

nikai Vállalat, Audió, EVIG Egyesült Villamosgépgyár, Kismotor- és Gépgyár, Szerszám gép Fejlesztési Intézet (Halásztelek), Pestvidéki Gépgyár (Szigethalom), Ikladi Műszeripari Művek (IMD), Kőbányai Vas- és Acélöntőde (KÖVAC), ERŐTERV, Emelőgépgyár, Karcagi Üveggyár, Tungsram Egyesült Izzólámpa és Villamossági Rt., Kontakta, Állami Pénzverde, Vákuumtechnikai Gépgyár, Vasipari Kutatóintézet, Magyar Optikai Művek (MOM), Magyar Kábel Művek (MKM), Magyar Selyemipari Vállalat, MEDICOR, Röntgen Javító és Szerelő Vállalat, Gördülő-csapágy Művek (GÖCS, Debrecen), Budapesti Kőolajipari Vállalat, PEMÜ Műanyagipari Rt. (Solymár), Kenéstechnikai Intézet, Reanal Finomvegyszergyár Rt.

Köszönet segítségükért és szakszerű munkájukért. Akik/amelyek fenti felsorolásokból esetleg kimaradtak volna, azoktól ezúton kérek szíves elnézést.

A FIZIKA TANÍTÁSA

ISMÉT FÖLDKÖZELBEN A MARS!

Pálfalvi László

MTA PTE Nemlineáris Optikai és Kvantumoptikai Kutatócsoport
PTE, Kísérleti Fizika Tanszék

A bolygók mozgása régóta foglalkoztatja az emberiséget. Kepler a XVII. században tapasztalati úton állította fel a bolygómozgás törvényeit. Később Newton Kepler eredményeit felhasználva eljutott az általános tömegvonzás törvényéig (Newton-féle gravitációs törvény). Tudjuk jól, hogy ez az út fordítva is járható, a Newton-féle gravitációs törvényből következnek Kepler törvényei. Noha Kepler törvényei már több száz évesek, a 60-as, 70-es években több cikk is megjelent a Kepler-problémával kapcsolatban. Györgyi Géza elsősorban a Kepler-probléma szimmetriáival foglalkozott. A Kepler-mozgás geometriai szemléltetésével kapcsolatban is jelentek meg publikációk. Ezek közül ugyancsak Györgyi Géza cikkét [1] emelném ki, amelyben leírtak segítséget nyújtanak jelen cikk kitűzött problémájának megoldásához, melyre hagyományos módszerekkel csak komolyabb erőfeszítések árán nyílik lehetőség. Az utóbbi években ismét fellendült az érdeklődés a bolygómozgás problémaköre iránt. P.A. Horváthnak jelentek meg ilyen vonatkozású írásai, melyekben egy konkrét probléma kapcsán, mindjárt a módszer alkalmazását is bemutatta.

Jelen cikkben két bolygó (konkrétan a Föld és a Mars) távolságának az időtől való függését vizsgáljuk. A bemutatott módszerrel lehetőség nyílik a közelállások időpontjainak megjóslására. A számítások során néhány egyszerűsítő közelítést használunk, ugyanis a cikk célja nem a maximális pontosságra való törekvés (ez a csillagászok feladata), hanem egy fizikai módszer alkalmazásának bemutatása.

Irodalom:

1. JÉKI LÁSZLÓ: *KFKI* – MTA KFKI és Arteria Studio, Budapest, 2001
2. KESZTHELYI LAJOS: *Simonyi Károly 1916–2001* – Fiz. Szemle 51 (2001) 322
3. STAAR GYULA: *A soproni részecskegyorsító. Beszélgetés Simonyi Károllyal* – Természet Világa 132/12 (2001)
4. KOSTKA PÁL: *Részecskegyorsítók Sopronban és Budapesten* – Híradástechnika 47/4 (2002) 23–27
5. CSURGAYNÉ ILDIKÓ: *Simonyi Károly professzor emeritus, akadémikus, 1916–2001* – Híradástechnika 47/4 (2002) 3–8
6. KESZTHELYI LAJOS: *Simonyi Károly...* – Fiz. Szemle 53 (2003) 45
7. KOSTKA PÁL: *Simonyi Károly gyorsítói* – Fiz. Szemle 53 (2003) 49
8. KLOPPER ERVIN: *Simonyi Károly és a magyar részecskegyorsítók* – Fiz. Szemle 54 (2004) 204–206
9. KOSTKA PÁL: *A hazai fizikátörténet jeles emléke* – Természet Világa 135 (2004) 482–484
10. KLOPPER ERVIN: *Simonyi Károly professzor és a magyarországi részecskegyorsító-berendezések* – Informatika 24 7/5 (2004) 5–29
11. KLOPPER ERVIN: *Tisztelet a gyorsítóépítőknek* – Élet és Tudomány Online (2005. 03. 23)

