

AZ ELMÉLET ÉS KISÉRLET ELLENTMONDÁSA

2008 októbere

A jelen munkában a fizikai ingával végzett gravitációs kísérleteket vetjük össze a hagyományos newtoni gravitációs elmélettel. Az elemzés szerint ezek a kísérletek nem értelmezhetők a közismert newtoni gravitációval. A gravitáció disszipációs elmélete, az általánosított gravitációs modell viszont alkalmasnak tűnik a fizikai ingás mérések kielégítő elméleti tárgyalására. A dolgozatban az utóbbi évek eredményeit foglaltuk össze. A kvázirezonanciás mérések újra kiértékelésre kerültek, figyelembe véve a gravitációs vonzás mellett a gravitációs taszítást is.

1. Sztatikus gravitáció

A fizikai ingás mérések meglepő módon, a vártnál lényegesen erősebb gravitációs hatásokat mutattak. A newtoni (klasszikus) mechanika és gravitáció törvényei alapján a fizikai inga kitérése elméletileg tetszőleges pontossággal számítható, a megadott műszaki jellemzők és kezdeti feltételek esetén. A tapasztalatok szerint szobaméretű fizikai ingával elérhető maximális lengésidő 70 másodperc körüli érték. A lengésidő növelését vélhetően a műszaki és környezeti feltételek akadályozzák. Itt elsősorban a fizikai ingát tartó ékek súrlódására kell gondolni (ami az ékek pontos beállításától is erősen függ). Egy nagyméretű fizikai ingát vákuumkamrába helyezni drága és komplikált dolog lenne, tehát a laboratórium belső kaotikus légáramlata is akadály lehet a lengésidő növelésének. Kíváncsi lett volna a fizikai ingát stabil hőmérsékletű, klimatizált helyiségben elhelyezni, de erre sem volt anyagi lehetőségünk.

Az inga mérési érzékenysége a lengésidő négyzetével növekszik, sajnos a 70 másodperces lengésidővel a fizikai inga érzékenysége messze elmarad a torziós ingák érzékenységétől, melyeknél a szokásos lengésidő 10-20 percnél kezdődik.

Az igazán sikeres gravitációs kísérleteket az 5 méter magas (2.5 m karhosszúságú) fizikai ingával végeztük, melynek alsó és felső tömegei 24-24 kg-osak voltak (ólom téglákból összerakva). A fizikai inga tömegeinek maximális kitérése nem érte el a 20 mm-t a 2.5 méteres karhosszúság mellett, ezért az elméleti modellezésnél nem követünk el számottevő hibát, ha az ingát csillapított harmonikus oszcillátorral modellezzük. Az inga rugóállandóját egyszerűen kapjuk:

$$k = m^* \omega^2 = m^* (2\pi / T)^2 \quad (1.1)$$

ahol a lengésidő $T = 70$ s, az *effektív mozgó tömeg* $m^* = 2 \times 24 \text{ kg} + 3 \text{ kg} = 51 \text{ kg}$. Az alumínium ingakeret tömege nem haladja meg a hat kilogrammot, ebből az effektív mozgótömegnek 3 kg-t vehetünk. A rugóállandó számított értéke ebből:

$$k = 0.42 \text{ N / m} . \quad (1.2)$$

Az inga alsó, 24 kg-os tömegéhez egy távvezérelt kiskocsival mozgassunk be 12 kg ólomtömeget 10 cm-es tömegközépponti távolságba. A rugótörvény alapján számítsuk ki az inga sztatikus x kitérését:

$$kx = GmM / R^2; \quad G = 6.6742 \times 10^{-11} \text{ SI} . \quad (1.3)$$

Az eredmény:

$$x = 4.678 \times 10^{-6} \text{ m} = 4.678 \text{ mikron} . \quad (1.4)$$

Ideális zajmentes környezetben, optimális beállításnál ($T = 70$ s) az ötméteres fizikai inga alapállapotában minimálisan háromszáz-négyszáz mikronos amplitúdójú kaotikus lengést végez, tehát az alig 5 mikronos gravitációs kitérés elvész a zajban. A probléma nyilván a fizikai inga relatív kis érzékenységevel kapcsolatos.

2. Dinamikus gravitáció

Bodonyi László miskolci építész fizikai ingája viszont jelentős amplitúdójú (néhány milliméteres) kitéréseket mutatott, amit személyesen magam is láttam. Igaz, a nagy kitérés néhány perc után lecsillapodott az alapállapotú lengésbe. Ugyanez volt tapasztalható az általunk később megépített fizikai ingáknál is. A jelenség értelmezése: a jelentős ingakitérés során az inga energiája megnőtt, amit aztán az inga sűrűsödése felemésztett. Számítsuk ki az ötméteres inga kitérését azzal a feltevéssel, hogy az ingához bemozdított forrástömeg gravitációs energiája teljes mértékben átadódik a fizikai ingának, mely kinetikus energia formájában jelenik meg. Az energia-egyenlet:

$$\frac{1}{2} m^* a^2 \omega^2 = G \frac{mM}{R}; \quad (2.1)$$

amelyből

$$a = \frac{T}{\pi} \sqrt{\frac{GmM}{2Rm^*}}. \quad (2.2)$$

Fontos kiemelni, hogy az inga amplitúdója a T lengésideővel egyenesen arányos, és fordítottan arányos az R kölcsönhatási távolság négyzetgyökével. Ez utóbbi magyarázza az inga nagy zavarérzékenységét, ugyanis több méterről egy ember mozgása, vagy akár a külső udvaron szaladgáló kutya tömege is képes megzavarni a mérést. Az egyenletben használjuk fel a fentiekben megadott adatokat. Az ingalengés amplitúdója az energiaátadás pillanatában:

$$a = 9.673 \times 10^{-4} \text{ m} \cong 1 \text{ mm}; \quad a/x = 206.77. \quad (2.3)$$

Az inga kezdeti kitérése teljes energia-átadás esetén elméleti értékben 1 mm-es nagyságrendű, a sztatikus kitérésnek mintegy 200-szorosa. Az ötméteres fizikai inga esetén a kísérletek szerint a kitérés időnként az 5 millimétert is meghaladja. Sajnos egy méréssel a kitérés nem határozható meg pontosan, az erős háttérzaj miatt. Kísérlet-sorozatokot kell elvégezni, és a mérési eredményeket átlagolni kell. Az inga egyes kitéréseinél egy-egy külső zajimpulzus jelentősen megnövelheti, vagy csökkentheti a kitérést, a zajimpulzus fázisától függően.

