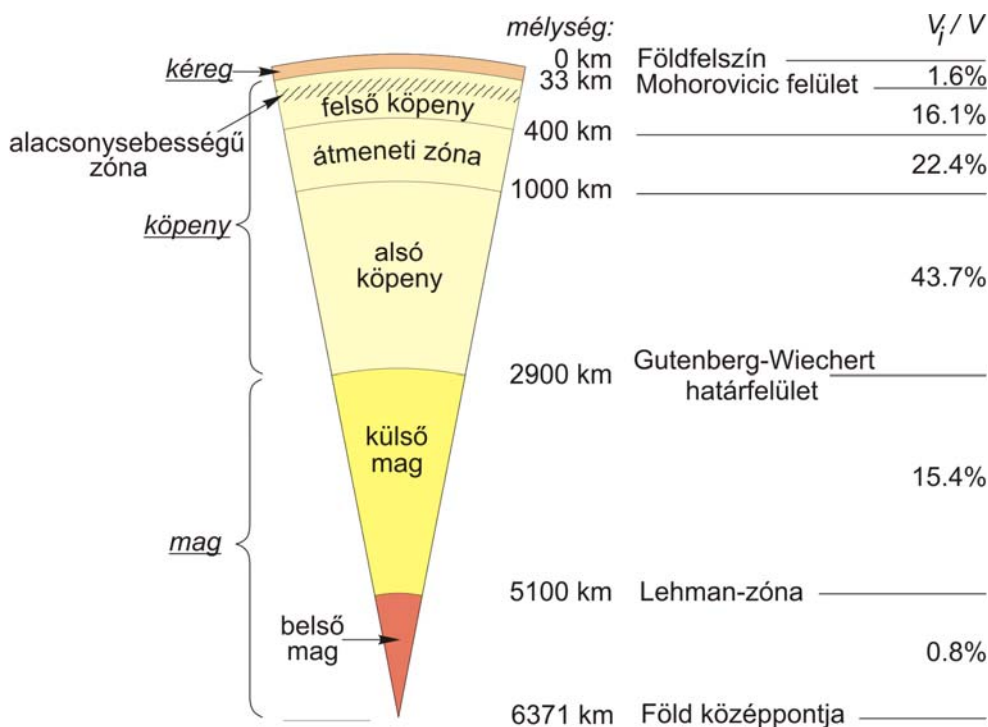


## A FÖLD BELSŐ SZERKEZETE

A Föld belső szerkezetének, fizikai folyamatainak, anyagának (kémiai összetételének) a meghatározása a közvetlen vizsgálatok lehetőségének hiányában igen nehéz feladat. A kézbe vehető kőzetminták legfeljebb 9-10 km mélységből származnak, mivel a jelenlegi fúrési technikával ennél mélyebbre még nem sikerült lehatolni. Geológiai folyamatok – elsősorban a vulkáni működések – ennél nagyobb mélységekből is a felszínre hoznak kőzetanyagot, azonban ezek is legfeljebb a Föld felső köpenyének egy részéből adnak némi információt. A Föld mélyebb részeinek megfigyelésére csak közvetett úton van lehetőségünk. Ez magyarázza, hogy a Föld belső felépítésére vonatkozóan napjainkig sok felfogás látott napvilágot és, hogy ezek a felfogások több alapvető kérdésben eltérnek egymástól.

A kutatásokban döntő jelentőségű a földrengéshullámok tanulmányozása, mivel ezek a hullámok miközben áthaladnak a Föld belső részein – szinte átröntgenezve a mélyebb részeket – tájékoztatnak minket a harántolt részek szerkezetéről, anyagáról és lehetséges fizikai állapotáról. Ez alapján gömbhéjanként homogén felépítésű földmodell paramétereit határozhatjuk meg, amely paramétereit a már jól ismert formájába az 1. ábrán láthatjuk.



1. ábra. A Föld klasszikus gömbhéjas felépítése

A földrengéshullámok vizsgálata alapján különböző fizikai paraméterek is meghatározhatók, így a  $P$  és az  $S$  hullámok sebesség-mélység függvénye, ebből a sűrűség-mélység-, illetve különböző rugalmas paraméterek mélységfüggvénye, a nehézségi

erőtér és a nyomás mélységfüggvénye. Ezeket a BSc Geofizika tantárgy keretein belül részletesen tárgyaltuk.

A Föld belső felépítését és fizikai tulajdonságait alapvetően a szeizmológiai vizsgálatok eredményei alapján lehet meghatározni. Ezek az eredmények szolgáltatnak alapot a földmágneses dipólusteret létrehozó folyamatok megismeréséhez, - ugyanakkor a földmágneses dipóluster magyarázata kiegészíti illetve tovább finomítja a Föld belső szerkezetéről alkotott ismereteinket.

