od povprečne gostote železnega planeta enake velikosti [7]. Študije kažejo, da bi ti planeti lahko bili jedro plinskih velikanov, ki so izgubili plinski ovoj. Znano je namreč, da lahko plinast planet pri približevanju matični zvezdi izhlapi [14], pri čemer ostane trdno jedro z zelo veliko povprečno gostoto, ki je posledica velikih tlakov, ko je planet še obdajal plinast ovoj [7].

Da bi dosegli gostote, kot jih imajo planeti Kepler-52b, Kepler-52c in Kepler-57b (glej sliko 1), bi moral biti tlak pod plinskim ovojem med 50 TPa in 100 TPa [7], kar pomeni, da je moral biti prvoten planet s plinskim ovojem zelo velik. Za primerjavo omenimo dosedanje modele, ki ocenjujejo, da je tlak na površini Jupitrovega jedra okoli 4 TPa. Da dosežemo tlak 100 TPa pa mora biti masa prvotnega planeta pred izhlapevanjem precej večja in presega minimalno mejo za maso rjavih pritlikavk, ki je 13-kratna masa Jupitra [7].

4. Zaključek

Na podlagi podatkov o masi in velikosti planetov za 8 planetov našega osončja in 674 planetov izven našega osončja smo pokazali, da imajo planeti precej različne povprečne gostote. Nekatere celo za več kot 100-krat presegajo gostoto železa pri normalnem zračnem tlaku. Z upoštevanjem spreminjanja gostote snovi v odvisnosti od tlaka v notranjosti planeta smo pokazali, da obstajajo

planeti, ki imajo večjo povprečno gostoto kot planeti v celoti zgrajeni iz železa. Za doseganje takšnih gostot smo predstavili teorijo, ki predvideva, da so ti planeti ostanki trdih jeder velikih plinastih planetov, ki so izhlapeli zaradi približevanja matični zvezdi. Za doseganje povprečnih gostot nekaterih planetov je potrebno, da je tlak na površju trdnega jedra zaradi plinastega ovoja tudi do 100 TPa. To pogojuje, da so morali biti ti planeti, preden so izgubili plinski ovoj, več kot 10-krat težji od Jupitra. Določitev natančnejše ocene velikosti teh planetov je dobra osnova za nadaljnje raziskave, ki bi nam omogočale natančnejšo poznavanje različnih procesov nastajanja planetov in poznavanje njihove sestave.

Literatura

- [1] Kepler. Pridobljeno 6.11.2017 s strani: <https://www.nasa.gov/kepler>.
- [2] Nasin arhiv eksoplanetov. Pridobljeno 6.11.2017 s strani: <https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/>.
- [3] Enciklopedija eksoplanetov. Pridobljeno 6.11.2017 s strani: <http://exoplanet.eu>.
- [4] Exoplaneti odkriti s Keplerjevim teleskopom. Pridobljeno 6.11.2017 s strani: <https://www.nasa.gov/kepler/discoveries>.
- [5] Evropski izjemno velik teleskop (E-ELT). Pridobljeno 6.11.2017 s strani: <http://www.eso.org/sci/facilities/eelt/>.
- [6] Vesoljski teleskop James webb. Pridobljeno 6.11.2017 s strani: <https://jwst.nasa.gov/>.
- [7] A. Mocquet, O.Grasset in C. Sotin (2017). Very high-density planets: a possible remnant of gas giants. *Phil.Trans.R.Soc.A.* 372: 20130164.
- [8] L. M. Weiss in G. W. Marcy (2014). The mass-radius relation for 65 exoplanets smaller than 4 Earth radi. *ApJ Letters.* 783:1-7.
- [9] D. C. Swift in sodelavci (2012). Mass-radius relationships for exoplanets. *The Astrophysical Journal*, 744:59, 10pp.
- [10] S. Seager, M. Kuchner, C. A. Hier-Majumder, in B. Militzer (2007). Mass-radius relationships for solid exoplanets. *The Astrophysical Journal.* 669:1279-1297.
- [11] Podatki o Jupitru. Pridobljeno 6.11.2017 s strani: <https://sl.wikipedia.org/wiki/Jupiter>.
- [12] S. Eliezer, A. Ghatak in H. Hora (2002). *Fundamentals of Equations of State*. World Scientific Publishing Co.Pte.Ltd. Singapore.
- [13] T. Yaqoob (2012). Outliers at the Extremities of the Exoplanet Density Distribution. <http://exoplanetsdigest.com/2012/09/08/outliers-at-the-extremities-of-the-exoplanet-density-distribution/>.
- [14] A. Lecavelier des Etangs, A. Vidal-Madjar, J. C. McConnell in G.H'ebard (2004). Atmospheric escape from hot Jupiters. *Astronomy & Astrophysics.* 10.1051/0004-6361:20040106.