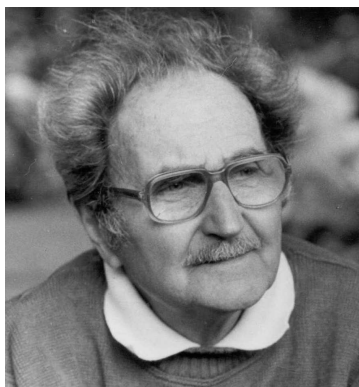
Az eredmények szerint a fizikai inga a gravitációs erő kimérésére alkalmatlan, de alkalmas a gravitációs energiacsere kimutatására. A sokszor elvégzett mérések szerint az inga kitérése még így is nagyobbak adódott, mint az elméleti érték. A kísérletek az elméleti értéknek legalább négy-ötszörösét mutatták. Természetesen kerestük az elmélet és a kísérlet ellentmondásának okát. Az ötméteres fizikai inga zajszigetelésére nagy gondot fordítottunk, az inga a mennyezetre lett felfüggesztve, hogy a forrástömeg (kiskocsi) mozgásából eredő padlórezgéseket ne vegye fel. Az inga alumínium tartókerete az ólomtömegekkel együtt, valamint a forrástömegek elektromosan földeltek, tehát elektrosztatikus hatások sem zavarhattak.

A másik lényeges eltérés az elmélettől abban állt, hogy a forrástömeg és az ingatömeg nagyságát egymáshoz közelítve, a mérhető ingakitérés folyamatosan csökkent. Egyenlő

tömegek esetén az inga dinamikus kitérése minimálisra csökkent, gyakorlatilag elveszett a zajban. Ez teljes ellentmondásban van a newtoni gravitációval.

A fizikai ingával végzett mérések különlegessége volt még a gravitációs taszítás megjelenése. A számítógépes mérések kinagyították a monitoron az inga mozgását, amin jól megfigyelhető volt átmeneti taszító hatás a forrástömeg betolása esetén az inga alsó tömegéhez. A forrástömeg kihúzásakor pedig „normálisan” az ingára vonzóerő hatott. A newtoni gravitáció elmélete nem ismeri a gravitációs taszítást. Bodonyi László sem hitt a szemének, a gravitációs taszítást külső zavarnak tulajdonította.

A történethez hozzátartozik, hogy Bodonyi László nem végzett semmi olyan főiskolát, vagy egyetemet, ahol fizikai alapképzésben vett volna részt. Számos trükkös mérési technikát gondolt ki és megvalósított, amiről feltételezte, hogy alkalmas lesz egymással összemérhető tömegek gravitációjának kimérésére. A sikeres megoldást a függőleges állású, súlyzó alakú, relatíve nagyméretű fizikai ingában találta meg. A mérőeszköz működési elvében sem ismerte fel a fizikai ingát, mivel ez a fogalom ismeretlen volt számára. Ezzel tulajdonképpen újra felfedezte a fizikai ingát gravitációs mérésre. Fontos megemlíteni, hogy maga Eötvös Loránd is próbálkozott fizikai ingával gravitációmérésre, de az egyik kéziratában megmaradt feljegyzése szerint végül azt nem találta alkalmas megoldásnak. Bodonyinak a megvalósított, 75 cm karhosszúságú, 1.5 méteres nagyságú fizikai ingájával sikerült nagy nehezen elérnie a 60 másodperces lengésidőt (az ingáját két, kb. 2 mm-es átmérőjű, vízszintes acéltű tartotta, melyek két finoman csiszolt, hengeres alakú vályúra feküdtek fel). Az inga gravitációs kitérését, mérési érzékenységét a fentiekben ismertetett módon kiszámítani nem is próbálta, de nem is tudhatta volna, a képzettsége hiánya miatt. (Ha ki tudta volna számolni, talán nem is folytatta volna a kísérletezést tovább, de szerencsére nem ez történt.) Éppen az elméleti felkészültségének hiánya hozta meg ezt a nagy szerencsését, és ami egyben a tudomány nagy szerencséje is, hogy megismerhettük a dinamikus gravitáció jelenségét. A történet rendkívül tanulságos, a fizika fejlődése a tehetségen és szorgalmon kívül nagyban a szerencsétől is függ. Az alábbi kép Bodonyi Lászlóról készült:



Bodonyi László (1919-2001)

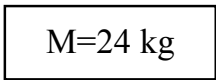
3. Kvázirezonancia mérések

Az ötméteres fizikai ingával végzett mérésnél az inga mozgását számítógépen rögzítettük. Newton második törvénye szerint a fizikai ingára ható gravitációs erőt a mért ingamozgás idősorának második deriváltja adja:

$$F(x, t) = m^* \ddot{x}(t). \quad (3.1)$$

Elméletileg ezzel az egyszerű matematikai módszerrel meg lehet határozni a dinamikus gravitációs erőt, beleértve a vonzást és taszítást is. A valóságban sajnos ez nem járható út, ugyanis az ingára időben különböző erősségű háttérzaj is hat, a leggondosabb zajszűrés

látható:



R = lengési centrum, C = tömegközéppont, M = 24 kg (ólom)

ingatömegre.

lengését, és egyben letárolja a mérést.

