

A METEORJELENSÉG FIZIKÁJA

avagy egy véget nem érő, folytatásos szappanopera...

Hegedüs Tibor, Ph.D., BKKM-i Önk. Csillagvizsgáló Intézete, Baja

Abstract: *The short overview of the crucial points of construction of a utilizable physical model of the travel of a meteoroid body in the atmosphere is presented. It is shown, how complicated the physical phenomenon is. The basic components of the complete phenomena are recalled from the elementary physics and described briefly. After this, the Hoppe theory is shortly discussed, as well as its further improvement. It is a very first report of a longer project, main aim of which is to build a numerical simulation of the meteor flight in the atmosphere.*

A szereposztás:

- 1. Közeggellenállási törvény:** Középiskolai és egyetem alsóbb évfolyamainak fizikai tanulmányaiból ismert, hogy a gáz és folyadék halmazállapotú közegben mozgó testet a mozgás irányára ellenkező irányú erővel leírható hatás fékezi.

Kis sebességeknél ennek oka elsősorban a mozgás által érintett rétegek közötti súrlódás. A probléma egyébként szimmetrikus: mindegy, hogy a folyadék áramlik és a test áll, vagy az álló folyadékban mozog a test – ugyanazzal a sebességgel. A fellépő fékező erőre igaz:

$$(1) \quad F \approx \eta \cdot \bar{v}$$

ahol η az ún. *viszkozitás*, egy tapasztalati úton meghatározható¹ anyagi jellemző, a folyadék (gáz) adott állapotban mutatkozó belső súrlódása. Pl. a normál állapotú (20 °C 1 atm) levegőre $\eta = 1,82 \cdot 10^{-4} \text{ g/cm s}$ Konkrét esetben, r sugarú gömb esetén:

$$(2) \quad \vec{F} = -6 \cdot \pi \cdot r \cdot \eta \cdot \bar{v}$$

Nagy sebességeknél a fő ok a test mögött fellépő erős örvényképződés (turbulens áramlás)

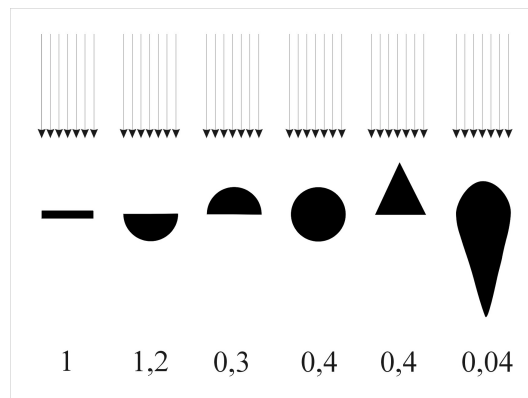
$$(3) \quad |\vec{F}| \approx |\bar{v}|^2$$

A fékező erő a gyakorlatban fontos esetekben ezen felül még arányos a közeg sűrűségével (ρ) és a mozgásirányra merőleges keresztmetszettel, az ú.n. „homlokfelület”-tel (q). Azaz:

$$(4) \quad F = c \cdot q \cdot \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v^2$$

¹ Meghatározása egy ρ sűrűségű viszkózus anyaggal kitöltött üveghengerben egyenletesen eső, ρ_G sűrűségű anyagból készült, r sugarú golyó v esési sebességének mérésével történik: $v = \frac{2 \cdot g}{9 \cdot \eta} \cdot (\rho_G - \rho) \cdot r^2$

Az utolsó három tényező együttesét nevezzük „torlónyomás”-nak. A c arányossági tényező megnevezése „forma-faktor”, ami tulajdonképpen a közegben mozgó test örvénykeltő képességét írja le, és elsősorban a test alakjával kapcsolatos. Értékét elméleti úton csak a legegyszerűbb testekre sikerült kiszámolni! A (4) formula általánosabb esetekre is igaz, csak akkor c már nem tekinthető a továbbiakban konstansnak. Geometriailag hasonló testeknél $c = c(R)$ ahol R a Reynolds-szám². A Reynolds-szám kis értékeire (kb. az $R=1160$ kritikus értékig) a közegellenállási együttható mért értéke monoton csökken ($c = \frac{12}{R}$). További érdekesség, hogy $2000 < R < 200000$ között csaknem állandó (ld. későbbi ábrát) ! Egyszerűbb esetekben, a közegbeli hangsebességnél jóval kisebb sebességű áramlásokra a különböző alakú testek c közegellenállási együtthatóinak kísérleti úton meghatározott értékeit az 1. ábra mutatja be.



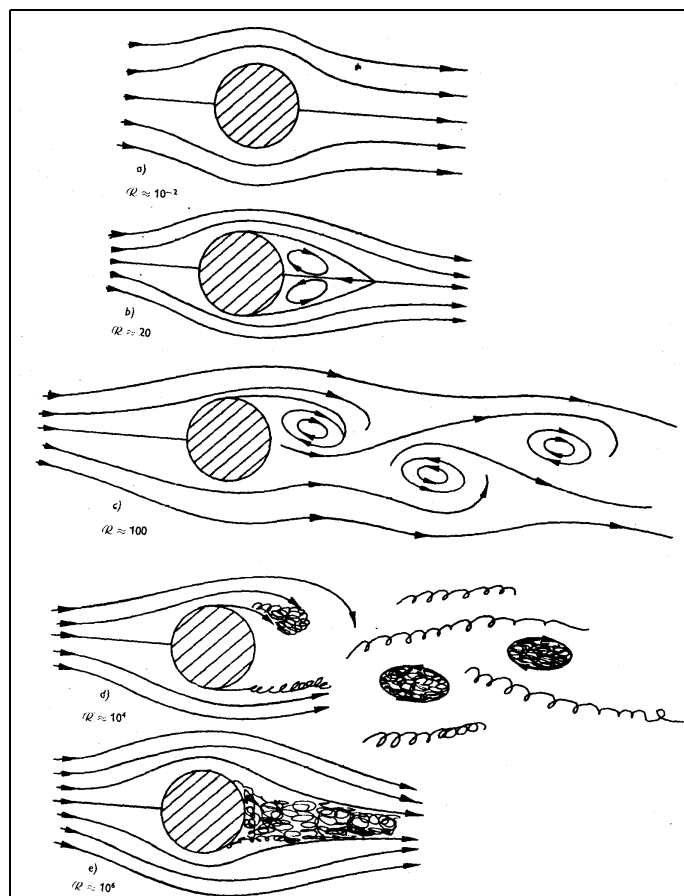
1. ÁBRA

(a c értéke különböző alakú testekre - oldalnézetben: körlap, félgömb, gömb, kúp, áramvonalas test)