XXIV. SANKTPETERBURŠKA ASTRONOMSKA OLIMPIJADA

Bojan Jandrašič
Osnovna šola Turnišče



Slovenski dijaki in učenci so tretje leto zapored sodelovali v mednarodnem

tekmovalstvu iz astronomije, ki se imenuje Sanktpeterburška astronomska olimpijada. Olimpijada je uvrščena na uradni seznam tekmovanj v Rusiji in v skladu s sklepom Ministrstva za šolstvo Ruske federacije dosega raven 1, kar je najvišja stopnja. Nekaterim tekmovalcem in nagrajencem te olimpijade postane astronomija poklic. Zaposlitev najdejo v različnih astronomskih institucijah v Rusiji ali drugod po svetu.

Tekmovalstvo ima večletno tradicijo, saj začetek tekmovanj iz astronomije v Rusiji sega v leto 1994. Takrat je v mestu Sankt Peterburg potekalo prvo tekmovanje iz astronomije in vesoljske fizike, ki so ga poimenovali Sanktpeterburška astronomska olimpijada. Število tekmovalcev se je postopoma povečevalo, v zadnjih letih se je razširilo tudi izven ruskih meja. Sedaj je v tekmovanje vključeno v povprečju okoli 5000 tekmovalcev iz regije, sodelujejo še predstavniki iz 50 drugih ruskih regij in najboljši tekmovalci iz astronomije iz več kot 10 drugih držav.

Slovenski tekmovalci so se pod okriljem Društva matematikov, fizikov in astronomov DMFA v olimpijado prvič vključili leta 2015. Takrat so v konkurenci osnovnošolcev osvojili 3 priznanja (vsa 3 priznanja učenci OŠ Turnišče), v konkurenci srednješolcev pa 9 priznanj. Naslednje leto so dobili osnovnošolci 17 priznanj (OŠ Turnišče 1 priznanje) in srednješolci 9 priznanj. Izredna konkurenčnost naših tekmovalcev je botrovala temu, da so ruski organizatorji zaostri pogoje za sodelovanje in so naše tekmovalce letos razvrstili v višje tekmovalne

razrede, glede na leta šolanja in ne glede na starost. Naloge 11. stopnje so tako reševali dijaki naših 4.letnikov, naloge 10. stopnje dijaki 3.letnikov, naloge 9. stopnje dijaki 2. letnikov in devetošolci, naloge 8.stopnje dijaki 1.letnikov in osmošolci ter naloge 7. stopnje sedmošolci. V teh tekmovalnih pogojih so osnovnošolci osvojili 8 priznanj in srednješolci eno. Seveda je to za mentorje pomenilo, da je bilo potrebno v pripravah obdelati veliko vsebin, ki ji učenci pri pouku še niso obravnavali. Gre predvsem za matematična znanja, ki se uporabljajo v astronomiji.

Vzrok uspešnosti naših tekmovalcev je v tem, da se tekmovanja lahko udeležijo le povabljeni tekmovalci, ki so dokazali izvrstno znanje že na državnem tekmovanju iz astronomije in se uvrstili na prvih deset mest v svoji kategoriji. Naloge v slovenščino prevaja Andrej Guštin, tajnik Komisije za astronomijo pri DMFA in eden od organizatorjev državnega tekmovanja za Dominkovo priznanje iz astronomije.