Az ismertetett mérési elrendezés és módszer a következő megfontolások alapján született. A mérés elvileg elvégezhető úgy, hogy a körasztalra csak egyik tömeget helyezzük el, és az inga periódusának megfelelően, 70 másodperces körasztal fordulattal gerjesztjük az ingát. Elvégezzük a mérést az $M/2$, illetve az M nagyságú forrástömeggel, és ha Bodonyi mérései helyesek voltak, akkor az M tömeg esetén minimális gerjesztést fogunk mérni. (Bodonyi László egyenlő tömegek esetén is tapasztalt csekély gravitációs hatást, ez a kölcsönható tömegek mozgásának különbözősége indokolja, de erre még később visszatérünk.)

Ez az egyszerű módszer két gyakorlati okból nem alkalmazható. Tapasztalatunk szerint az adott lengésidejűre (60-70 s) beállított inga periódusa nem állandó, alapvetően a külső környezeti hatások miatt (hőmérsékletváltozás, épületen kívüli szélmozgás gravitációs hatása). Sajnálatos módon az inga ékcsapágyai is „zajosak”, ami érthető a félmázsás ingateher miatt. Ez azt jelenti, hogy az inga alkalomszerűen, mérés közben váratlanul hirtelen felgyorsul, vagy lelassul. Emiatt sokszor el kell végezni egy-egy mérést, melyek közül nem mind használható. A másik akadálya az egytömeges mérésnek, hogy a 12, de főleg a 24 kg-os tömeg *egyoldalasan terheli* a körasztalt, ami fölöslegesen megnöveli annak súrlódását, a körmozgás egyenetlenné válik. Természetesen egy profiszinten elkészített erős körasztalnál ez nem lehet probléma, de erre nem volt lehetőségünk idő és anyagiak híján.

Két tömeg egyidejű alkalmazása esetén a körasztal periódusát $2 \times 70 = 140$ másodpercre kellett növelni, hogy a két tömeg felváltva, 70 másodperces periódussal gerjessze az ingát. Ez lett volna a rezonanciamérés, mely mérési elvet más mérési területeken is szokás alkalmazni. El is végeztük ezt a rezonanciamérést, amely során az inga amplitúdója viszonylag gyorsan növekedni kezdett. Ezzel együtt viszont azt is tapasztaltuk, hogy az inga periódusideje is lerövidült (az inga kinetikus energiája megnőtt), ami miatt az inga „kiesett a szinkronból”, a rezonanciagerjesztés a nagy amplitúdónál megszűnt. Ez az inga nemkívánatos *frekvenciamodulációja*.

A jelenség kapcsán itt meg kell említenünk egy gyakorlati fogást. Az inga mérés-előkészítése sokszor eléggé időigényes munka. Az előkészítés során a legfontosabb feladat az inga lengésidejének beállítása a lehető legnagyobb értékre. Ez az inga kis segédtömegeinek változtatásával (súlypont beállítás), és az ékek beállításával történik. Ha az ékek rosszul vannak beállítva, akkor az inga súrlódik, a háttérzaj amplitúdója lecsökken és vele együtt a lengéside is. Az ékek beállításakor tehát az amplitúdó és a lengéside növekedését együttesen figyeljük a számítógép monitorán. A beállítás addig tart, amíg el nem érjük a 60-70 másodperces tartományt. Az inga mérés előtti beállítására általában minden mérés előtt szükség van, különösen, ha két mérés között napokig „pihen” az inga.

A fizikai inga zavaró frekvenciamodulációs tulajdonságát azzal tudjuk mérsékelni, hogy a *rezonanciamérés során nem engedjük meg az amplitúdó túlzott növekedését*. Ezt egyszerűen azzal lehet érní, hogy az ingatömeg-forrástömeg távolságot megnöveljük. A kölcsönható tömegek súlyponti távolsága a közeli pontokban szokásosan kb. 10 cm, ezt kellett volna növelni. Végül azonban nem ezt a megoldást alkalmaztuk, ugyanis ennél egy jobb megoldást szült a véletlen: A körasztal fordulatszámát egy alkalommal lassan csökkentettük, és 210 másodperces asztalfordulathoz jelentkezett egy rezonancia, az inga meglepően stabil, 10 mm-es amplitúdójú mozgást vett fel. Ez a jelenség közvetlenül igazolta azt a tényt, hogy a körasztalon lévő két tömeg közül csak az egyiknek van hatása az ingára. Bodonyi kísérleteiből tudjuk, hogy az erősen ható tömeg csak a 12 kg-os tömeg lehetett, a 24 kg-os forrástömeg hatása elhanyagolható a vele egyenlő, 24 kg-os ingatömegre. Ha a 24 kg-os tömeg is hatott volna az ingára, az a rezonanciát megakadályozta volna, a rossz fázishelyezete miatt.

A 12 kg-os tömeg csak minden harmadik ütemben hatott az ingára, ezzel csökkentve az ingának átadott energiát, korlátozva annak amplitúdóját. Az ilyen mérést nevezzük *kvázirezonanciás* mérésnek, mivel a gerjesztő frekvencia harmada az inga rezonanciafrekvenciájának.

Összefoglalva, a kvázirezonanciás kísérletünk egyértelműen igazolta Bodonyi László sejtését, illetve a mérési eredményeit, miszerint azonos tömegek között a gravitáció elvileg megszűnik, a gyakorlatban egy kicsiny értékre csökken. Másképpen megfogalmazva, a dinamikus gravitáció a kölcsönható tömegek különbségével arányos.

