

Fizikai geodézia és gravimetria / 7.**LÉGI ÉS ŪRGRAVIMETRIA (CHAMP, GRACE, GOCE PROJECTEK). MÉRÉSI ALAPELVEK, ŪRGRADIOMETRIA**

A klasszikus földi gravimetria eddig megismert műszerei és mérési módszerei a földi nehézségi erőtér lokális vagy regionális meghatározását és vizsgálatát teszik lehetővé. Ezekkel a módszerekkel országok, esetleg kisebb kontinensrészek gravitációs feladatai láthatók el: gravitációs alaphálózatok mérése, kiegyenlítése, részletmérések ásványi nyersanyagkutatás, geodéziai felhasználás, vagy egyéb földtudományi célból. Földfelszíni mérésekkel a mérések pontsűrűségének megfelelően igen jó felbontás érhető el, az egészen rövid hullámhosszúságú összetevők is meghatározhatók, viszont a teljes Földre kiterjedő és jellemző nagy globális változások, anomáliák rejtve maradnak.

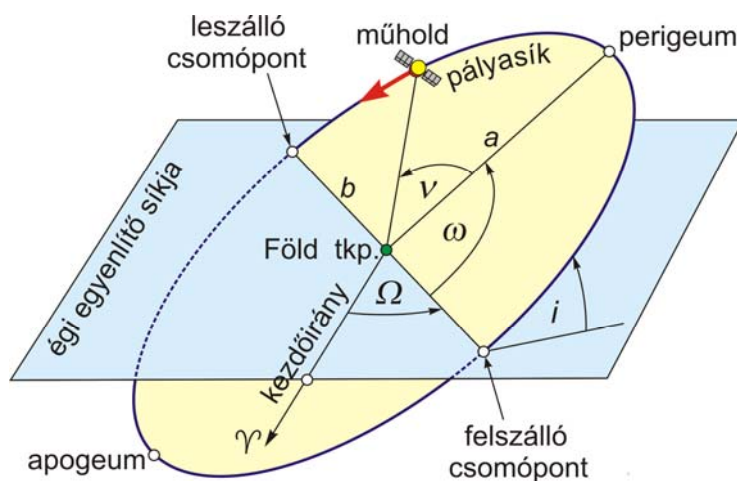
Ezzel ellentétben a mesterséges holdak alkalmazásával, űrgravimetriai módszerekkel a földi nehézségi erőtérnek csak a hosszú hullámhosszú globális jellemző tulajdonságai, gravitációs rendellenességei határozhatók meg, gyenge felbontással. Fontos figyelembe vennünk azt is, hogy Földünk felszínének csaknem $\frac{3}{4}$ részét óceánok és tengerek borítják, ahol a hagyományos műszereinkkel földfelszíni gravitációs mérések nem végezhetők, ráadásul a szilárd földfelszín jelentős részén sem tudunk kellő pontsűrűségű méréseket végezni a rossz megközelítési lehetőségek miatt. Ezekben a területeken óriási jelentőségük van a légi és mesterséges holdas méréseknek.

Általában a földfelszíni és a mesterséges holdak együttes méréseire van szükségünk, mivel ezek kölcsönösen kiegészítik egymást és együtt írják le megfelelően a teljes földi nehézségi erőteret. Ezekre az együttes adatokra van szükségünk a geodéziában a pontos geoidkép meghatározása esetében.

A gravimetriai műholdak működésének alapelve igen egyszerű. Amennyiben a műholdnak nem működik a rakétahajtóműve és rá csak a tömegvonzási és a keringéséből adódó centrifugális erő eredője hat, akkor a Föld körüli keringése során nem végez mechanikai munkát, tehát a szabad mozgása a földi nehézségi erőtér potenciáljának ugyanazon szintfelülete mentén történik. Ennek megfelelően, ha meghatározzuk a műholdak pontos pályáját, ezekből a tömegvonzási erőtér szintfelületeinek alakja előállítható, az adott szintfelület egy pontjában a szintfelület normálisának iránya pedig megegyezik az ottani erőtér vektorának irányával.