A Föld és a Mars távolságának vizsgálata

A Mars Földhöz legkedvezőbb közeli állapotainak időbeli periodicitása az évtizedes skálán figyelhető meg. Ez legutóbb 2003. augusztus 27-én következett be. Az ilyen események megjóslásához a két bolygó egymástól mért távolságának az időfüggését kell ismernünk. Vizsgáljuk meg, hogy a mechanika törvényeiből kiindulva erre milyen lehetőség adódik!

Az egyszerűség kedvéért tegyük fel, hogy a bolygók keringési síkja egybeesik (ez Naprendszerünk bolygói esetén jó közelítéssel igaz is, különösen a Föld és a Mars esetén)! Ha nem élünk ezzel a feltevéssel, csupán technikailag lesz kissé komplikáltabb a számítás, elvi nehézségbe nem ütközünk. A Napot tekintjük nyugvónak és csak a Nap–bolygó kölcsönhatásokat vegyük figyelembe!

A Föld pályáját körrel közelítve

Tegyük fel, hogy a Föld körpályán, a Mars ellipszispályán kering a Nap körül! Ez jó közelítéssel igaz is, hiszen a Mars pályájának az excentricitása $\epsilon_M = 0,093$, míg a Földé $\epsilon_F = 0,017$.

Ezen feltevésekkel élve az adott bolygó N impulzusmomentuma (pontosabban annak nagysága) és E energiája mozgásállandó:

$$N = m r^2 \dot{\phi}, \quad (1)$$

$$E = \frac{m}{2}(\dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2) - \gamma \frac{mM}{r}. \quad (2)$$

Az (1) és (2) egyenleteket felhasználva

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{N}{m r^2}, \quad (3)$$

illetve

$$\frac{dr}{dt} = \sqrt{\frac{2}{m} \left(E + \gamma \frac{mM}{r} - \frac{N^2}{2 m r^2} \right)} \quad (4)$$

adódik. Ennél a pontnál a tankönyvek hangsúlyozzák, hogy a (3) és (4) egyenletekből $r(t)$ és $\varphi(t)$ nem határozható meg zárt explicit alakban. Viszont az idő eliminálásával az

$$r(\varphi) = \frac{p}{1 - \varepsilon \cos \varphi}, \quad (5)$$

pálya származtatható, ahol ($E < 0$ esetén) $p = b^2/a = a(1 - \varepsilon^2)$ az ellipszis paramétere, ε az excentricitása, a és b a fél nagy-, illetve fél kistengely hossza. Az (1) és (5) egyenletek felhasználásával t -nek a φ -től való függése megadható

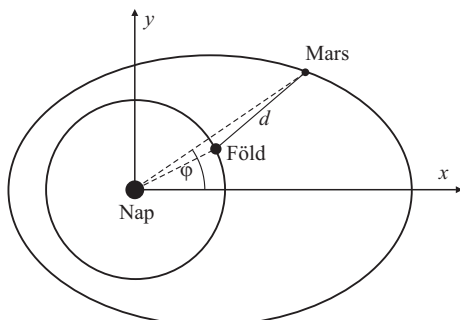
$$t(\varphi) = \frac{m}{N} \int_{\varphi_0}^{\varphi} r(\varphi')^2 d\varphi' \quad (6)$$

módon. A (6) integrál ugyan zárt alakban nem adható meg, de numerikus módszerrel meghatározható a $t(\varphi)$ kapcsolat. Ennek az inverz függvénye a számunkra érdekes $\varphi(t)$, ahonnan $r(t)$ (5) ismételt felhasználásával meghatározható, tehát a koordináták időfüggése ismertté válik.