Opis tekmovanja

Sanktpeterburška astronomska olimpijada je dvostopenjsko internetno tekmovanje. Originalne informacije v ruščini so dostopne na spletnem naslovu <http://school.astro.spbu.ru/>. Tekmovanje poteka od januarja do marca.

V izbirnem krogu so tekmovalci razdeljeni po razredih - 7. in 8. razredi so enotna skupina, 9. razredi in 1. letniki srednjih šol tudi, ločeno pa tekmujejo dijaki 2., 3. in 4. letnika. Dovoljena so vsa pomagala – knjige, splet, mentorji ... V izbirnem krogu lahko mentorji neomejeno pomagajo tekmovalcem, načeloma jim naloge lahko tudi rešijo. Seveda pa slednjega noben dober mentor najbrž ne bo naredil, ker tekmovalce čaka finalni krog, kjer morajo učenci oz. dijaki pokazati lastno znanje. Pri DMFA rešene naloge zberejo po elektronski pošti in jih posredujejo v Rusijo, kjer jih ocenijo. Najbolje uvrščeni se uvrstijo v finalni krog tekmovanja.

V finalnem krogu tekmovanja tekmovalci samostojno in brez kakršnihkoli pomagal (literatura, kalkulator ...) rešujejo teoretične in praktične naloge iz astronomije in astrofizike. Tudi te rešitve pri DMFA pošljejo ruskim organizatorjem v popraviljanje. Ruski kolegi ne ocenjujejo samo rešitev, temveč predvsem način razmišljanja (inovativnost, širina spopadanja s problemom ...) in potek reševanja. Ker obstajajo jezikovne ovire, mora biti v rešitvah čim več matematike in skic ter čim manj besed.

Na nivoju srednjih šol so na tekmovanje povabljeni vsi prejemniki zlatih priznanj na državnem tekmovanju iz znanja astronomije, ki so hkrati tudi v izboru za slovensko ekipo na Mednarodni olimpijadi iz astronomije in astrofizike. Sanktpeterburška astronomska olimpijada prinese maksimalno 20 točk v skupnem seštevku izbirnega postopka za olimpijado.

Pri osnovnošolcih je sodelovanje na Sanktpeterburški olimpijadi povsem prostovoljno. Zaradi zanimivih astronomskih nalog pa lahko sodelovanje bistveno prispeva k dvigovanju ravnih astronomskega znanja osnovnošolcev. Tega se zavedajo tudi mentorji astronomskih vsebin in se zato učenci zelo resno vključujejo v tekmovanje.

Osnovnošolski finalni del tekmovanja je potekal na OŠ Turnišče: teoretični del 4. februarja 2017 in praktični del 11. marca 2017. Število tekmovalcev se vsako naslednjo stopnjo zmanjša, saj se naprej uvrščajo le tisti z najboljšimi rezultati. Preko izbirnega tekmovanja se je na finalni teoretični del uvrstilo 37 osnovnošolcev, na finalni praktični del pa 18 tekmovalcev. Tudi na tej stopnji so bili uspešni in tako znaša končni izkupiček 8 doseženih priznanj: 4 srebrne medalje in 4 bronaste medalje. V srednješolskem rangu je letos Slovenija osvojila 1 priznanje in to zlato, ko si je dijak bežigradske gimnazije delil prvo mesto z ruskim dijakom v kategoriji 4. letnikov.

Pomurje so na tekmovanju zastopali učenci osnovne šole Turnišče: Vito Houbar, Noel Prša in Marsel Škraban. Vsi trije so se uvrstili v finalni teoretični del, najbolj pa se je izkazal Vito Houbar, ki se je uvrstil še na finalni praktični del.