Gömbszimmetrikus tömeg gravitációs erőterében mozgó mesterséges holdak pályája – mindennemű zavaró hatástól mentes esetben – térben állandó helyzetű ellipszis. Ez azt jelenti, hogy a *1. ábrán* látható Kepler-féle hat pályaelem közül öt (az *a* fél nagytengely, az e^2 első numerikus excentricitás négyzete, a felszálló csomópont Ω rektaszcenziója, a perigium ω szöge és az *i* pályahajlás, vagy inklináció) időben állandó, és csak az égitest pillanatnyi helyzetét jellemző ν szög, az ún. közép-anomália változik. Mivel a Föld erőtere nem gömbszimmetrikus, a körülötte keringő mesterséges holdak pályája a térben nem állandó helyzetű ellipszis, hanem bonyolult térgörbe lesz. A Föld erőterében azonban a gömbszimmetrikus rész az ural-

köd, ezért a pálya jellemzésére megtarthatjuk a Kepler-féle pályaelemeket, megadva ezek adott időpontra (epochára) vonatkozó értékét és időbeli változásuk mértékét.



1. ábra. Mesterséges holdak pályaelemei

A Föld tömegvonzási erőterének nem gömbszimmetrikus részét a potenciálfüggvényből egyszerűen kiszámíthatjuk:

$$V' = V - \frac{kM}{r} = -\frac{kM}{r} \left[\sum_{n=2}^{\infty} \left(\frac{a}{r}\right)^n J_n P_n(\sin \psi) - \sum_{n=2}^{\infty} \sum_{m=1}^n \left(\frac{a}{r}\right)^n (C_{nm} \cos m\lambda + S_{nm} \sin m\lambda) P_{nm}(\sin \psi) \right] \quad (1)$$

illetve ha a zonális és a tesszerális tagokat nem választjuk külön, akkor ez a

$$V' = \frac{kM}{r} \sum_{n=2}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left(\frac{a}{r}\right)^n (C_{nm} \cos m\lambda + S_{nm} \sin m\lambda) P_{nm}(\sin \psi) \quad (2)$$

alakban is írható. Ez tulajdonképpen az a "zavarfüggvény", ami hatására a térben és időben állandó helyzetű és méretű Kepler-féle pályae ellipszis helyett a bonyolult, ún. perturbált pálya alakul ki. A zavarfüggvény hatására létrejövő pályaelem perturbációkat (az egyes pályaelemek időbeli változását) a *planetáris Lagrange-egyenletek* írják le. A Lagrange-féle differenciálegyenletek megoldásával arra az eredményre jutunk, hogy az egyes pályaelem-változások kifejezhetők a C_{nm} és az S_{nm} együtthatók függvényeként:

$$\begin{aligned} \dot{\Omega} &= \frac{d\Omega}{dt} = f_{\Omega}(C_{nm}, S_{nm}) \\ \dot{\omega} &= \frac{d\omega}{dt} = f_{\omega}(C_{nm}, S_{nm}) \\ \dot{i} &= \frac{di}{dt} = f_i(C_{nm}, S_{nm}) \\ &\vdots \end{aligned}$$