² Osborne Reynolds (1842-1912) angol fizikus ismerte fel (és fogalmazta meg) elsőként, hogy két, több jellemzőjét tekintve is eltérő áramlási probléma azonos viselkedésű, amennyiben az alábbi dimenzió nélküli paraméter-kombináció értéke megegyezik: $R = \frac{\rho \cdot r \cdot v}{\eta}$ Az R : a fizikus után „Reynolds-szám”-nak nevezett

érték. ρ a közeg sűrűsége, η a közeg viszkozitása, v az áramlás sebessége, r a közegbe helyezett test jellemző lineáris mérete (pl. henger, gömb sugara). További érdekes dolgok is kiderülnek az áramlási problémák R szerinti vizsgálata során: A nagyon kis Reynolds számokkal jellemzett áramlások jellege erősen eltér a nagyobb értékekkel jellemzettől: $R < 1$ stacionárius áramlást tapasztalunk. $1 < R < 10$ között megjelenik az áramba helyezett test mögött a cirkuláció. Valahol $10 < R < 30$ között leszakadnak a test mögött képződött örvények. A sebesség növekedésével az örvények nagyobb tartományba történő szétfundálásához rendelkezésre álló idő egyre csökken – $R > 2-300$ értéket elérve az örvények a test mögötti vékony rétegbe kezdenek tömörülni, amelyben kaotikus és szabálytalan az áramlás, ezt „határréteg”-nek nevezik. A Reynolds-számot tovább növelve, $R > 10^5$ felett a turbulens tartomány fokozatosan „kúszik” előre, míg nem eléri azt a pontot, ahol az áramvonalak elhagyják a testet. Ezt „turbulens határréteg”-nek nevezzük. A laboratóriumi kísérletek határa $R=10^7$ nagyságrendjébe esik. Az örvénytér ezt megközelítve ismét kiterjed, és mintegy „berezonál” előre-hátra oszcillál. Mindezek illusztrálását ld. a 2. ábrán. A Reynolds-szám megegyezősége a „hidrodinamikai hasonlóság” szükséges és elégséges feltétele csak az összenyomhatatlan közegek (folyadék) áramlása esetén.

Összenyomhatóság esetén (gázok áramlása) ehhez még az ún. Mach-szám megegyezősége is kell ($M = \frac{v}{v_{hang}}$).



2. ÁBRA

(az áramlási vonalak különböző Reynolds-számmal jellemzett áramlás esetén – hengeres akadály a térben)

Itt jegyzendő meg, hogy $v > v_{\text{hang}}$ esetén a közeg nagymértékű összenyomhatósága miatt már nem az ún. „áramvonalas” alak a legkedvezőbb a test számára! Ennek a meteoroknál is szerepe van, ld. később.

2. **A gravitáció:** A modern fizika sarkalatos pontja a tehetetlen és gravitáló tömeg azonossága. Azaz: a gyorsításnak „ellenálló” anyagtartalom a testekben ugyanaz, mint ami a tömegvonzás forrása. Ezt hazánk szülötte, Eötvös Lóránd igazolta először (1894) precíz, már akkor 8 jegy pontosságú méréssel, torziós ingával. Bár Einstein általános relativitáselmélete szakított az „erő” fogalmával (a gravitációs teret nem mint egy tényleges erő terét, hanem a gravitáló tömeg által torzított geometriájú téridőként írja le) – mi egyelőre maradjunk a klasszikus tárgyalásnál. Számunkra a gravitáció leírásának három főbb momentuma lesz lényeges a meteorjelenség leírásakor:

- a.) mozdulatlan, pontszerű tömeg gravitációs tere (a Newton nevéhez fűződő erőtvény):

$$(5) \quad \vec{F} = -G \cdot \frac{m_{g,1} \cdot m_{g,2}}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r} \quad \text{ahol } m_{g,i} : \text{ a gravitáló tömegek}$$

Számtalan fontos tulajdonságát lehetne sorolgatni ennek a (feltehetően az egész mai Univerzumot meghatározóan befolyásoló) erőnek: centrális, gömbszimmetrikus, vonzó hatású, $1/r^2$ -es, jelen modell szerint „azonnali hatású”, végtelen távra ható...

Bevezetve a potenciál fogalmát (skalár mennyiség, amely gradiense az adott pontban a próbatestre ható gravitációs vonzóerő) $F = -\nabla U$, valamint az ún. „erőfüggvény”-t (V):

$$(6) \quad U = \int_R^\infty -\frac{G \cdot \mu \cdot M}{r^2} \cdot dr = \left[G \cdot \mu \cdot \frac{M}{r} \right]_R^\infty = -G \cdot \mu \cdot \frac{M}{R} = -V$$

Eszerint a potenciál szokásos értelmezése: egy M gravitáló tömegponttól R távolságra lévő μ tömegű próbatest végtelenbe viteléhez szükséges munka (ami ezzel együtt, egy önkényes konstanstól eltekintve a μ tömegű próbatest ún. potenciális energiája).

b.) a mozgásegyenlet felírása (gravitációs mozgásprobléma) – newton 2. axiómájából:

$$(7) \quad \ddot{\vec{r}} = -\mu \cdot G \cdot \frac{\vec{r}}{r^3} \quad \text{ahol } \mu = m_1 + m_2 \quad \text{és } \vec{r} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1$$

Ez az égi mechanika klasszikus „kéttest-problémá”-ja. Az elrendezést ld. 3. ábrán. Szokásos levezetése szerint a probléma megoldása a még egyszerűbb konfigurációra (az ún. egycentrum-problémára) való visszavezetéssel történik. Ennek alapegyenlete:

$$(8) \quad \mu \cdot \ddot{\vec{r}} = \frac{\partial V}{\partial \vec{r}} \quad \text{ahol } \frac{\partial V}{\partial \vec{r}} = \left(\frac{\partial V}{\partial x}, \frac{\partial V}{\partial y}, \frac{\partial V}{\partial z} \right)$$

Ennek értelmezése: \mathbf{P}_2 a \mathbf{P}_1 terében úgy mozog, mintha a két tömegpont közös tömegközéppontjába helyezett $\mu = m_1 + m_2$ tömegű vonzócentrum terében egy egységnyi tömegű próbatest mozogna. Ennek ismert zárt alakú megoldása polárkoordinátákban:

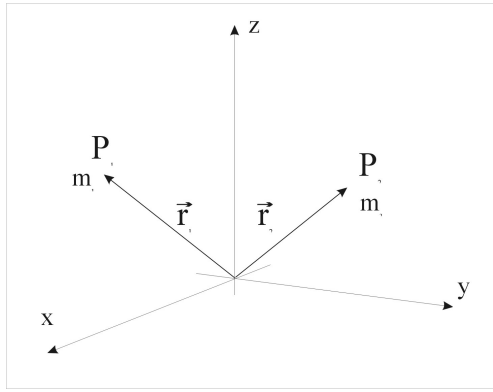
$$(9) \quad r = c_1 \cdot \left\{ \frac{G \cdot M}{c_1} + \left(h + \frac{G^2 \cdot M^2}{c_1^2} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \cos(\Theta - \varpi) \right\}^{-1} \quad \text{ami egy kúpszelet egyenlete}$$

A kéttest-problémára felírható 10 első integrál adja meg többek között a kapcsolatot a konstansok és a megvalósuló mozgás jellemzői között. Így pl. egy speciális esetben (ellipszis alakú, zárt pályán megvalósuló mozgás):

$$(10) \quad c_1 = \sqrt{G \cdot M \cdot a \cdot (1 - e^2)} \quad c_1 \text{ a területi integrál konstansa}$$

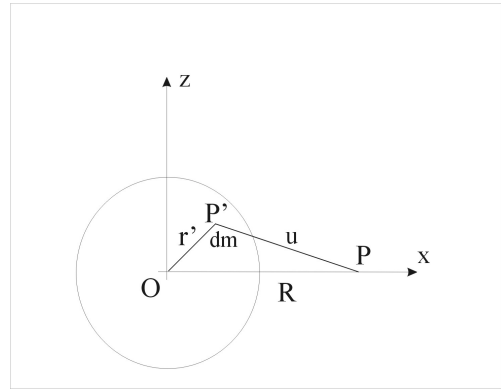
$$(11) \quad h = -\frac{G \cdot M}{a} \quad h \text{ az összenergia (az energiaintegrálból)}$$

A (9) és (10) egyenletben szereplő többi paraméter a mozgás pályájának geometriai jellemzői. Így e : az excentricitás, a : a fél nagytengely, ϖ : a pericentrum argumentuma. Összesen minimum 6 független paraméter szükséges a mozgás egyértelmű leírásához. Az iméntiekén felül még a megvalósuló (sík)mozgás síkjának térbeli helyzetét megadó i inklináció és Ω felszálló csomó hossza, valamint a próbatest pályán történő elhelyezkedését megadó τ pericentrum átmenet időpontja. Ezek a kepleri bolygómozgási probléma szemléletes „pályaelemei”.



3. ÁBRA

(szemléltetés a (7) egyenlet felírásához)



4. ÁBRA

(kiterjedt test terében történő mozgás leírásához)

c.) végül a valóságos helyzetet jobban közelítő, kiterjedt testek leírása (4. ábra):

Egy O középpontú, szférikus, egyenletesen (lassan) rotáló test belső $P'(\xi, \eta, \zeta)$ pontjában lévő dm kis tömegelem által egy R távolságra lévő külső P pontban okozott potenciál:

$$(12) \quad dV = G \cdot \frac{dm}{u} \quad \text{ahol} \quad u^2 = (R - \xi)^2 + \eta^2 + \zeta^2$$

A 3. ábra szerinti elrendezésben, (12) formulának megfelelően a teljes test potenciálja:

$$(13) \quad V = \int G \cdot \frac{dm}{u}$$

Ennek kiintegrálásához $\frac{1}{u}$ -t ki kell fejteni a külső (egységnyi tömegű) tömegpont koordinátái szerint³, majd feltételezve, hogy a külső pont elég messze van a kiterjedt testtől, $\frac{\xi}{R}$ és $\frac{r'}{R}$ tagok második rendjéig sorba fejtvé a kifejezést, (13) alábbiakra esik szét:

$$(14) \quad V = \frac{G \cdot M}{R} + \frac{G}{R^3} \cdot \int r'^2 dm - \frac{3}{2} \cdot \frac{G}{R^3} \cdot \int (\eta^2 + \zeta^2) dm + \dots = V_0 + V_r$$

azaz a potenciál (erőfüggvény) szétkülöníthető egy, az eredeti tömegponti potenciált adó tagra, valamint a térbeli kiterjedtség miatti eltérést hordozó tagokra⁴. A mozgásprobléma (az M össztömegű, lassan rotáló kiterjedt égitest terében mozgó egységnyi tömegű tömegpont) ezek után nyilvánvalóan eltér a tömegponti esettől. Mindaddig, amíg a V_r tag

$$^3 \quad \frac{1}{u} = \frac{1}{R} \cdot \left[1 - \frac{2 \cdot \xi \cdot R - r'}{R^2} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad \text{ahol} \quad r'^2 = \xi^2 + \eta^2 + \zeta^2$$

⁴ Bevezetve az A, B, C-vel jelölt ún. fő tehetetlenségi nyomatékok fogalmát, és α -val jelölve a forgástengelytől mért szögtávolságot ($\alpha = 90^\circ - \phi$) a tömegponttól való eltérést leíró V_r tag az alábbi alakot veszi fel:

$$V_r = -\frac{G \cdot M}{R^3} \cdot \frac{A - C}{M} \cdot \frac{3 \cdot \cos^2 \alpha - 1}{2}$$

elegendően kicsiny, tárgyalható a probléma a kepleri mozgáshoz hasonló megoldások keresésével (azzal a módosítással, hogy a megoldásul kapott kúpszelet pályák időben és térben változóak lesznek). A kapcsolódó matematikai módszert perturbációszámításnak nevezzük. Ennek segítségével az égi mechanika számtalan csillagászati problémát sikerrel oldott meg az elmúlt évszázadok során.

Itt legyen megemlítve, hogy a fentiek tükrében a Naprendszerben keringő meteoritikus szemcsék is kúpszelet pályákon keringenek a Nap körül. Javarészt (leszámítva az esetleges intersztelláris eredetűekét) többé-kevésbé elnyúlt ellipszis pályákról van szó, amelyek síkja túlnyomó részben az ekliptika síkjához kis szögben hajlik. Napunk is lassan rotál, így a tömegponti modelltől némi eltérést ad az ún. „egyenlítői dudor” járuléka. E miatt, és nagyobb bolygók zavaró hatásai miatt a meteoroidok pályáinak elemei időben változnak. Elsősorban a pályák perihéliumának vándorlása, ill. a pályasík precessziója a legjelentősebb. A Földre becsapódó meteoroidok pályáját a Föld-Hold rendszer közelében már e két égitest, ill. ezek gömbszimmetrikus tömegeloszlástól való eltérése is alakítja.