Most visszatérhetünk az eredeti problémához, a Föld–Mars távolságának időbeli vizsgálatához. A (6) egyenlettel az időt a Mars φ koordinátájával paraméterezzük, és ez a φ fogja az időn keresztül a Föld helyzetét is paraméterezni. Vegyünk fel egy derékszögű koordináta-rendszert (1. ábra) a pályák síkjában, melynek origója a Nap. A keringési időket jelöljük T_F -fel, illetve T_M -mel, a Föld szögsebessége pedig $\omega_F = 2\pi/T_F$. A Mars impulzusmomentumának és területi sebességének kapcsolata:

$$N = 2 m \frac{\pi a b}{T_M} = 2 m \frac{\pi a^2 (1 - \varepsilon^2)^{1/2}}{T_M}. \quad (7)$$

1. ábra. A Föld és a Mars pályája Napközéppontú koordináta-rendszerben. A Föld pályáját körrel közelítjük.



A $t = 0$ időpillanatban a Mars legyen φ_0 fázisú állapotban! Az (5) és (7) összefüggéseket (6)-ban figyelembe véve az időre, mint a φ koordináta függvényére

$$t(\varphi) = \frac{(1 - \varepsilon^2)^{3/2}}{2\pi} T_M \int_{\varphi_0}^{\varphi} \frac{1}{(1 - \varepsilon \cos \varphi')^2} d\varphi' \quad (8)$$

adódik. A Mars Descartes-koordinátái:

$$x = r(\varphi) \cos \varphi, \quad (9)$$

$$y = r(\varphi) \sin \varphi. \quad (10)$$

A Föld mozgása egyenletes körmozgás, tehát az X és Y koordinátái egyszerűen meghatározhatók az idő függvényében, azaz közvetlenül a Mars φ koordinátájának segítségével:

$$X[t(\varphi)] = R \cos(\omega_F t(\varphi) + \Phi_0), \quad (11)$$

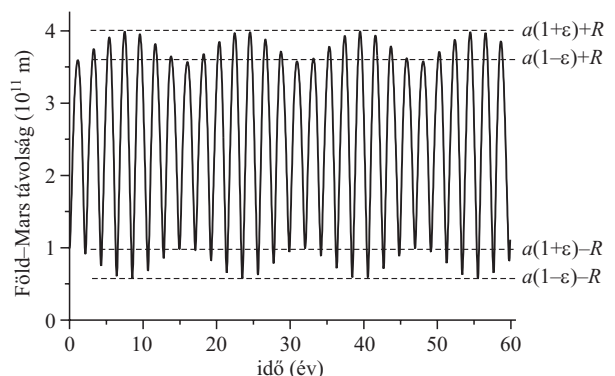
$$Y[t(\varphi)] = R \sin(\omega_F t(\varphi) + \Phi_0), \quad (12)$$

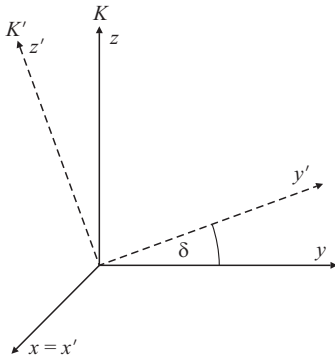
ahol R a körpálya sugara, és a $t = 0$ időpillanatban a Φ_0 fázisú állapotban van. A két bolygó távolsága pedig:

$$d[t(\varphi)] = \sqrt{(X[t(\varphi)] - x[t(\varphi)])^2 + (Y[t(\varphi)] - y[t(\varphi)])^2}. \quad (13)$$