4. Az általánosított gravitációs törvény

Newton gravitációs törvénye egy ideális természeti modellre érvényes maradéktalanul, éspedig a *heliocentrikus bolygómodellre*. A Naprendszer modelljében a Napot és a bolygókat pontszerűnek tekintjük, a bolygók súrlódásmentes (disszipáció-mentes) keringést végeznek a Nap körül az ismert Kepler pályákon. Ráadásul a Nap tömege mellett a bolygók tömegei messze elhanyagolhatóak. A fizikai ingával végzett kísérletekben az inga súrlódik az ékeken, a forrástömegeket pedig külső energia segítségével (a meghajtó villanymotorral) mozgatjuk az inga alsó tömege előtt, amelyek nagyságban összemérhetők az ingatömeggel. A kísérletünk fizikai folyamata tehát lényegesen különbözik a Naprendszer „természetes” fizikai folyamatától. A Naprendszer gyakorlatilag egy zárt fizikai rendszer, külső energiát nem kap, és súrlódással sem kell számolnunk. A fizikai ingával végzett kísérletek meglepő eredményeiből egyértelmű a következtetés, a newtoni gravitációs erőtvény módosításra, általánosításra szorul. Ezért vezettük be a dinamikus gravitáció fogalmát, amelynek legfontosabb ismertető jele a kölcsönható tömegek legalább egyikének disszipációja. Röviden felsoroljuk a dinamikus gravitáció jellemzőit:

1. A kölcsönhatás csak disszipáció esetén lép fel.
2. A kölcsönhatás során a tömegek mozgásban vannak.
3. A kölcsönhatás során energiacsere történik.
4. A kölcsönhatás arányos a tömegek különbségével.
5. A kölcsönhatás egyformán vonzó és taszító erőt mutat.
6. A dinamikus gravitáció erősebb a sztatikusnál.

Az utóbbi állítást számszerűen is igazolni kell, ezért elvégeztük a kvázirezonancia mérés matematikai szimulációját. A matematikai modellt a klasszikus newtoni mechanikára alapoztuk. A gravitációs energiatranszport (2.1) feltételezett módja, miszerint *teljes mértékű energiaátadás* történik az ingának, az elméleti mechanika szerint hibás eljárás. A fizikai ingát jó közelítésben egy csillapított oszcillátorral modelleztük. Többek között *Landau Elméleti mechanikája* foglalkozik a küldő gerjesztésű oszcillátorok tárgyalásával. Newton második törvényét esetünkben a következő *inhomogén differenciálegyenlet* írja le:

$$\ddot{x}(t) + 2\lambda\dot{x}(t) + \omega^2 x(t) = f(t), \quad (4.1)$$

ahol $f(t) = F(t) / m^*$ a gerjesztő erősűrűség, m^* az inga effektív mozgó tömege, λ az inga csillapítása, ω pedig az inga sajátfrekvenciája. A szimuláció azt jelenti, hogy a gerjesztő erősűrűséget úgy válasszuk meg, hogy a (4.1) egyenlet $x(t)$ megoldása minél jobban megegyezzen a kvázirezonancia mérések számítógépen rögzített ingamozgásával. A szimuláció jóságát *korrelációszámítással* tudjuk ellenőrizni. A gerjesztő erősűrűség szimulációjánál a kiinduló pont Newton gravitációs törvénye, de ezt ki kell egészítenünk két fontos dologgal: az egyenlő tömegek esetén tapasztalható erőhatás megszűnésével, valamint a vonzás-taszítás jelenségével. További tapasztalatok szerint az ingának átadott energia a forrástömegek *mozgatási sebességétől is függött*, azaz túl lassú, illetve főleg túl gyors mozgás esetén az ingának átadott energia már nem volt mérhető.

A (4.1) differenciálegyenlet numerikus megoldása csak számítógéppel lehetséges, az $x(t)$ megoldást a mérési idősorhoz hasonlóan a beállított időléptékben kapjuk. A mai számítógépek másodpercek alatt kiszámítják a szimulált ingamozgást. A legtöbb időt a

AZ ELMÉLET ÉS KISÉRLET ELLENTMONDÁSA Szerző: Sarkadi Dezső 2008. október 6

gerjesztő erő (erősűrűség) alakjának „próbálgatása” jelenti, ez tehát a valóságos fizikai erő közelítése, szimulációja. A legnagyobb munkát az erőtvény optimális megválasztása jelentette. A szimulációs eljárás végeredménye az *általánosított gravitációs törvény*, mely a következő alakba írható:

$$F = B \frac{m(M - \sigma m)}{r^2}; \quad (m \leq M; 0 \leq \sigma \leq 1), \quad (4.2)$$

ahol B a dinamikus gravitáció erősségét meghatározó függvény. A B függvénye a kölcsönható testek sebességének, valamint a disszipáció mértékének. Ha nincs disszipáció, B nem függ a sebességtől, akkor értéke megegyezik az ismert newtoni sztatikus gravitációs állandóval, a G értékével. A B jelölés Bodonyi László emlékére utal.

A képletben σ a *szimmetria-faktor*. Például két egyenlő nagyságú, azonos alakú, azonos tömegsűrűség-eloszlású és azonos energiájú tömegek esetén teljes a szimmetria, azaz σ pontosan egységnyi. A valóságban ez nem igazán fordul elő, a σ nulla és az egy közé eső dimenziótlan szám. A szimulációs modellben tehát a következő paraméterek kerültek illesztésre: az inga λ súrlódási tényezője, a σ szimmetria-faktor, valamint a B függvény. Az inga súrlódási tényezője a korábbi mérésekből megbecsülhető volt. A stacionárius amplitúdó nagyságát a B függvény, valamint a súrlódási tényező határozza meg, amely a kísérleteinkben szokásosan 10 mm volt. A szimmetria tényező pedig a periodikus ingamozgás alakjára van hatással. A mérési tapasztalatok szerint vonzó az erő, ha a gerjesztő tömeg és az ingatömeg sebessége azonos irányú, ellenkező esetben taszító erő lép fel. Ezt a jelenséget értelemszerűen a B függvénynek kell modellezni, a szokásos megállapodásnak megfelelően az erő negatív vonzás esetén, és pozitív taszítás esetén.