3. **A légkör:** A „családegény” következő fontos szereplője a légkör. Bár általánosságban jól ismerjük, egyes részleteiben még nagyon sok titkot rejt ez a gázkeverék. Egy hallatlanul bonyolult, a Naptól érkező energia, a Föld felszíni és egyéb fizikai tulajdonságai által is befolyásolt rendszer. Tömegének 99,99%-a az alsó 100 km vastagságú részben található. Továbbá, az is kimutatott, hogy a földfelszín csak a legalsó 10-30 km rétegre van befolyással, a 30-50 km körüli magasság felett már a kozmikus és más fizikai hatások dominálnak. Ahhoz, hogy megértsük a benne lezajló jelenségeket (így a meteorfelvillanásokat is), az adott jelenség lefolyása számára legfontosabb tulajdonságokat ki kell emelnünk, és megpróbálni matematikailag modellezni. A kezelhetőség miatt le kell egyszerűsíteni a rendszert, eltekinteni egy sor, az adott vizsgálat tárgya szempontjából nem perdöntő fontosságú tényről. Itt számunkra a legfontosabb a közeg sűrűsége, viszkozitása. Tekintsük a légkört egyelőre egy homogén gázelegynek, ráadásul első közelítésben a hőmérséklete is legyen minden pontján azonos (izoterm légkörmodell).

Egy gravitációs térben nyugvó gázban (a folyadékokhoz hasonlóan) az alaplívótól számított magassággal csökken a nyomás. A gázok összenyomhatósága miatt más függvény szerint változik. Tekintsünk egy tovább egyszerűsített földi légkör modellt: legyen sík a Föld, felette párhuzamos rétegekben elrendeződött légrétegek vannak. Az alaplívó a Föld felszíne, itt a hőmérséklet T_0 , a sűrűség ρ_0 , a légnyomás p_0 , a magasság $h=0$. Ekkor h magasságban lévő dh vastagságú, homogén ρ sűrűségű és T hőmérsékletű réteg alján p , tetején $p+dp$ nyomás lesz. A réteg tetején és alján mérhető nyomás különbsége egyszerű modellünk szerint a rétegben található gáz súlyából adódik. Azaz:

$$(15) \quad dp = -\rho \cdot g \cdot dh \qquad \text{minthogy } T=T_0 \rightarrow \frac{\rho}{p} = \frac{\rho_0}{p_0}$$

$$(16) \quad \frac{dp}{dh} = -\frac{\rho_0 \cdot g}{p_0} \cdot p$$

a jobboldali nyomással leosztva, és mindkét oldalt kiintegrálva kapjuk:

$$(17) \quad p = p_0 \cdot e^{-\frac{\rho_0 \cdot g \cdot h}{p_0}} \qquad \text{vagy } T=T_0 \text{ miatt } \rho = \rho_0 \cdot e^{-\frac{\rho_0 \cdot g \cdot h}{p_0}}$$

Ez a híres „barometrikus magasságformula”. Az alaplívón értelmezett nyomással, sűrűséggel és a nehézségi gyorsulással képezett tört „reciprok távolság” dimenziójú. Erre bevezetve az $\frac{1}{H}$ jelölést, egy egyszerűbb alakkal is számolhatunk: $\rho = \rho_0 \cdot e^{-\frac{h}{H}}$. H az úgy nevezett „skálamagasság”. Értéke a légkörre jellemző, a földiére $H = 7991 \text{ m}$. A légkörmodell további finomítása lehet a különböző légköralkotó összetevők parciális nyomásaira külön-külön kiszámolni a barometrikus magasságformulát (mindegyikre más és más lesz a skálamagasság is), ill. általánosítani szférikus és nem-izoterm légkörre.

Persze, a légkör nem izoterm. 200 km magasságban 1000 K, 80 km magasságig csökken (itt kb. 180 K) majd ismét nő a talajszintig (itt átlagosan 271 K – avagy durván -2 C°).

Kémiai összetételéről röviden annyit, hogy átlagos molekulásúlya 28,96. Ha a széndioxidtól és vízgőztől eltekintünk, néhány száz km magasságig összetétele nagyjából nem változik, 78,09% nitrogén, 20,95% oxigén, 0,93% argon, valamint nyomokban nemesgázok, H, ózon, radon, és szennyeződések. A szabad elektronok száma térfogat-egységenként kb. 100. Bár nagyobb (500 km feletti) magasságokban erőteljesen megváltozik az összetétel (főleg O, H, és He, a szabad elektronok száma mintegy ötszázszorosa a felszín-közelinek) a tapasztalat szerint a meteorjelenségek szempontjából ennek a tartománynak nincs jelentősége a számunkra, ezért ezzel itt nem is foglalkozunk.

Mindeddig nyugvó, statikus légkört feltételeztünk. A csillagászat számára (elsősorban a planetológia miatt) is érdekesek különböző léptékű mozgásai. Eltekintve a véletlenszerű talajközeli mozgásoktól, kiemelkedő jelentősége van a nagy vertikális mozgások által meghatározott légkörzési övezeteknek, és a forgó Föld által befolyásolt horizontális áramlásoknak (passzát szelek). Az űrkorszakban váltak ismertté a felső légkör mozgásai, változásai. Mindezek egy kiinduló fizikai meteormodell szempontjából másodlagos jelentőségűek, nem is igen kezelhetők matematikailag. Viszont pl. látványosan tudják befolyásolni a meteorok nyomát: nemrégiben volt látható egy rombusz alakú, fényes, nagy magasságú képződmény, ami egy tűzgömb nyomának a magasabb légkörben, különböző szinteken eltérő irányokba és eltérő erősséggel fújó szelek szeszélyes játékaént jött létre.

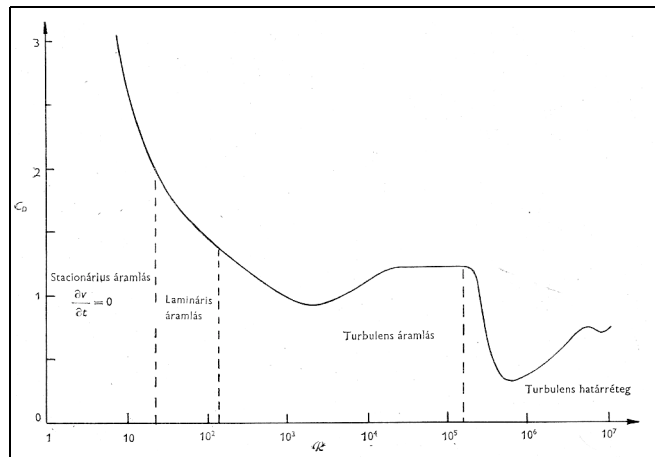
- 4. Az örvények, turbulencia:** Az utolsó külön, szereplőként említett fizikai fogalom. Egy izoterm, nyugodt, mozdulatlan, sík rétegekből álló (plánparalell) légkörbe nagy sebességgel beérkező véges méretű testről örvények szakadnak le, amelyek energiát közvetítenek a mozgó test és a légkör között. Egy adott közegben alacsony sebességről fokozatosan növelve egy test sebességét, egy kritikus sebességnél a közegben akadályt jelentő test körüli áramlás lamináris (réteges) jellege átmegy turbulens áramlásba⁵. Az ehhez a v_k kritikus sebességhez tartozó Reynolds-szám $R=R_k=1160$ ⁶. Tekintve a $20 \text{ }^\circ\text{C}$ 1 atm állapotú levegő sűrűségét $\rho=0,001293 \text{ g cm}^{-3}$ és viszkozitását $\eta=0,000182 \text{ g cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$ kiszámolható, hogy már egy $v=10 \text{ km s}^{-1}$ sebességgel érkező, csupán $r=0,1 \text{ cm}$ lineáris méretű meteoroid légkörbeli repülésének Reynolds-száma is $R=662088$. Egy $r=1,0 \text{ cm}$ lineáris méretű, $v=70 \text{ km s}^{-1}$ sebességgel érkezőé pedig $R=4,635 \cdot 10^6$! Ekkora sebességű áramlások viselkedése már nem is nagyon modellezhető analitikusan... Laboratóriumi kísérletekkel sem modellezhető ma még... Minthogy a helyi hangsebesség sokszorososa,