A probléma megoldásának a kulcsa tehát az, hogy a Mars φ koordinátájával tudjuk paraméterezni mind az időt, mind pedig a bolygók távolságát. Ezáltal minden t időpillanathoz hozzá tudjuk rendelni a d -t, ahol a két mennyiség a φ paraméteren keresztül kapcsolódik össze. Érdekes valós adatokat ($a = 2,88 \cdot 10^{11}$ m, $T_M = 1,881 \cdot T_F$, $\varepsilon = 0,093$, $R = 1,5 \cdot 10^{11}$ m) felhasználva ábrázolni a bolygók távolságát az idő függvényében. Erre alkalmas számítógépes szoftverek például a MathCad, illetve a Maple. A 2. ábrán a Föld–Mars távolság látható az idő függvényében $\varphi_0 = \Phi_0 = 0$ kezdőfázisok esetén. A vízszintes tengelyen az időt (8) alapján), a függőleges tengelyen a bolygók távolságát (13) szerint) mérjük. A körülbelül 2 év periódusú oszcillációt alulról is és felülről is egy körülbelül 16 év periódusú burkoló modulálja. A bolygótávolság–idő függvénynek nem szimmetriatranszformációja a burkoló

2. ábra. A Föld–Mars távolság az idő függvényében. A Föld pályáját körrel közelítettük.





3. ábra. A valóságos bolygómozgás az x - y síkban történik, a segédkör az x' - y' síkban helyezkedik el.

periódusidejével való eltolás, ahogy az a 2. ábrán látszik is. A függvény alsó és felső korlátja a kör és az ellipszis azon két-két pontjának távolsága, melyek egymáshoz legközelebb, illetve legtávolabb esnek.

Mindkét bolygó Kepler-mozgást végez

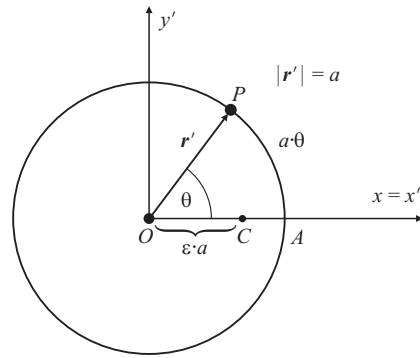
A továbbiakban vizsgáljuk ugyanezt a problémát abban az esetben, amikor mindkét bolygó ellipszispályán mozog! (8)-hoz hasonló módon az időt fejezzük ki az egyik bolygó, például a Föld φ_F koordinátájának segítségével! Folytatva az előző gondolatmenetet ezután meg kellene határozni a Mars helyzetét (φ_M) az idő függvényében. Ez körmozgás esetén könnyen ment, elliptikus mozgás esetén viszont a $\varphi_M(t)$ függvénykapcsolatot nem tudjuk megadni, csak $t(\varphi_M)$ -t, hasonlóan, mint (8)-ban tettük. Így azt tehetjük, hogy a (8) összefüggéssel kiszámolt $t(\varphi_F)$ és $t(\varphi_M)$ időket egyenlővé tesszük:

$$\frac{(1 - \varepsilon_F^2)^{3/2}}{2\pi} T_F \int_{\varphi_{of}}^{\varphi_F} \frac{1}{(1 - \varepsilon_F \cos \varphi'_F)^2} d\varphi'_F = \quad (14)$$

$$\frac{(1 - \varepsilon_M^2)^{3/2}}{2\pi} T_M \int_{\varphi_{om}}^{\varphi_M} \frac{1}{(1 - \varepsilon_M \cos \varphi'_M)^2} d\varphi'_M,$$

ezáltal φ_F és φ_M között relációt kapunk. Ez nyilván megint csak egy implicit függvénykapcsolat, de a probléma elvileg megoldott. Adott pillanatban tehát tudjuk, hogy hol van a Föld (φ_F), illetve a Mars (φ_M). A probléma csak az, hogy ez a számolás meglehetősen bonyolult és időigényes.