S skupnim rezultatom smo organizatorji dobili dragocene izkušnje in hkrati tudi potrditev o smislu vključevanja osnovnošolcev v to tekmovanje. Za mladino in mentorje je tekmovanje prav gotovo pravi izziv, ki omogoča dokazovanje in primerljivost z vrstniki, ne samo izven regije, temveč tudi v širšem, mednarodnem prostoru.

Skupaj z Gimnazijo Murska Sobota dokazujemo, da smo dobri organizatorji tekmovanj mladih v astronomiji, širimo idejo o popularizaciji astronomije med mladimi in odkrivamo potencialne člane za astronomsko društvo.

Teoretične naloge 8. stopnje:

1. naloga:

9. julija ob štirih zjutraj je Luna polna. Dve uri kasneje, istega dne, se Luna na nebu nahaja zelo blizu Plutona. Kdaj bo Pluton v bližajoči se opoziciji?

2. naloga:

Spomnimo se »Pesmi Zvezdogleda« iz zgodbe o Rdeči kapici:

Tam visoko, visoko, kjer je nekdo polil mleko, je nastala Mlečna cesta. Vzdolž nje ... plava Luna, kot bel kolač.

Zaradi enostavnosti predpostavimo, da je osvetljena natanko polovica Lunine ploskvice. Luna je obrnjena tako, da njena »rogova« gledata navzgor (osvetljeni del je spodaj, neosvetljeni pa zgoraj). Kje na Zemlji in v katerem delu leta je možno videti tak prizor na nebu?

3. naloga:

Z Zemlje opravimo radarski meritvi položajev dveh asteroidov, od katerih je eden v opoziciji, drugi pa v kvadraturi. Radijska signala sta bila proti asteroidoma poslana sočasno. Signal se je od prvega asteroida vrnil čez 16 minut, od drugega pa čez 40 minut. Izračunajte razdaljo med asteroidoma v trenutku meritve. Določite polmera orbit obeh asteroidov. Predpostavite, da sta orbiti asteroidov krožnici in da ležita v ravnini ekliptike.

4. naloga:

Kotna velikost Jupitra na nebu je 0,5 kotne minute. Ocenite, kolikokrat pogosteje (v povprečju) Luna zakrije zvezde kot jih zakrije Jupiter.

5. naloga:

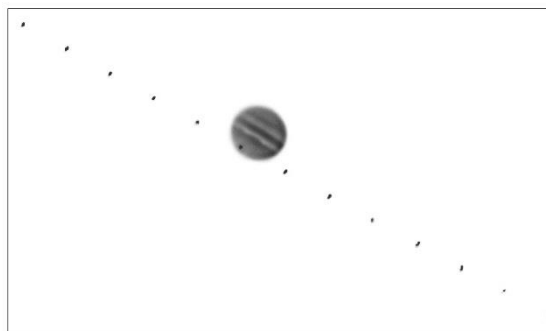
Študent astronomije je opazil, da njegova stara mehanska budilka kaže isti čas vsakič, ko je zvezda Kapela najvišje nad obzorjem. Ali njegova budilka zaostaja ali prehiteva? Čez koliko časa bo budilka prehitevala oz. zamujala za eno uro?

Praktična naloga 8.stopnje:

Na sliki je negativ zmontiranih posnetkov prehoda vesoljskega teleskopa Hubble čez Jupitrovo ploskvico. Posnetek je nastal 30. julija 2011 z zahodnega dela Avstralije. Ocenite trajanje prehoda Hubbla čez ploskvico Jupitra in hitrost snemanja kamere (v enotah število posnetkov kamere na sekundo). Ocenite tudi oddaljenost med fotografom in teleskopom.

Znano je, da je bil vesoljski teleskop Hubble v zornem polju kamere (označeno je z okvirjem slike) 1/5 sekunde. Kotna velikost Jupitrove ploskvice je bila tisti dan 40 kotnih sekund. Lahko predpostavimo, da je bila v trenutku snemanja

hitrost Hubbla glede na fotografa 7,5 km/s in da je bila smer hitrosti pravokotna na smer opazovanja.