⁵ Megjegyzendő, hogy speciális műszaki megoldásokkal, csövekben sikerült még $R=40000$ környékén is réteges (turbulencia-mentes) áramlást létrehozni.

⁶ $20 \text{ }^\circ\text{C}$ 1 atm állapotú levegőre még egy 1 cm lineáris méretű test esetén is a kritikus sebesség $v_k=12,6 \text{ km h}^{-1}$. Egy autó tehát várhatóan szinte már megindulás pillanatától örvényeket kelt maga körül.

érdekes csak a viszonyítás kedvéért is a „V” alakú ún. fejhullám kúpjának nyílásszögét⁷ kiszámolni... Ez egy 10 km/s (kifejezetten lassúnak mondható) meteornál is csak 1,7° !

Az 5. ábrán egy (végtelen) hosszú, áramló folyadékba helyezett hengerre ható fékezőerő méréséből meghatározott közegellenállási együtthatójának változását mutatjuk be a Reynolds-szám függvényében. Jól elkülönülnek a „szereposztás” elején tárgyaltaknak megfelelő áramlási típusok. A számunkra érdekes legutolsó ismert rész az ún. „turbulens határréteg” kialakulásával jellemzett tartomány⁸.



5. ÁBRA

(a c_D közegellenállási együttható mérhető változása a közeg-beli sebesség növelése esetén)

5. **A meteorok:** Kissé talán érdemtelenül, de a végére hagytuk magát a főszereplőt: a meteort. Ez jelenlegi vizsgálatunk tárgya – hogy a vezérfonalul szolgáló szappanopera-hasonlathoz hűek maradjunk: a cselekmény természetesen ezek körül bonyolódik. Sokféleképpen lehet vizsgálni egy meteort: naprendszer-beli pálya megfigyelése, lehullás után mikroszkópos vizsgálat, stb. Bennünket a meteoroiddal, a légkörben repülő meteoritikus anyag-szemcsével a fényjelenséget produkáló időtartam alatt történő dolgok érdekelnek. Az elméleti modellhez szükségünk lesz támpontokra, amik az észlelésekből származnak...

A megfigyelésekből származó ismereteink:

- szimultán meteorészlelésekből: térbeli (Naprendszerbeli) pályája a légkörbelépés előttig
- tömeges rádiós és vizuális észlelésekből: számszerű és méretbeli eloszlásuk
- forgószektoros (szimultán) fotografikus észlelésekből: repülés közbeni sebességváltozás ill. repülés alatti fényességváltozás
- spektroszkópiai fényképfelvételekből: hőmérséklet, anyagi összetétel, ionizációs viszonyok a repülési pálya mentén

⁷ $\sin \vartheta = \frac{c_h}{v}$ ahol c_h : a helyi hangsebesség (értéke: $c_h = \sqrt{\chi \cdot R \cdot T}$ ahol $R = 8,3143 \frac{J}{mol \cdot K}$ azaz az

univerzális gázállandó, valamint $\chi = \frac{c_p}{c_v}$ azaz a fajhő hányados (értéke egyatomos gázra 5/3, kétatomosra 7/5, többatomosra 4/3)

⁸ A turbulens határréteg vastagsága $\delta \approx \sqrt{\frac{\eta \cdot l}{\rho \cdot v}}$ Ez pl. repülőgépek szárnyainál kb. $\delta \approx 1 - 10$ cm körüli.

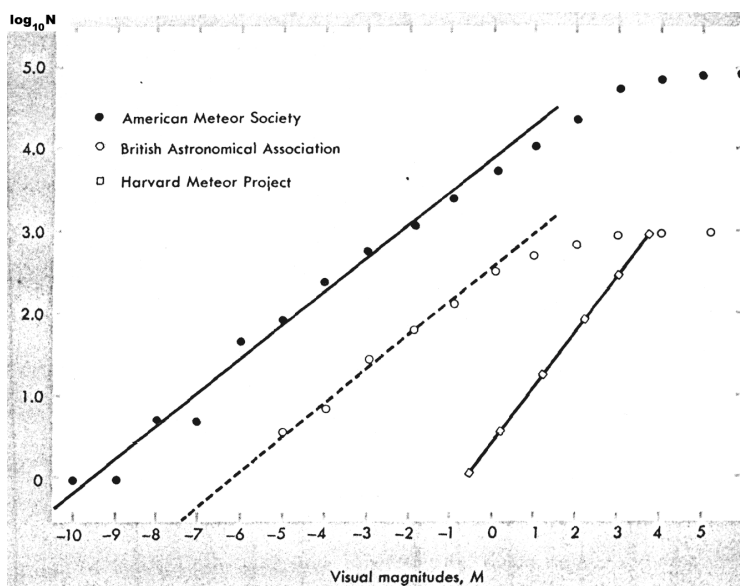
- lehullás után, megtalálás esetén laboratóriumi vizsgálatokból: pontos anyagi összetétel, repülési (repülés végén elért) alak

Lényeges lehet a modellezés szempontjából az anyagi összetétel szerinti eloszlásuk:

	darabszám szerint (relatív százalék)	tömeg szerint (relatív százalék)	atomsúly
Fe	6,68	16,92	55,84
Mg	15,51	17,10	24,32
Si	17,43	22,18	28,06
O	60,38	43,80	16,00

Tipikus meteorit összetételek: Fe_2O_3 , MgO , SiO_2 .