A fizikai ingás kísérlet matematikai szimulációjához az általánosított gravitációs törvényt egy más alakban írtuk fel, ami annak lényegén nem változtat:

$$F = B(v_g, v_i, \lambda) \frac{m(M - \sigma m)}{r^2} \times \frac{\mathbf{v}_g \mathbf{v}_i}{|\mathbf{v}_g| |\mathbf{v}_i|}, \quad (4.3)$$

$$(m \leq M; 0 \leq \sigma \leq 1)$$

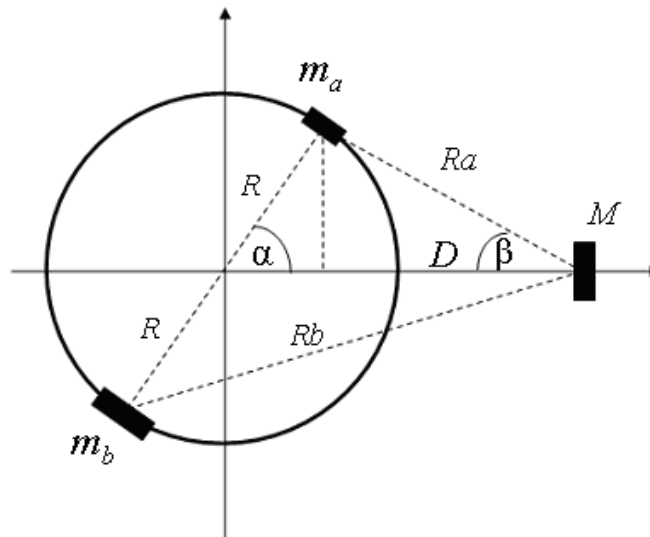
ahol $\mathbf{v}_g$ a gerjesztő tömeg sebességvektora, $\mathbf{v}_i$ az ingatömeg sebességvektora, λ az inga csillapítási tényezője. Ez utóbbi határozza meg a disszipáció mértékét. A képlet jobb oldali szorzótényezője a dinamikus gravitáció vonzó-taszító tulajdonságát határozza meg a két sebességvektor által bezárt szög függvényében. A szimuláció során ezzel a lehető legegyszerűbb módon modelleztük az ingára ható erőt:

$$F(t) = B_0 \frac{m(M - \sigma m)}{r^2} \sin(\omega_g t), \quad (4.4)$$

ahol a B_0 és σ konstans illesztési paraméterek, ω_g a körszital forgási frekvenciája (az inga sajátfrekvenciájának harmada). A B_0 konstansba beolvasztottuk az ingasebesség átlagos nagyságát, és a gerjesztő tömeg sebességének nagyságát. A harmadik illesztési paraméter az inga λ csillapítása, amelyet a (4.1) inhomogén, másodrendű differenciálegyenlet tartalmazza. A két gerjesztő tömeg együttes erőhatása az ingára egyszerű szuperpozíció, 180 fokos eltolással:

$$F_g(t) = B_0 \frac{m_A(M - \sigma m_A)}{r_A^2} \sin(\omega_g t) + B_0 \frac{m_B(M - \sigma m_B)}{r_B^2} \sin(\omega_g t - \pi), \quad (4.4)$$

ahol M az ingatömeget jelöli, m_A és m_B a forgó asztalon lévő két gerjesztő tömeg, r_A és r_B a gerjesztő tömegek távolsága az ingatömegtől (az inga 10 mm-es amplitúdójú mozgását természetesen itt elhanyagoltuk). A (4.1) differenciálegyenlet megoldása komplexváltozós konvolúcióval történt. A mérés szimulációjához az **4.1. ábra** jelöléseit használtuk:



4.1. ábra: Az ingakísérlet elrendezése felülnézetben

A (4.1) mozgásegyenlet megoldása teljes mértékben igazolta a (4.4) erőtvény helyes megválasztását, a dinamikus gravitáció jelenségének matematikai szimulációja sikeresen megtörtént.

5. A szimulációs modell részletes ismertetése

A legsikeresebb kvázirezonancia mérés időtartama közel egy óras volt. A mérési adatok *Fourier transzformáltjából* megkaptuk az inga sajátfrekvenciáját, amiből az inga lengésideje: $T = 72.2$ másodpercnek adódott. A körasztal forgási periódusa ennek háromszorosa, 216,6 másodperc. Ezek az adatok meghatározzák a megfelelő szögsebességeket. A σ szimmetria faktor értékét 0.95-nek választottuk, mely jól jellemzi az inga amplitúdójának időbeli lefutását. A mért inga-amplitúdó nagyságrendjét helyesen adja a B_0 következő választása SI egységrendszerben:

$$B_0 = 2 \times \left(\frac{m_e}{M_p} \right)^2 (SI), \quad (5.1)$$

ahol m_e az elektron tömege, M_p a proton tömege. Ez az előállítás egy általánosabb disszipációs elmélet következménye, a részleteket a „*Q-fizikával*” foglalkozó munkámban foglaltam össze. SI rendszerben ugyanis a sztatikus G , illetve az újonnan bevezetett B_0 dinamikus gravitációs állandó számszerű értékei:

$$G \cong 2 \times Q^{16} (SI); \quad B_0 \cong 2 \times Q^{10} (SI);$$

$$Q \equiv 2/9 = 0.222...; \quad B_0/G = Q^{-6} = 8888.61... \quad (5.2)$$

A B_0/G hányados dimenziótlan, tehát minden fizikai egységrendszerben ugyanazon érték. A dinamikus gravitáció tehát durván *kilencezerszer erősebb*, mint a sztatikus gravitáció, vagy másképpen fogalmazva durván négy nagyságrenddel erősebb.

Az inga stacionárius amplitúdóját a csillapítási tényező határoolja be. A 10 mm-es mért amplitúdóhoz tartozó csillapítási tényező a szimulációs modell illesztéséből:

$$\lambda = 1/560s, \quad (5.3)$$

ami azt jelenti, hogy a szabadon hagyott fizikai inga amplitúdója hozzávetőlegesen nyolc lengés (periódus) alatt csökken az e -ad részre (durván a harmad részére).