A C_{nm} és S_{nm} együtthatók ismeretében viszont nem csak az (1) illetve a (2) "zavarfüggvény" írható fel, hanem a potenciálzavar is:

$$T = W - U = \frac{kM}{r} \sum_{n=2}^{\infty} \sum_{m=0}^{n*} \left(\frac{a}{r}\right)^n (C_{nm} \cos m\lambda + S_{nm} \sin m\lambda) P_{nm}(\sin \psi) \quad (3)$$

ahol a * azt jelenti, hogy a szummázásból ki kell hagyni bizonyos tagokat, amelyek a valódi nehézségi erőter W potenciáljának gömbfüggvény sorában és az U normálpotenciál sorában egyaránt szerepelnek. Végül a potenciálzavar függvényének ismeretében a fizikai geodézia alap differenciálegyenletének felhasználásával:

$$\Delta g = -\left(\frac{\partial T}{\partial r} + \frac{2T}{r}\right) \quad (4)$$

ahol a Δg a geoid és az ellipszoid egymásnak megfelelő pontjaiban levő valódi, illetve normál nehézségi gyorsulás értékek különbsége. A (3) felhasználásával elvégezve az (4)-ben kijelölt műveleteket:

$$\Delta g = -\frac{kM}{r^2} \sum_{n=2}^{\infty} \sum_{m=0}^{n*} (n+1) \left(\frac{a}{r}\right)^n (C_{nm} \cos m\lambda + S_{nm} \sin m\lambda) P_{nm}(\sin \psi) \quad (5)$$

A mesterséges holdakkal meghatározott C_{nm} és S_{nm} harmonikus együtthatók alapján tehát az (5) felhasználásával az egész Földre vonatkozólag kiszámíthatjuk a gravitációs anomáliákat.

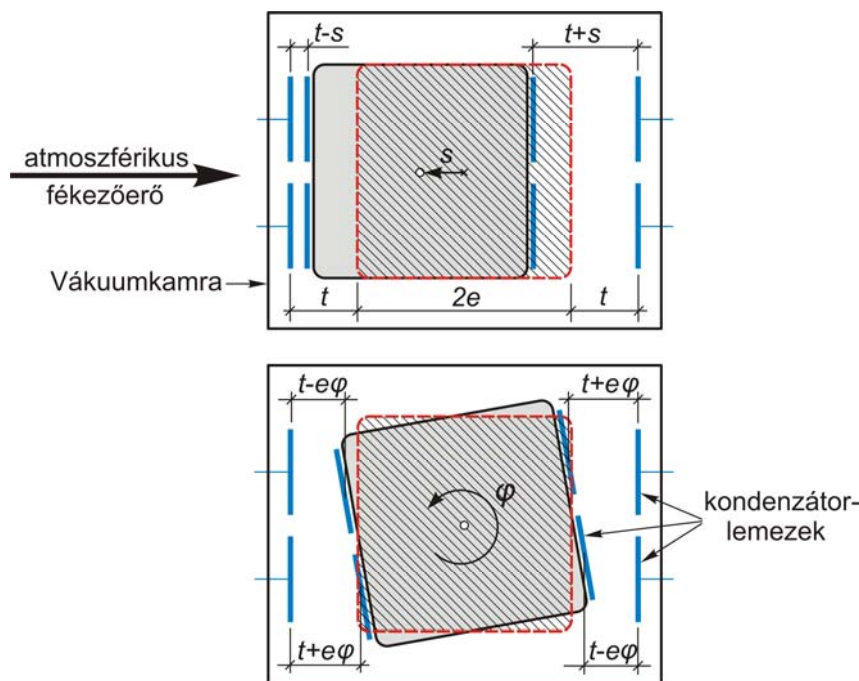
A valóságos helyzet sajnos ennél bonyolultabb, ugyanis a műholdakra nem csak a földi tömegvonzási erő hat. Egyrészt a körülöttünk lévő égitestek tömegvonzása is szerepet játszik a mozgásukban, ráadásul fékező erőként hat rájuk a légköri ellenállás és elsősorban a Nap részecske- és sugárnyomása. Ha a műholdat nagy magasságú pályára állítjuk, akkor ugyan kisebb a ritkább légkör fékező hatása, ugyanakkor viszont a nagyobb magasságban már eltűnnek az erőter magasabb frekvenciájú összetevői és csak az egészen hosszú hullámhosszúságú változások érzékelhetők. Alacsonyabb pályamagasságú (a szakzsargonban LEO-nak nevezett *Low Earth Orbiter*) műholdak, közelebb a Föld felszínéhez már az erőter finomabb változásait is érzékelik, viszont a sűrűbb légkör nagyobb fékező hatása miatt a műhold lényegesen rövidebb élettartamával kell ezért súlyos árat fizetnünk.