A 6. ábra a fényesség szerinti (kumulatív) eloszlásukat mutatja néhány átfogó vizsgálati kampány eredményei alapján.



6. ÁBRA

(egy adott értéknél fényesebb meteorok száma)

Egyes tipikus kezdősebességekkel légkörbe lépő meteorok légkörbeli pályáinak nagy számú fotografikus szimultán meteorészlelésekből származó főbb adatai:

$V_{\text{kezdő}} [\text{km s}^{-1}]$	$h_{\text{kezdő}} [\text{km}]$	$h_{\text{Imax}} [\text{km}]$	$h_{\text{vég}} [\text{km}]$
10	80	75	70
30	96	91	86
50	104	99	94
70	110	105	100

A „cselekmény”:

Nem véletlen, hogy könnyen beletörhet a bicskája egy, a probléma leírásához gyanútlanul közelítő kezdőnek a meteorjelenség részletes leírásába! A makroszkópikus jelenségek egyidejűleg olyanokkal keverednek, amelyek megértéséhez a mikrofizika (kvantummechanika) tárgyalásmódja szükségeltetik... Ha már az egész problémát egy folytatásos teleregény hasonlatával illetük eddig, akkor ennek megfelelően nézzük most meg, milyen epizódokra is bonthatók le a történések... Azaz, ha modellezni akarjuk a meteorjelenséget, milyen lépésekben bontsuk le?

1. a meteor elhanyagolhatóan kicsiny tömege mozog a Nap-Föld rendszer gravitációs terében
2. a meteor közegellenállásos repülése a Föld légkörében
3. változó méretű és tömegű test hiperszonikus mozgása összenyomható közegben
4. termodinamikai jelenségek: súrlódás hevíti a meteort, hővezetéssel melegszik a belseje is
5. termodinamikai jelenségek: szublimáció, majd olvadás, gőzölgés – csökken a meteortömeg
6. szilárdtest-fizika: mechanikai feszültségek, darabolódás, aprózódás (hátsó felület kopása) ...
7. kölcsönhatás a légkörrel (kvantummechanika): ütközés a légkör atomjaival – ionizáció
8. az energiavesztés hatására fénykibocsátás (ionizáció, termikus sugárzás, stb.)

Minthogy a cselekmény szereplőinek egy részét az előzőekben megismertük, jól látható, hogy a probléma tudományos értelemben „alulhatározott”: túl kevés benne szereplő paraméter ismert (és azok is pontatlanul). Kevés paraméterrel kell leírnunk egy bonyolult jelenséget!

A modell születése:

Az első átfogóbb, sikeresnek mondható kísérlet a meteorjelenség modellezésére még 1954-re tehető, és Hoppe nevéhez fűződik (ezt még a mai napig is idézik a témával foglalkozó tudományos közleményekben). Ennek vázát a következő differenciál egyenletek alkotják:

$$(18) \quad \frac{dv}{dt} = -K_1 \cdot m^{-\frac{1}{3}} \cdot \rho \cdot v^2$$

ahol m : a meteor pillanatnyi tömege, v a pillanatnyi sebessége, míg ρ a közeg sűrűsége.

$$(19) \quad \frac{dm}{dt} = K_m \cdot m \cdot v \cdot \frac{dv}{dt}$$

Ez az energiamegmaradás elvéből következik. Az atmoszféra anyagával ütköző test energiát nyer, aminek túlnyomó része az olvasztásra, elgőzölögtetésre fordítódik.

$$(20) \quad I = -\tau_0 \cdot \frac{dm}{dt} \cdot v^3$$

azaz, az energia egy része fény formájában távozik (τ_0 tartalmazza az összes számbajövő atom összes gerjesztett állapotának relatív fénykibocsátását).

$$(21) \quad \frac{dh}{dt} = -v \cdot \cos \cdot Z_R$$

Az utóbbi egyenlet a meteor felszín feletti magasságának (h) időbeli változását írja le, ahol Z_R a meteorradiáns zenittávolsága.

Mindezekből az alábbi egyenlet nyerhető $\rho = \rho_0 e^{-bh}$ figyelembe vételével:

$$(22) \quad \frac{1}{I} \cdot \frac{dI}{dt} = \left(\frac{2 \cdot K_m \cdot v}{3} + \frac{6}{v} \right) \cdot \frac{dv}{dt} + b \cdot v \cdot \cos \cdot Z_R$$

ebből kifejezhető a légkör sűrűségeloszlását leíró skálafaktort:

$$(23) \quad b = - \frac{2,763 \cdot v \cdot \frac{dM_v}{dt} + (2 \cdot K_m \cdot v^2 + 18) \cdot \frac{dv}{dt}}{3 \cdot v^2 \cdot \cos Z_R} \quad \text{ahol } M_v = -2,5 \log I$$

M_v a meteor vizuális fényessége a v sebességű pontban, t időkor. Ezt behelyettesítve a (22) formula kiintegrálásával kapott eredménybe, kapjuk:

$$(24) \quad v_\infty^2 - v^2 = \frac{6}{K_m} \cdot \ln \frac{2,763 \cdot v \cdot \frac{dM_v}{dt} + (3 \cdot K_m \cdot v^2 + 18) \cdot \frac{dv}{dt}}{2,763 \cdot v \cdot \frac{dM_v}{dt} + (2 \cdot K_m \cdot v^2 + 18) \cdot \frac{dv}{dt}}$$

Ez az alak azért alkalmazható a meteorjelenség vizsgálata során, mert a benne szereplő mennyiségek fotografikus anyagból meghatározhatóak, és mindezekből megkapható pl. a meteor légkörbe lépés előtti sebessége (v_∞). Ez pedig az egyik legfontosabb ismeretlen a meteorjelenség leírása során. Enélkül nem számítható ki a meteor Naprendszerbeli pályája, nem tisztázható eredete, származása. Ehhez pedig, mint látjuk, pontos, a légkörbeli repülés kellően sok pontján kimérhető forgószeletoros fotografikus meteorészlelésre van szükség. Ebben főleg cseh, orosz és amerikai kutatócsoportok jártak az élen.

A „horror” folytatódik...

A kezdetben kielégítőnek látszó fent közölt elmélet a megfigyelési anyag folyamatos szaporodásával egyre több eltérést, problémát mutatott. Az elméleti leírás első, legkézenfekvőbb finomítása a (18) és (19) egyenletekben szereplő konstansok és hatványkitevők variálásával történt:

$$(25) \quad \frac{dv}{dt} = -K_\alpha \cdot m^{-\frac{1}{3}} \cdot \rho \cdot v^\alpha \quad \text{természetesen: } K_\alpha = K(\alpha)$$

$$(26) \quad \frac{dm}{dt} = K_\beta \cdot m \cdot v^\beta \cdot \frac{dv}{dt} \quad \text{ahol: } K_\beta = K(\beta)$$

ahol K_α és K_β konstansok az α és β kitevőkhöz tartozó arányossági tényezők. A módosított modell szerint, a levegőmolekuláknak a meteor homlokfelületéhez viszonyított q átlagos hatáskeresztmetszete függvényében kapott kitevőket a következő táblázat tartalmazza. A kérdés ezek után, hogy a korábbi eredményeket mennyire befolyásolja a sebesség-függés α , β kitevőinek változása?