Literatura

1. Komisija za tekmovanje v znanju astronomije:
<http://www.dmfa.si/Tekmovanja/As/Merilalzbora.aspx#SAO>.
2. Šolska astronomija Sanktpeterburg:
<http://school.astro.spbu.ru/?q=node/538>.

FOTOGRAFSKI UTRINKI IZ 21. ASTRONOMSKEGA TABORA KMICA

Rok Vogrinčič

Foto: Andrej Hanžekovič

V nadaljevanju sledijo fotografski utrinki iz 21. astronomskega tabora Kmica, ki ga astronomsko društvo Kmica iz Murske Sobotice v sodelovanju z OŠ Gornji Petrovci ter Zvezo za tehnično kulturo Slovenije pripravlja že vrsto let.

Letošnji tabor smo začeli v ponedeljek, 26.6.2017. Udeleženci so se lahko letos odločili za delo v eni izmed 4 skupin. Program našega tabora so sestavljale osnove astronomije (pod mentorstvom Sonje Kepe in asistenco Maria Pezera), astrofotografija (pod mentorstvom Andreja Hanžekoviča), osnove astrofizike (pod mentorstvom Darka Kolarja) ter radioastronomija, ki je bila letos prvič na taboru (pod mentorstvom Roka Vogrinčiča). Udeleženci so tekom tedna spoznavali temelje astronomije, se naučili dela s teleskopom, spoznali nočno nebo, ki je za evropske razmere tukaj zelo dobro ohranjeno. Prof. dr. Igor Žiberna, ki je imel večerno predavanje v ponedeljek, je povedal, da so razmere tukaj boljše kot na Pohorju. Udeleženci so se med drugim naučili tudi orientacije po nebu, reševali so zanimive računske naloge povezane z astronomijo, sodelovali pri izvedbi

praktičnih vaj (izdelali so anteno, opazovali in fotografirali Sonce s H-alfa teleskopom, fotografirali nočno nebo) in še marsikaj uporabnega.

V četrtek, 29.6.2017, je bil program tabora še posebej zanimiv. Z avtobusom smo se najprej odpeljali na ogled amaterskega astronomskega observatorija v Borejcih, kjer smo si ogledali reflektorski teleskop STIGMA ter anteno za merjenje Sončevih izbruhov. Po ogledu smo se odpravili proti Murski Soboti. Sledil je zabavni program, bowling in potem še pica. Ko smo se v večernih urah vrnili nazaj na šolo, je bilo nebo dovolj jasno, da smo lahko postavili teleskope in začeli z opazovanjem.

V petek, 30.6.2017, smo imeli zaključno slovesnost, kjer so udeleženci predstavili svoje delo na taboru. Sledila je podelitev zahval udeležencem in mentorjem. Zaključek slovesnosti pa je popestrilo zanimivo predavanje pom. akad. Renata Lukača. Tema predavanja je bila geometrijska optika, kjer je bil poudarek predvsem na nastanku slike pri različnih oblikah leč in zrcal.





Astronomi v Kmici, devetnajstič



Urednik:

pom. akad. dr. Mitja Slavinec

Strokovni pregled:

pom. akad. dr. Milan Svetec

pom. akad. dr. Mitja Slavinec

Rok Vogrinčič

Oblikovanje in prelom:

Nina Jug

Tisk:

AIP Praprotnik

Naklada:

250 izvodov

Založnik:

AD Kmica in ZOTKS, Murska Sobota, 2017

zanju: pom. akad. dr. Mitja Slavinec

CIP - Kataložni zapis o publikaciji
Univerzitetna knjižnica Maribor

520/524:379.825-053.6(497.4-18)(082)

ASTRONOMI v Kmici : dvajsetič / [urednik Mitja
Slavinec]. - [Murska Sobota] : AD Kmica : ZOTKS,
2017

ISBN 978-961-92312-3-4 (AD Kmica)

1. Slavinec, Mitja

COBISS.SI-ID 72761601