Látható, hogy a kulcskérdés a műholdak minél pontosabb pályameghatározása. A gravimetriai műholdak pontos pályaelemeinek meghatározására a folyamatos műholdkövetés módszere, az ún. SST (*Satellite-to-Satellite Tracking*) eljárás teremt lehetőséget. Ennek két itteni lehetősége a *low-low* (alacsony-alacsony) és a *low-high* (alacsony-magas) SST.

Az űrgravimetria számára a GPS-technika alkalmazása jelentős előrelépést hozott. A hagyományos, földi követőállomások rendszerével végzett pályameghatározás esetén ugyanis a pályának csak egy-egy állomásról belátható (rövidebb) szakaszai határozhatók meg. Ezt napjainkban felváltotta a GPS-es műholdkövetés, amivel a teljes pálya *folyamatos* követése lehetséges.

A műholdakat érő erőhatások közül a tömegvonzási (gravitációs) erő mellett a nemkonzervatív erők, elsősorban a légkör fékező hatása és a Nap részecske, illetve sugárnyomása a legjelentősebb. Ezeket a nem gravitációs (nemkonzervatív) erőket speciális gyorsulásmérők segítségével lehet meghatározni. Ilyen gyorsulásmérő elvi felépítése és működése látható a 2. ábrán. Eszerint a műhold fedélzetén, egy próbatestet vákuumkamrába helyeznek, így azok az erők, amik a műholdra és a próbatestre egyaránt hatnak (pl. egy szabadon mozgó műhold esetén a tömegvonzási erő), nem okoznak relatív gyorsulást a próbatest és a vákuumkamra (a műhold) között. Azok a nemkonzervatív erők viszont, amik csak a

műhold külső felületére hatnak, a próbatest és a doboz között gyorsuláskülönbséget eredményeznek. A próbatest helyzetét a vákuumkamrához (a műholdhoz) képest folyamatosan meghatározva előállítható a nemkonzervatív erők által okozott relatív gyorsulásoknak az időszora. Technikailag ezt úgy valósítják meg, hogy a gyorsulásmérő vákuumteremben lebegő testet elektrosztatikusan – kondenzátorok alkalmazásával – a vákuumkamra középpontjában tartják, pontosabban azt a visszatérítő feszültséget regisztrálják, amellyel egy negatív visszacsatoló áramkörtől keresztül a testet a nullhelyzetében tudják tartani.



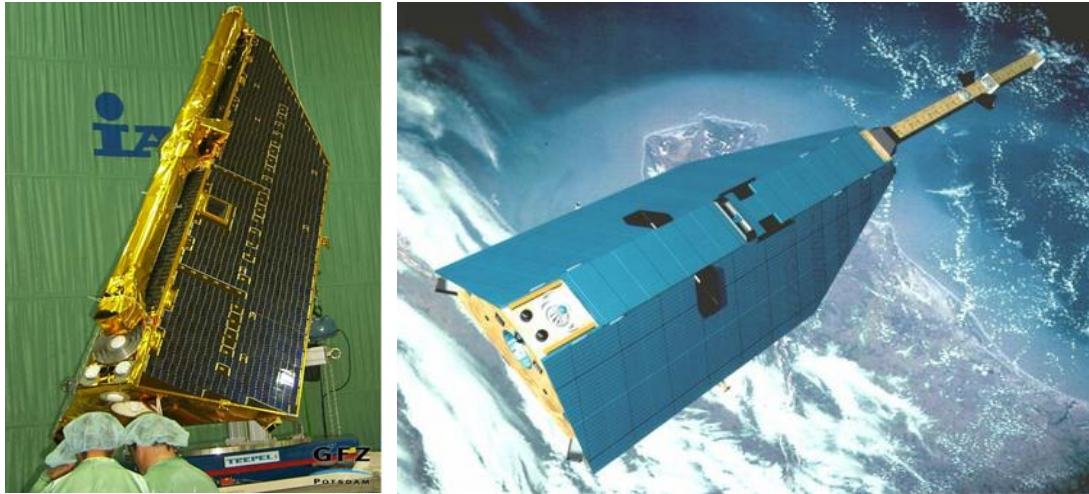
2. ábra: Eltolódás és elfordulás hatása kapacitív gyorsulásmérő esetén