Elmélet	q [cm ²]	α	β	$\alpha + \beta$
Régi Hoppe	-	2	1	3
új /1	7 10⁻¹⁵	5/2	- 1/2	2
új /2	10⁻¹⁶	9/4	0	2,25

A (22) egyenlet most az alábbi alakot kapja:

$$(27) \quad \frac{1}{I} \cdot \frac{dI}{dt} = \left(\frac{2 \cdot K_\beta \cdot v_m^\beta}{3} + \frac{\alpha + \beta + 3}{v} \right) \cdot \frac{dv}{dt} - b \cdot \frac{dh}{dt}$$

ahol v_m a meteor sebessége a maximális fényesség elérése pillanatában ($t = t_m$). A baloldali kifejezés a meteor maximális fényességének pillanatában közelítőleg 0. Fontos észrevétel, hogy az α , β kitevők csak együttesen, összegükön keresztül fejtik ki hatásukat...

K_β meghatározása fotografikus észlelési anyagból az alábbi formula alapján történik:

$$(28) \quad K_\beta = - \frac{I}{v^\beta \cdot \frac{dv}{dt} \cdot \int_t^{t_e} Idt}$$

ahol t_e nem más, mint a meteor eltűnésének időpontja (a látszó pálya végpontjához tartozó idő). Néhány behelyettesítés és átalakítás után az alábbi végső formulát kaphatjuk a légkörbe lépés előtti sebességre:

$$(29) \quad v_{\infty} = v_m - \frac{3 \cdot \left(\frac{dv}{dt}\right)_m \cdot \int_{t_m}^{t_e} Idt}{I_m} \cdot \ln \frac{3 \cdot (\alpha + \beta + 3) \cdot \left(\frac{dv}{dt}\right)_m \cdot \int_{t_m}^{t_e} Idt - 3 \cdot I_m \cdot v_m}{3 \cdot (\alpha + \beta + 3) \cdot \left(\frac{dv}{dt}\right)_m \cdot \int_{t_m}^{t_e} Idt - 2 \cdot I_m \cdot v_m}$$

Mire is jó ez az egész játék? Egyelőre sem a légkörbe lépés előtti sebességet, sem az $\alpha + \beta$ összeget nem ismerjük. Ha valamilyen független módszerrel (észlelt sebességprofil extrapolációjából, rajtag esetén a meteorraj ismert pályadataiból) ismert lenne értéke, akkor az utóbbi kifejezésből meghatározhatnánk az elméleti leírás számára igen fontos összeget. Ebből pedig megkaphatnánk a levegőmolekuláknak a meteor felszínéhez viszonyított átlagos hatáskeresztmetszetét is (q).

Ami a legijesztőbb az egészben: az eredeti (légkörbe lépés előtti) sebesség rendkívül kis mértékben függ az α és β kitevők összegétől. Például egy tipikus esetben $v_{\infty} - v_m = 0,6$ km/s értékének hibája csak $\pm 0,2$ km/s, ami alig 0,5% relatív hibát jelent – addig a kitevők összegének hibája ± 20 , ami több száz % . Ez a körülmény rendkívül kényelmetlen, és szinte használhatatlanná teszi már a kiinduló (25) és (26) egyenleteinket is... Másfelől azonban az eredeti sebesség, és a légköri sűrűség gradienseinek (b) meghatározását viszonylag jó pontossággal lehetővé teszi! Nézzük meg mindezt két konkrét (szimultánban fotografált) meteor példáján:

$\alpha + \beta$	124b meteor ⁹		65a meteor	
	v_{∞} [km/s]	b [1/cm]	v_{∞} [km/s]	b [1/cm]
- 10	48,405	1,64 10^{-6}	60,698	1,20 10^{-6}
- 8	48,396	1,68 10^{-6}	60,684	1,23 10^{-6}
- 6	48,388	1,72 10^{-6}	60,670	1,26 10^{-6}
- 4	48,381	1,76 10^{-6}	60,656	1,30 10^{-6}
- 2	48,374	1,79 10^{-6}	60,645	1,33 10^{-6}
0	48,367	1,83 10^{-6}	60,633	1,36 10^{-6}
+ 2	48,360	1,87 10^{-6}	60,621	1,40 10^{-6}
+ 4	48,354	1,91 10^{-6}	60,610	1,43 10^{-6}
+ 6	48,347	1,94 10^{-6}	60,600	1,46 10^{-6}
+ 8	48,341	1,98 10^{-6}	60,590	1,49 10^{-6}
+ 10	48,335	2,02 10^{-6}	60,581	1,52 10^{-6}

Mínt hogy a meteor látszó pályájának legvégén a legerősebb a sebességváltozás, ezt pontosan kimérve, $\alpha + \beta$ értékének sokkal pontosabb meghatározása lenne lehetséges! A korábban

⁹ A két meteor jelölése megfelel a forrásul szolgáló Ceplecha cikknek (ld. Ceplecha, 1955)

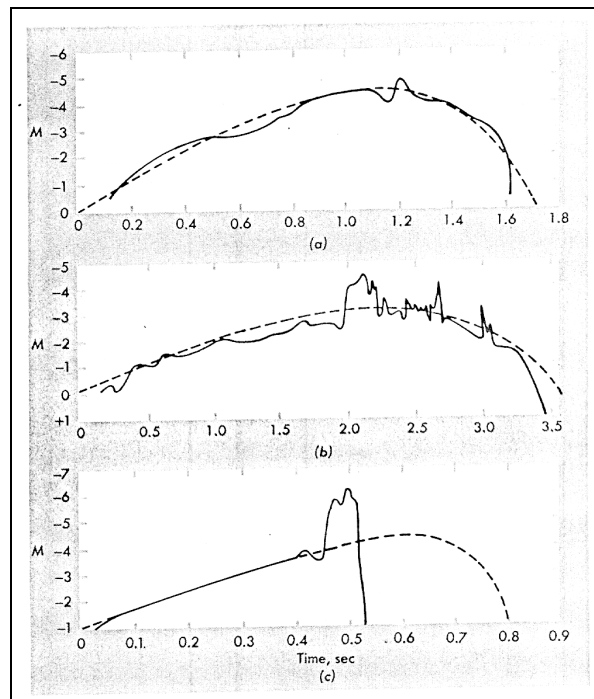
szokásosan használt, 20 cm körüli fókuszú meteorfényképező kamerák erre viszont nem voltak alkalmasak. A régi és módosított Hoppe elmélet közötti választáshoz tehát hosszabb fókuszú kamerák kifejlesztése és használata szükséges. Persze ez pedig észleléstechnikai problémákat vet fel (kevesebb sikeres meteorfotó, hisz kisebb a látómező, ugyanez miatt gyakran előfordulhat, hogy a meteor pályájának eleje vagy vége nem lesz rajta a fotón, stb.) .