A szimulációs modell számítógépes programja:

```
REM GMS.BAS 2008 OKTOBER 23. '56 EMLEKERE! Sarkadi Dezso
REM SI RENDSZER: POWER BASIC!!!
REM DINAMIKUS GRAVITACIO
REM FIZIKAI INGA PERIODIKUS GERJESZTESE
REM KVAZIREZONANCIA MERES
REM NUMERIKUS SZIMULACIO: ELMELETI MODELL
REM F(nT) = GERJESZTO ERO
REM Y(nT) = INGA MOZGASA (mm)
REM =====
CLS: PRINT: PRINT "===== GMS.BAS ====="
PRINT: DEFDBL A-Z: DEFINT J,N
REM INPUT =====
REM ILLESZTESI PARAMETEREK:
LL = 1/560          REM CSILLAPITASI TENYEZO
SG = 0.95           REM SZIMMETRIA FAKTOR
REM =====
NK = 2000           REM SZAMITOTT ADATOK SZAMA
NM = 1000           REM MENTETT ADATOK SZAMA (STACIONER)
T = 1               REM MINTAVETELI IDO
Q0 = 2/9            REM Q NEVLEGES
G = 6.674D-11#      REM SZTAT. GRAV. ALLANDO
ME = .5110034        REM ELEKTRON TOMEK (MeV)
MP = 938.271998      REM PROTON TOMEK (MeV)
B = 2 * (ME / MP)^2  REM DIN. GRAV. ALLANDO
REM B = 2 * Q0^10    REM DIN. GRAV. ALLANDO
TI = 72.2           REM INGA LENGESIDO
TG = 3 * TI         REM KORASZTAL PERIODUSA
R = .5              REM KORASZTAL SUGARA
D = .1              REM ASZTAL-INGA TAVOLSAG
MM = 52             REM INGA EFFEKTIV TOMEK
MC = 24             REM INGA ALSO TOMEK
MA = 12             REM FORRASTOMEK = A
MB = 24             REM FORRASTOMEK = B
REM FIX DATA =====
NN = NK + NM: DIM Y(NN), FA(NN), FB(NN), F(NN)
AZ ELMÉLET ÉS KISÉRLET ELLENTMONDÁSA   Szerző: Sarkadi Dezső 2008. október
```

```

PI = 4 * ATN(1): AMIN = 0: AMAX = 0
CC = B / MM: OG = 2 * PI / TG
OT = OG * T: OI = 2 * PI / TI
HA = MA * (MC - SG * MA)
HB = MB * (MC - SG * MB)
REM KONVOLUCIOS INTEGRAL KONSTANSOK:
X0 = 0: Y0 = 0 REM Z(0) = 0 KEZDETI FELTETEL
WT = T / OI: EL = EXP(- LL * T): IT = OI * T
U = EL * COS(IT): V = EL * SIN(IT)
REM MAIN =====
REM GERJESZTO EROK EREDOJENЕК SZAMITASA
FOR J = 1 TO NN
AF = J * OT: BF = AF - PI
SA = SIN(AF): SB = SIN(BF)
CA = COS(AF): CB = COS(BF)
REM TAVOLSAG NEGYZETEK:
RA2 = (R + D - R * CA)^2 + (R * SA)^2
RB2 = (R + D - R * CB)^2 + (R * SB)^2
REM A, B TOMEГEK DINAMIKUS EROHATASA AZ INGARA:
FA(J) = CC * HA * SA / RA2
FB(J) = CC * HB * SB / RB2
F(J) = FA(J) + FB(J) REM EREDO GERJESZTO ERO!!!
REM =====
REM INGA MOZGAS SZAMITASA (KONVOLUCIO):
XK = X0 * U - Y0 * V + WT * F(J)
YK = X0 * V + Y0 * U
IF YK > AMAX THEN AMAX = YK
IF YK < AMIN THEN AMIN = YK
X0 = XK: Y0 = YK
Y(J) = 1000 * YK REM AMPLITUDO (mm)
NEXT J
REM END MAIN =====
REM ERO SKALAZAS A KIRAJZOLASHOZ
LS = 2E5: FOR J = NK + 1 TO NN
FA(J) = LS * FA(J): FB(J) = LS * FB(J)
F(J) = LS * F(J)
NEXT J: REM MAX. AMPLITUDO (mm):
AC = 1000 * (AMAX - AMIN) / 2
REM OUTPUT =====
PRINT "SZAMITOTT AMPLITUDO(mm) ="; AC
PRINT "KISERLETI AMPLITUDO = 10 mm"
PRINT
PRINT "KISERLETI GRAV. ALLANDO="; G
PRINT "EROS GRAV. ALLANDO="; B
PRINT "B/G ="; B / G
PRINT
PRINT "CSILLAPITASI TENYEZO:"
PRINT "LL ="; LL, "1/LL ="; 1 / LL
OPEN "GMS.TXT" FOR OUTPUT AS#1
FOR J = NK + 1 TO NN: TT = (J - NK) * T
PRINT#1, TT, ";", Y(J), ";", FA(J), ";", FB(J), ";", F(J)
NEXT: CLOSE#1
AZ ELMÉLET ÉS KISÉRLET ELLENTMONDÁSA Szerző: Sarkadi Dezső 2008. október

```

PRINT
PRINT "= GMS.TXT FILE MENTVE! ="

A számítás eredménye:

===== GMS.BAS =====
SZAMITOTT AMPLITUDO(mm) = 10.04406646743142
KISERLETI AMPLITUDO = 10 mm
KISERLETI GRAV. ALLANDO= 6.673999999999999E-11
EROS GRAV. ALLANDO= 5.932258461969816E-7
B/G = 8888.610221710843
CSILLAPITASI TENYEZO:
LL = 1.785714285714286E-3 1/LL = 560
= GMS.TXT FILE MENTVE! =