A gyakorlatban a hasáb alakú próbatest minden oldalát több részre osztva több kondenzátort alakítanak ki, amikkel a három koordinátatengely irányába eső lineáris gyorsulások, és a három tengely körüli szöggyorsulások egyaránt meghatározhatók.

*

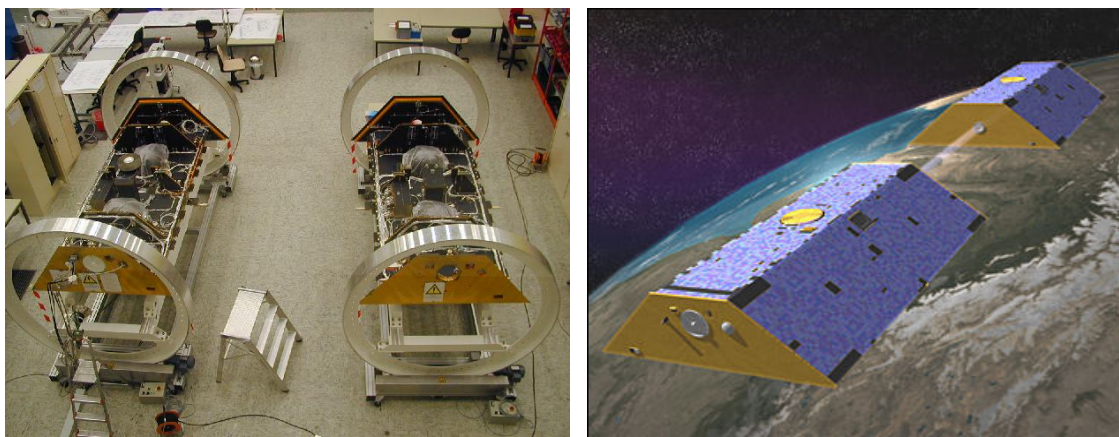
Eddig három különböző űrgravimetriai projekt valósult meg.

Az űrgravimetria első mesterséges holdját, a **CHAMP** (*CHALLENGING Minisatellite Payload*) űreszközt a Német Földtudományi Kutatóközpont (GFZ) és Űrkutatási Intézmény (DLR) 2000. július 15.-én felbocsátotta fel a tömegvonzási és a geomágneses tér tanulmányozása céljából (3. ábra). A műhold 454 km magasságú közel körpályán kezdte a keringését. Ez a magasság 2010 szeptemberéig fokozatosan csökkent, amikor a műhold több mint 10 éves működése után a felső légkör sűrűbb rétegeibe süllyedve elégett. A CHAMP pályáját *low-high* (alacsony–magas) SST eljárással határozták meg, a magas műholdak szerepét a GPS rendszer holdjai töltötték be. A GPS-es műholdkövetés lehetővé tette a folyamatos igen pontos pályameghatározást. A CHAMP műhold egyik fontos szerkezeti eleme a 2. ábrán látható gyorsulásmérő.