Az alábbiakban olyan gondolatmenetet ismertetünk, amely lényegesen leegyszerűsíti és meggyorsítja a számolás menetét. A megoldás alapja az, hogy minden Kepler-mozgás származtatható egy körmozgásból. Elsődleges lépés, hogy az adott Kepler-mozgáshoz meghatározzuk a körpályát, illetve a körmozgás időbeli lefolyását. Vegyünk fel egy K koordináta-rendszert, az x , y és z tengelyek irányába mutató egységvektorokat jelöljük \mathbf{e}_1 , \mathbf{e}_2 , illetve \mathbf{e}_3 -mal! Vegyünk fel egy másik, K' koordináta-rendszert (egységvektorai \mathbf{e}'_1 , \mathbf{e}'_2 , és \mathbf{e}'_3), melynek origója és x' tengelye egybeesik K origójával és x tengelyével. A K' rendszer a közös tengely körül legyen δ szöggel ($0 \leq \delta \leq \pi/2$) elforgatva a 3. ábrán látható módon! Legyen $\sin \delta = \varepsilon$, aminek indokoltsága hamarosan világos



4. ábra. Az a sugarú segédkörön mozgó P pont x - y síkra vett vetülete a Kepler-mozgás.

lesz. Mozogjon egy P pont a K' rendszer x' - y' síkjában origó középpontú, a sugarú körön, lásd a 4. ábrát! Jelöljük θ -val azt a szöveget, amelyet az O -ból a P pontba húzott \mathbf{r}' helyvektor az x' tengellyel bezár! Ekkor

$$\mathbf{r}' = \mathbf{e}'_1 a \cos \theta + \mathbf{e}'_2 a \sin \theta. \quad (15)$$

Az x' - y' síkban körpályán mozgó P pontot vetítsük merőlegesen a K rendszer x - y síkjára! Az így kapott Q pont K -beli koordinátái:

$$x = \mathbf{e}_1 \mathbf{r}' = \underbrace{\mathbf{e}_1 \mathbf{e}'_1}_{1} a \cos \theta + \underbrace{\mathbf{e}_1 \mathbf{e}'_2}_{0} a \sin \theta = a \cos \theta, \quad (16)$$

$$y = \mathbf{e}_2 \mathbf{r}' = \underbrace{\mathbf{e}_2 \mathbf{e}'_1}_{0} a \cos \theta + \underbrace{\mathbf{e}_2 \mathbf{e}'_2}_{\cos \delta = \sqrt{1 - \varepsilon^2}} a \sin \theta = a \sqrt{1 - \varepsilon^2} \sin \theta = b \sin \theta \quad (17)$$

Mivel az x , y koordinátákra teljesül az $(x^2/a^2) + (y^2/b^2) = 1$ összefüggés, látszik, hogy az alkalmasan megválasztott ($R = a$, $\sin \delta = \varepsilon$) körpálya merőleges vetülete a fél nagys- és b fél kistengelyű ellipszis. Most már csak az a kérdés, hogy hogyan kell a P pontnak mozognia (azaz θ milyen függvénye legyen az időnek), hogy a Q pont Kepler-mozgást végezzen? A 4. ábrán látható O pont az a sugarú segédkörnek és az ellipszisnek is a középpontja, C a centrum (az ellipszis fókuszpontja). Az O és a C pont rajta van az x , illetve x' tengelyeken. A Kepler-mozgás területi sebességének állandósága azt jelenti, hogy a C -ből a bolygóhoz (Q -hoz) húzott vezérsugár azonos idők alatt azonos területeket sűrol. A merőleges vetítés tulajdonságából következik, hogy ennek a CP vezérsugárra is igaznak kell lennie, a területi sebességek csak egy $\cos \delta$ faktorban különböznek (ahol δ a két szóban forgó sík normálisa által bezárt szög). Legyen a P pont (és egyben a Q pont is) a $t = 0$ időpillanatban a kör és az OC egyenes A metszéspontjában! A területi sebesség állandósága miatt a CAP síkidom területének az idővel arányosan kell változnia! Ez a terület viszont nem más, mint

az OAP körcikk $\frac{1}{2}\theta a^2$ területének és az OCP háromszög $\frac{1}{2}\varepsilon a^2 \sin\theta$ területének a különbsége. Mivel a CAP terület változási gyorsasága $a^2\pi/T = \frac{1}{2}a^2\omega$, ezért

$$\frac{1}{2}\theta a^2 - \frac{1}{2}\varepsilon a^2 \sin\theta = \frac{1}{2}a^2\omega t,$$

azaz

$$\theta - \varepsilon \sin\theta = \omega t, \quad (19)$$

ahol ω nem más, mint a bolygó (Q pont) átlagos szögsebessége. Ha a $t = 0$ időpillanathoz θ_0 szög tartozik, akkor

$$\theta - \varepsilon \sin\theta - (\theta_0 - \varepsilon \sin\theta_0) = \omega t. \quad (20)$$