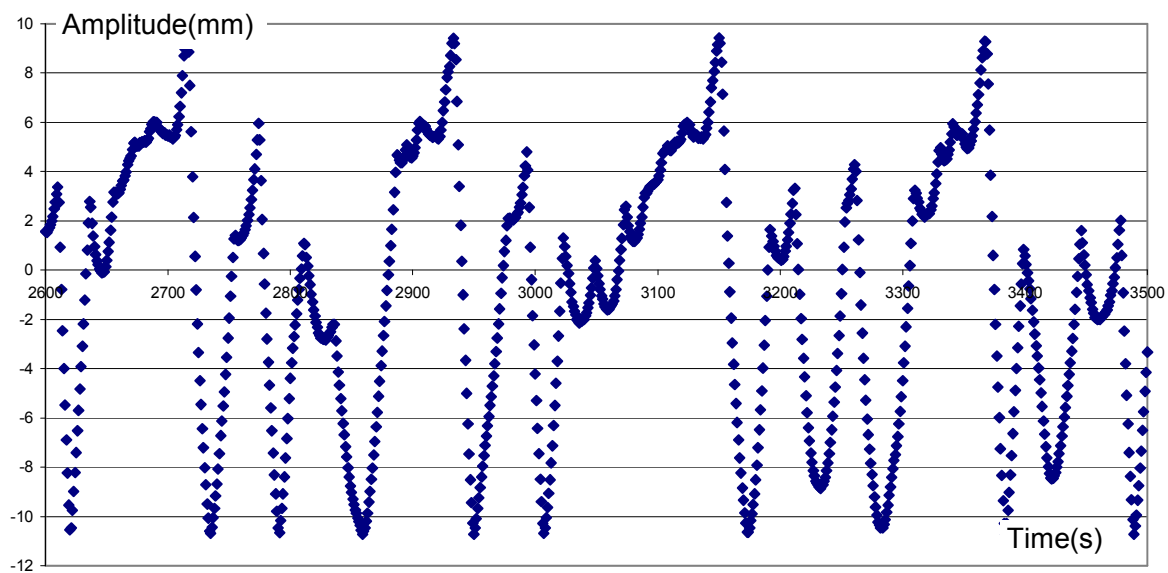
Az inga szimulált mozgását a GMS.txt file tartalmazza, amely egyszerűen EXCEL programmal rajzolható ki.

A valós és szimulált ingamozgás összehasonlítása EXCEL diagramokkal

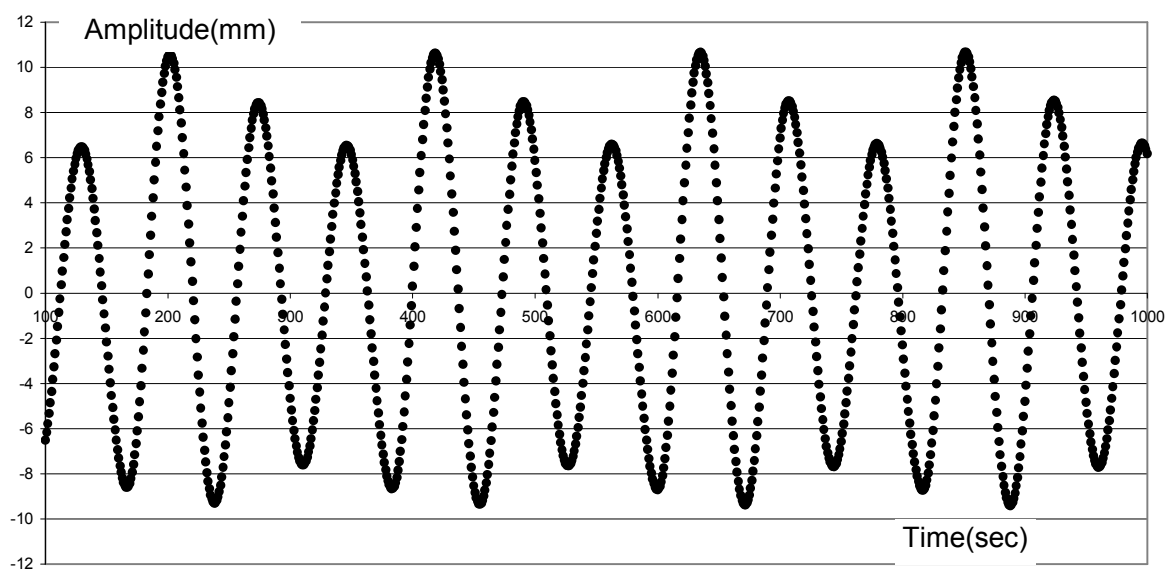
Az **5.1 ábra** a valós mérés egy részletét tartalmazza kirajzolva. A felső csúcsok az inga határozott kilengései a körasztal gerjesztési periódusának megfelelőek, amely önmagában igazolja, hogy a dinamikus gravitáció arányosságát a kölcsönható tömegek különbségével. Az egyes periódusok alakjában jelentős eltérések láthatók, ezeknek két fő oka: a külső szabálytalan gravitációs zavarok, valamint az amplitúdó-változással együtt járó frekvenciamoduláció (az inga lengési idejének folyamatos ingadozása).

Az **5.2 ábra** mutatja a szimuláció eredményét. A szimulált ingamozgás természetesen zajmentes.