3. ábra: A CHAMP szerelés közben és a működő állapotában

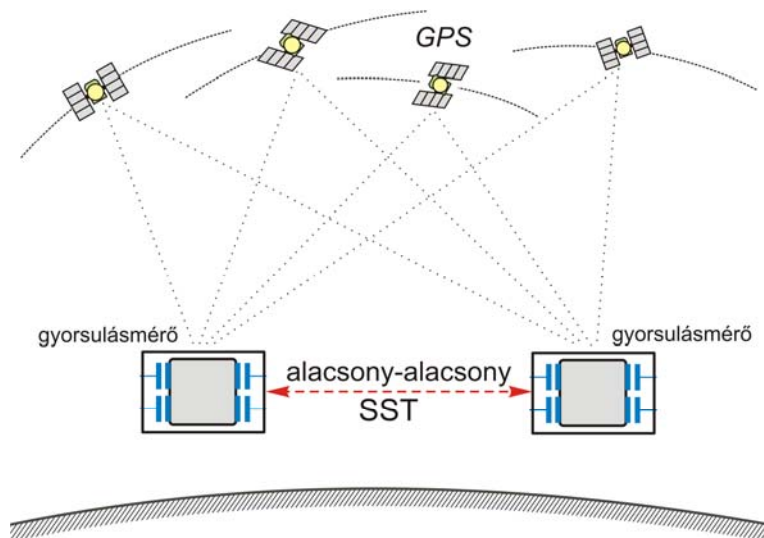
A második űrgravimetriai misszió a **GRACE** (*Gravity Recovery And Climate Experiments*) 2002. március 17.-én indult alapvetően a NASA és részben a német DLR közös vállalkozásban, amely az első nagy felbontású, kizárólagosan gravitációs célú megfigyelő rendszer (4. ábra). A GRACE két azonos műholdból felépített rendszer, amelyek azonos pályán 250 km távolságban követik egymást. A két műhold közötti relatív távolság alacsony–alacsony SST elrendezésben körülbelül 1 μm pontossággal folyamatosan mérhető (5. ábra). Mindkét műholdon a 2. ábrán látható egy-egy, a tömegközéppontban helyezett háromdimenziós precíziós gyorsulásmérő található, így a rendszer egy óriási, 250 km-es karhosszúságú, egykomponensű gradiométernek tekinthető. A GRACE legnagyobb technikai kihívása a relatív távolság folyamatos és pontos mérése, valamint a két műhold repülési konfigurációjának aktív karbantartása. A műholdak körülbelül 485 km-es magasságban kezdték a keringésüket és eredetileg ötéves küldetésre tervezték, amely idő alatt a magasságuk a légköri fékező erő hatására fokozatosan csökken.



4. ábra: A GRACE műholdak szerelés közben és fantáziaképük az űrben

A GRACE a Föld nehézségi erőterének hosszú és közepes hullámhosszú szerkezetét méri igen nagy pontossággal. A mérési adatok előzetes feldolgozása során az árapály-hatást és légnyomás-változás hatását korrekcióként eltávolították, az így kapott javított adatok a nehézségi erőter nem modellezett hosszabb idejű változásait: pl.

szezonális hatásokat, hidrológiai tömegátrendeződések, hóvastagság változása, sarki jégsapkák oladásának megfelelő tömegváltozások, stb. hatásait tükrözik. Az interneten is hozzáférhetők a nehézségi erőtér és a geoid formáinak időbeli változását leíró 2002. július 29. és 2008. május 27. közötti C_{nm} , S_{nm} együtthatók adatsorai 10 napos időtartamokra számított átlagértékek formájában.