Térjünk vissza a Föld és a Mars esetéhez! Mindkét bolygóhoz rendeljük hozzá a segédkört, $t = 0$ -ban a bolygópozíciók által meghatározott θ koordináták legyenek θ_{OF} és θ_{OM} ! Írjuk fel a (20) egyenletet a segédkörökön történő mozgásra, melyekből a θ_F és θ_M között – noha expliciten nem kifejezhető, de – viszonylag egyszerű kapcsolat adódik:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\omega_F} [\theta_F - \varepsilon_F \sin\theta_F - (\theta_{OF} - \varepsilon_F \sin\theta_{OF})] = \\ \frac{1}{\omega_M} [\theta_M - \varepsilon_M \sin\theta_M - (\theta_{OM} - \varepsilon_M \sin\theta_{OM})]. \end{aligned} \quad (21)$$

A bolygók helyzete közti kapcsolat vizsgálatára ez lényegesen könnyebben kezelhető, mint a (14) egyenletbeli összefüggés. Igaz, hogy (21)-ben a kapcsolat nem a keringési síkbeli polárkoordináták között van értelmezve, de a vetítéseket megtéve még mindig lényegesen egyszerűbb a dolgunk, mintha a (14) összefüggést használnánk. A merőleges vetítést kell tehát elvégeznünk (16) és (17)-nek megfelelően, hogy a két bolygó helyzetét megkapjuk a K_F és K_M koordináta-rendszerekben (lásd 5. ábra). K^* -ban és K^{**} -ban való megadáshoz az eltolási transzformációt kell megtenni. Ezekben a rendszerekben a bolygópozíciókra kapjuk:

$$x_F^* = a_F (\cos\theta_F + \varepsilon_F), \quad (22)$$

$$y_F^* = b_F \sin\theta_F, \quad (23)$$

$$x_M^{**} = a_M (\cos\theta_M + \varepsilon_M), \quad (24)$$

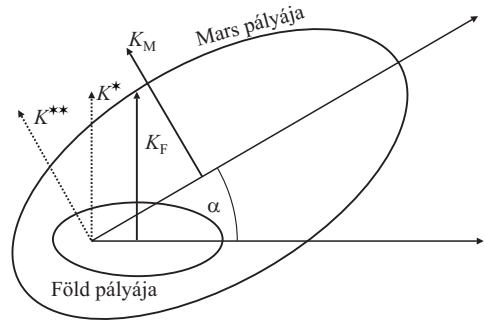
$$y_M^{**} = b_M \sin\theta_M. \quad (25)$$

A Mars helyzetének K^* -ban való megadáshoz egy forgatási transzformációt kell még végrehajtani:

$$x_M^* = x_M^{**} \cos\alpha - y_M^{**} \sin\alpha, \quad (26)$$

$$y_M^* = x_M^{**} \sin\alpha + y_M^{**} \cos\alpha. \quad (27)$$

A (21)–(27) egyenletek felhasználásával lehetővé vált a bolygók távolságának a paraméterezése a Föld θ_F koordinátájával. Az időt is, és a bolygók távolságát is kifejezhetjük θ_F segítségével:



5. ábra. A bolygók helyzetét először a K_F és K_M , majd a K^* és K^{**} rendszerekben adjuk meg. Innen egy forgatási transzformációval a Mars helyzete is megadható a K^* -ban.

$$t = \frac{1}{\omega_F} [\theta_F - \varepsilon_F \sin\theta_F - (\theta_{OF} - \varepsilon_F \sin\theta_{OF})], \quad (28)$$