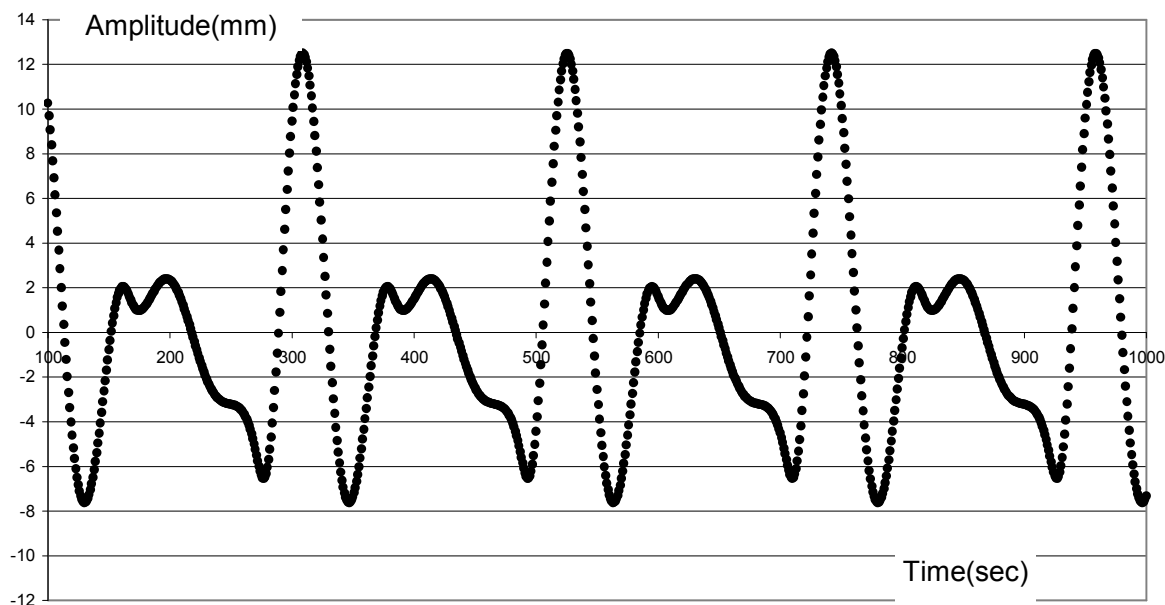
Az **5.3 ábra** mutatja a szimuláció eredményét, ha feltesszük, hogy mindkét gerjesztő forrástömeg hat az ingára (a σ szimmetria faktor zérus). Az eredmény erősen eltér a valódi mérés grafikonjától!



5.1. ábra: Az inga stacionárius állapotú lengése (mérés)



5.2. ábra: Az inga stacionárius állapotú lengése (szimuláció)

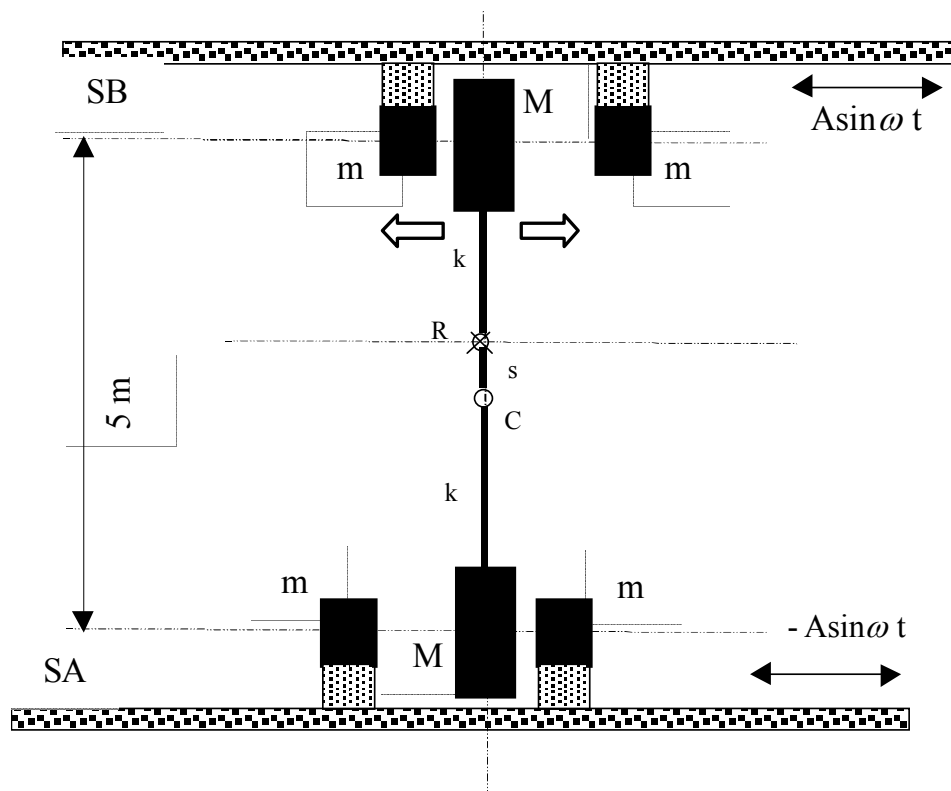


5.3. ábra: Mindkét gerjesztő tömeg hat az ingára (szimuláció)

6. Javaslat a dinamikus gravitációs kísérletek továbbfejlesztésére

A kvázirezonanciás kísérletek figyelemreméltó eredményei és az elméleti szimuláció sikere a dinamikus gravitáció további, részletes tanulmányozására ösztönöz mindenkit, aki a gravitációs jelenségek mélyebb megismerésére törekszik. A kísérletek eredményei és az elméleti következtetések nemzetközi érdeklődésre számíthatnak. Célszerű lenne tehát kísérleteinket jól felszerelt laboratóriumokban többször megismételni, a kísérleti és elméleti eredményeinket tovább ellenőrizni és pontosítani. Ehhez várjuk a hivatalos kutatóintézetek együttműködését, valamint magánszemélyek támogatását is.

A kísérletet más mérési módszerekkel és mérési elrendezésekkel is célszerű lenne elvégezni, a pontosabb és megbízhatóbb eredmények érdekében. Valószínűleg hatásosabb mérési elrendezést mutat például az 5.4. ábra, ami még egyelőre tervezési szinten létezik.



5.4. ábra: Fizikai inga gravitáció gerjesztése négy forrástömeggel

Sarkadi Dezső
okleveles fizikus

Elérhetőségem:
7030 Paks
Kishegyi út 16.

Mobil: 30/310-0632

Email: dsarkadi@t-online.hu; dsarkadi@freemail.hu