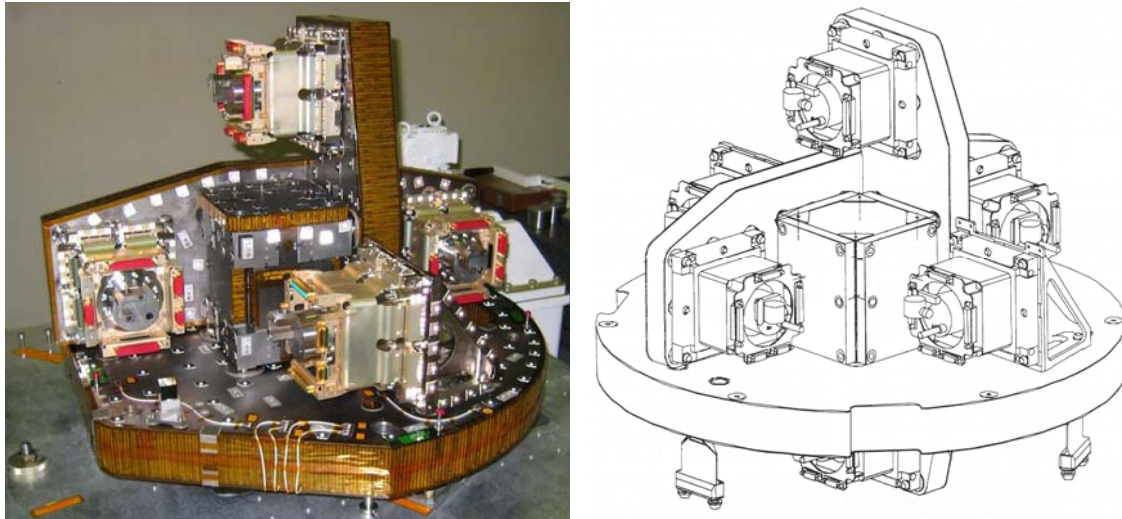
5. ábra: A GRACE műholdak működési alapelve

Az űrgravimetriai történetének harmadik műholdja a **GOCE** (*Gravity field and steady-state Ocean Circulation Explorer*) az Európai Űrügynökség (ESA) 2009. március 17.-én felbocsátott űreszköze, amely az űrhajózás történetében az első gradiometriai műhold (6. ábra). A GOCE műhold feladata a nehézségi erőtér gradienseinek mérése, így akár az Eötvös-inga modern, űrbeli megfelelőjének tekinthető. A gradiométer hat, megfelelően elhelyezett gyorsulásmérőből áll. A 2. ábrán látható alapvetően működő gyorsulásmérők három, egymásra merőleges tengely végein helyezkednek el, mérőpárokat alkotva (7. ábra). A karok hossza 50 cm. Az egyes karok két végén mért gyorsulások különbségét képezve meghatározhatók a teljes Eötvös-tenzor elemei.



6. ábra: A GOCE műhold fantáziaképe az űrben

Hasonlóan a torziós inga esetéhez, a GOCE gradiométer pontosságát is elsősorban a mérőtömegek közötti kar hossza befolyásolja. Ez a GOCE gradiométere esetében 50 cm. Ha szerkeszthető lenne egy gradiométer hosszabb, mondjuk 5 m-es, 5 km-es, vagy akár 250 km-es karral, akkor ez a gradiométer pontosságát rendkívüli mértékben megnövelné. Természetesen 250 km-es gradiométer-kart nehéz építeni, de valami ehhez hasonlót sikerült megvalósítani a GRACE műhold-pár esetében. A GOCE műholdon elhelyezett gradiométer mérési pontossága 10^{-11} E (Eötvös egység), tehát két nagyságrenddel nagyobb, mint az Eötvös-inga egyébként is szenzációs pontossága.



7. ábra: A GOCE műhold gradiométere

A GOCE pályáját *low-high* (alacsony–magas) SST eljárással határozzák meg, a magas műholdak szerepét a GPS rendszer holdjai töltik be, ez pedig igen pontos pálya-meghatározást tesz lehetővé. Erre viszont nagy szükség is van, mivel a GOCE induló pályamagassága mindössze 295 km és a tervezett kb. 2 éves élettartama alatt egyre közelebb kerül a Föld sűrűbb légrétegeihez, így meglehetősen bizonytalan és szabálytalan a keringési pályája.