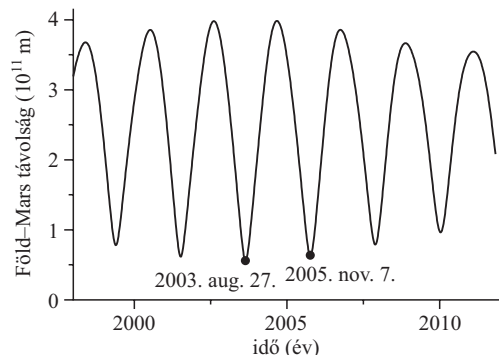
$$d = \sqrt{(x_F^* - x_M^*)^2 + (y_F^* - y_M^*)^2}. \quad (29)$$

Most már elkészíthető a $d(\theta_F) - K(\theta_F)$ grafikon, és nyomon lehet követni a két bolygó távolságát az idő függvényében. Meg kell azt a nem utolsó gyakorlati szempontot is jegyeznünk, hogy ezzel a módszerrel több nagyságrenddel rövidebb a számolási idő, mintha a (14) egyenletet használtuk volna fel a bolygópozíciók kapcsolatának meghatározásához.

A Mars–Föld távolság meghatározásához (6. ábra) felhasználtuk a bolygók keringési időinek, nagytengelyeinek és excentricitásainak értékeit. Felhasználtuk továbbá, hogy a nagytengelyek által bezárt szög (5. ábra) $\alpha = 232^\circ$, valamint hogy $\theta_{OF} = 178,4^\circ$, illetve $\theta_{OM} = 175,92^\circ$. Ez utóbbi két mennyiséget az 1998. évi *Csillagászati Évkönyv*ben közzétett adatokból számoltuk, 1998. január 1-jét választva $t = 0$ -nak. A görbe segítségével néhány nap eltéréssel meghatározható a 2003. augusztus 27-i nevezetes esemény, amikor is a Föld és a Mars lehető legközelebb került egymáshoz. A pár nap pontatlanság egy ilyen időskálán lejátszódó esemény esetében elenyészőnek számít. A grafikonról leolvasható a következő lokális minimum is, amely 2005. november 7-én fog bekövetkezni.

Modellünkben a nagytengelyek által bezárt α szöget időben állandónak tekintettük, ugyanis ez egy időben igen lassan változó mennyiség. Ezenkívül a pályasíkok

6. ábra. A Föld–Mars távolság az idő függvényében. A Föld is és a Mars is Kepler-mozgást végez.



hajlásszögét zérusnak vettük, hogy további koordináta-transzformációkat spóroljunk meg. Ennek csupán didaktikai oka volt: jobban tudunk a mondanivaló lényegére fókuszálni.

Összefoglalás

Kepler-mozgásnál a bolygó pozícióját az idő függvényében megadni nem magától értetődő feladat. Explicit alakban nem is adhatók meg az r és φ koordináták az idő függvényében. Ez azt vonja maga után, hogy számos kérdés megválaszolása (pl. két bolygó távolságának a nyomon követése) nehézségekbe ütközik. Érdekes – és szempontunkból szerencsés – tény, hogy minden Kepler-mozgáshoz rendelhető egy körmozgás, melynek időbeli lefolyása nem túl bonyolult. Ezzel a segédeszközzel két bolygó pozíciója közt egyszerű kapcsolat teremthető, távolságuk időfüggése könnyedén számolható.