És a „happy end” ?

Azért a problémák ellenére vannak biztató jelek is. Modellünkben származtatott közelítőleges fényességfutás alapvetően jól közelíti a legtöbb meteor megfigyelt értékeit (ld. 7. ábra) . Egy igen leegyszerűsített közelítés szerint:

$$(30) \quad M_v = 24,3 - 2,5 \cdot \log(6,84 \cdot 10^{-17} \cdot m \cdot v^4 \cdot \cos Z)$$

Ennek megfelelően, egy 1 g tömegű, a légkörbe 45°-os szögben $v=30$ km/s sebességgel belépő meteor 100 km távolságból szemlélve +0,3 magnitúdó maximális fényességű jelenséget okoz. Ugyanakkora felvillanást $v=20$ km/s –mal érkező 2 g tömegű-, míg $v=45$ km/s –mal érkező csak 0,5 g tömegű meteor eredményezne. Ezek a becslések is viszonylag jól beigazolódnak.

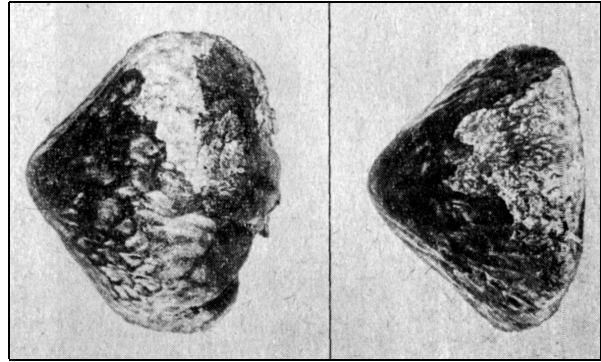
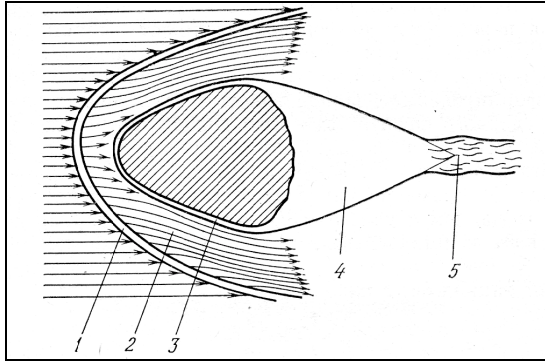


7. ÁBRA

Három jellegzetes fényességfutás 36 km/s, 25 km/s és 69 km/s meteor esetén (szaggatott vonallal az elméleti, folyamatossal a fotolemezről kimért megfigyelt értékek)

További nyitott kérdések, és felhasználható támpontok:

* Rendkívül érdekes lenne tisztázni a meteoroid légkörbeli repülése közben történő alakváltozásokat, valamint a meteor és közvetlen környezete kapcsolatát... Az elérhető szakirodalomban található némi elképzelés erről. Ezt mutatjuk be a 8. ábrán, két tényleges, megtalált meteorit oldalnézeti képével egyetemben (baloldalon a karakoli jobb oldalon a zabogyei meteorit látható – Bronsten, 1980).



8. ÁBRA

Balra a légkörben repülő meteoroid körüli áramlások, jobbra valódi meteoritok oldalnézete

- * Viszonylag kevés, jól sikerült spektrum áll rendelkezésre meteorokról. Itt számtalan problémával kerül szembe a kutató, kezdve a kalibráció nehézségeitől, a rendelkezésre álló rövid expozíciós idő és a rendelkezésre álló kevés fény okozta gondokig... A kapott spektrumok természetesen szinte kivétel nélkül a legfényesebb tűzgömbökre vonatkoznak, így a belőlük leszűrhető tapasztalat nem biztos, hogy általánosítható. Pontos értelmezésük, kimérésük mégis nagyban segíthet a komplikált fizikai jelenség leírásában. Az általában legfényesebb vonalak az alábbi elemekhez kapcsolhatók: **CaI** és **CaII**, **NaI**, **MgI** és **MgII**, **TiI**, **MnI**, **AlI** és **AlII**, **NI** és **NII**, na és természetesen **OI** és **OII**.
- * A fotometriai alanyaggal is gond van, hiszen a különböző észleléstechnikával (szuper-Schmidt optikák, ill. félgömb tükrös „Sky Patrol Service” hálózatok) megörökíthető meteorok eltérő fényességtartományba tartoznak, így ezek megfigyelési eredményeinek az elméletekkel történő összehasonlítását óvatosan kell kezelni... A halvány meteorok világa még mindig kívül esik az elméleti vizsgálódásokon.

Záró gondolatok

Reméljük, nem riasztottuk el a fenti áttekintéssel a hazai meteorészlelő amatőrcsillagászok gárdáját! Szándékunk annak bemutatása volt, hogy mennyire bonyolult és izgalmas az amúgy igen látványos meteorjelenség fizikája. Továbbá annak láttatása, hogy még mindig sok kérdés tisztázatlan, megoldatlan. Rengeteg, minél jobb minőségű (főleg fotografikus) meteorészlelési anyag szükséges ahhoz, hogy előbbre lehessen lépni az elméletek finomításában. És itt lehet (és kellene is, hogy legyen) szerepe a hazai amatőröknek! Legelsősorban persze a szimultán, szervezett fotografikus munkát tartjuk fontosnak. Bízunk benne, hogy e téren rövidesen előrelépés következik be! A magunk részéről pedig, Mező Zoltán debreceni fizikussal közösen, egy numerikus szimuláció felépítésén kezdtünk el dolgozni, amelynek első eredményeiről remélhetőleg a legközelebbi találkozón már be is tudunk számolni...

Referenciák

- Bronsten, V. A., 1981, Izd. Nauka, 416 pp.
- Ceplecha, Zd., 1955, Bull. Astron. Inst. Czech. **Vol. 6.**, No. 6., 123-128.
- Feynman, R. és mások, 1970, Mai fizika 7. rész, 186-199.
- Hawkins, G. S., 1964, McGraw-Hill, Inc., 134 pp.