Irodalom

1. GYÖRGYI GÉZA: *A Kepler-mozgás és a gravitációs törvény* – Fiz. Szemle 21 (1971) 205
2. GYÖRGYI GÉZA: *A Kepler-problémáról* – Fiz. Szemle 15 (1965) 74
3. GYÖRGYI GÉZA: *A Kepler-probléma „rejtett” szimmetriáiról* – Fiz. Szemle 18 (1968) 142
4. BALÁZS BÉLA: *Csináljuk egyszerűbben!* – Fiz. Szemle 14 (1964) 158
5. P.A. HORVÁTHY: *Bolygómozgásról – egy régi versenyfeladat kapcsán* – Fiz. Szemle 11 (2003) 405
6. P.A. HORVÁTHY: *Bolygómozgás és geometria I.* – Fiz. Szemle 55 (2005) 48
7. P.A. HORVÁTHY: *Bolygómozgás és geometria II.* – Fiz. Szemle 55 (2005) 264
8. VERMES MIKLÓS: *A Kepler-féle bolygópályák szerkesztése* – Fiz. Szemle 14 (1964) 123
9. HRASKÓ PÉTER: *Elméleti mechanika* – Egyetemi tankönyv, PTE, 1995
10. BUDÓ ÁGOSTON: *Mechanika* – negyedik kiadás, Tankönyvkiadó, Budapest, 1965
11. *Csillagászati Évkönyv 1998* – Magyar Csillagászati Egyesület, Budapest, 1997
12. *Csillagászati Évkönyv 2005* – Magyar Csillagászati Egyesület, Budapest, 2004
13. <http://www.macsed.ngo.hu/z812.htm>

MINDENTUDÁS AZ ISKOLÁBAN

HOGYAN ÁRNYÉKOLHATÓ LE A MOBILTELEFON?

A közmondás szerint „más kárán tanul az okos”. Ha jól megvizsgáljuk ennek a mondásnak a gyakorlati megvalósulását, észrevehetjük, hogy más kárán ritkán tanulunk, az vésődik csak be igazán tudatunkba, amit magunk tapasztalunk, magunk élünk át, amelyet személyes tapasztalattal szereztünk. Hasonló a helyzet a tanulással is. Az elmondott szöveget elhihetjük, jól megtanulhatjuk, de csak akkor válik igazi sajátunké, ha sok tapasztalat révén kapcsolatot teremtünk az elmondottak és az átélt események között. Regények olvasásakor is beleéljük magunkat a szereplő helyébe, és közben felöltik gondolatunkban az az élmény, amely hasonlóságot mutat a szereplő által megélttel.

Hasonló a helyzet a fizikával is. Megtanuljuk a törvényeket, tudjuk *Newton* megállapításait, *Buridan* és *Galilei* által megfogalmazott tehetetlenséget, de csak akkor válik igazán magunkévá, ha tapasztaljuk, hogy a járműben fékezéskor előreesünk, az autót fékezni kell, hogy megálljon.

Az elektromágneses hullámok közül csak a fényt érzékeljük, de a technika fejlődése lehetőséget adott széles skálában történő megismerésre (1. ábra). A leghosszabb hullámhossz, amit rádióhullámként tapasztalunk, kilométer nagyságrendű. Ezek a hosszúhullámok. Bár a rádiózás ebben a hullámhossztartományban kezdődött, ma már alig találunk itt adót, és a modern rádiók már ezt a sávot nem is fogják. A középhullám tartománya 100 m-től 1000 m-ig terjed. Itt van a Kossuth adó, és még sok egyéb rádióadó is. Ez a sáv azért terjedt el, mert jó terjedési tulajdonságai vannak. A felületi hullámok, amelyek a Föld felszínén terjednek, sokáig nem csillapodnak, és a sugárzás visszaverődik az ionoszférán, ezért középhullámú adót távoli kontinenseken is lehet fogni. A rádiókon a 600 m-nél hosszabb hullámhosszok nem találhatók meg, mivel azt a frekvenciasávot a tengeri navigációnak tartják fenn.

A középhullámú tartományban (10–100 m) a felületi hullám már erősebben csillapodik, a hosszútávú rádiózásban nem játszik szerepet, a visszaverődés az ionoszféráról még jelentős. Akik még gyakran hallgatták ezeket az adásokat, emlékezhetnek a *fading* jelenségére. A jelenség abban nyilvánult meg, hogy az adás hol csendesebb, hol hangosabb volt. Ez az érdekes hatás az ionoszféra mozgásának következménye. A mozgó, ionoszféráról visszavert sugár frekvenciája Doppler-eltolódást szenved, és ez a sugár interferál a direkt sugárral.

1. ábra. Az elektromágneses hullámok különböző tartományai