A Föld belsejéből származó mágneses tér keletkezését illetően ma még nincs teljesen kiforrott és egyértelműen bizonyított magyarázat, azonban már világosan látható, hogy a dipóluster forrását a külső földmag folyadékszerűen viselkedő állapotában, nagy elektromos vezetőképességében és a benne feltételezhető áramlásokban kell keresni. Tanulságos röviden áttekinteni néhány ezzel kapcsolatos korábbi elgondolást is, amelyekből kitűnik, hogy a Föld mágneses terének magyarázata egyáltalán nem egyszerű feladat.

**1.** A ferromágneses elmélet szerint a Föld belsejének a sűrűsége csaknem egyenlő a vas sűrűségével. Az elmélet szerint ennek a feltételezett vastömegnek a mágnesezettsége a földmágnesség oka. – Ez az elképzelés azonban figyelmen kívül hagyja, hogy a ferromágneses anyagok a Curie-hőmérséklet felett (vasnál ez  $780^{\circ}\text{C}$ ) paramágneses tulajdonságokat mutatnak; márpedig a felszíntől számítva néhányszor 10 km-es mélységben már kb.  $1000^{\circ}\text{C}$  a hőmérséklet.

**2.** Korábban a földmágnességet a földkéregben keletről nyugati irányban folyó elektromos áram mágneses hatásával is magyarázták. – Nem tudták azonban megmagyarázni az áram fenntartásához szükséges elektromotoros erőt, sőt nem sikerült magát az áramot sem kimutatni. További ellentmondást jelentett, hogy az ehhez szükséges hatalmas erősségű áram olyan nagy Joule-hőt termelne, amely megolvasztaná a Föld kérgét.

**3.** Másik elgondolás szerint a gyorsan forgatott lágyvasrúd forgástengelye irányában felmágneseződik. – Ha azonban a Földünket ilyen "lágyvasrúdnak" tekintjük és kiszámítjuk az így fellépő mágnesezettséget, akkor a valódi értéknek csupán a  $10^{-18}$ -szeresét kapjuk.

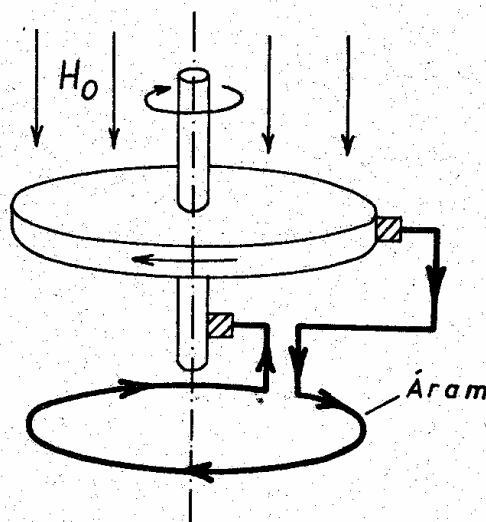
**4.** Mások a Föld mágneses terét a negatív elektromos töltésével próbálták magyarázni. Feltételezték, hogy ez a negatív töltés a Föld forgása miatt áramot jelent és a mágneses tér ennek az áramnak a következménye. – Ez az elképzelés is súlyos ellentmondást rejt magában, mivel a relativitáselmélet szerint a töltéssel együtt mozgó (tehát a földi megfigyelő) nem észlelheti ennek a "mozgó" töltésnek a mágneses terét.

Számos elmélet közül jelenleg a *dinamó elmélet* látszik olyannak, amely a földmágnesség eredetére a leginkább elfogadható magyarázatot szolgáltatja. Már az elmélet elnevezése is utal arra, hogy a Föld mágneses terének keletkezését a közismert öngerjesztésű dinamók működési elve alapján képzelettel el, vagyis a mágneses teret mechanikai eredetűnek tekinti.

A földmágneses dinamó működésének megértése céljából először nézzük meg a 2. ábrán látható unipoláris dinamó modelljét. Ha az ábrán látható jól vezető korong a forgástengelyével párhuzamos  $H_0$  erősségű mágneses térben forog, akkor a korong tengelyéhez és a kerületi pontjához csatlakoztatott vezetőhurokban az indukció miatt áram folyik. Az áram mágneses tere a hurok tekercselési irányától függően az eredeti  $H_0$  térrel egyirányú, vagy ellentétes irányú lesz. Ha a két mágneses tér iránya megegyezik egymással, akkor a tárcsa megfelelően nagy fordulatszámától kezdve a dina-

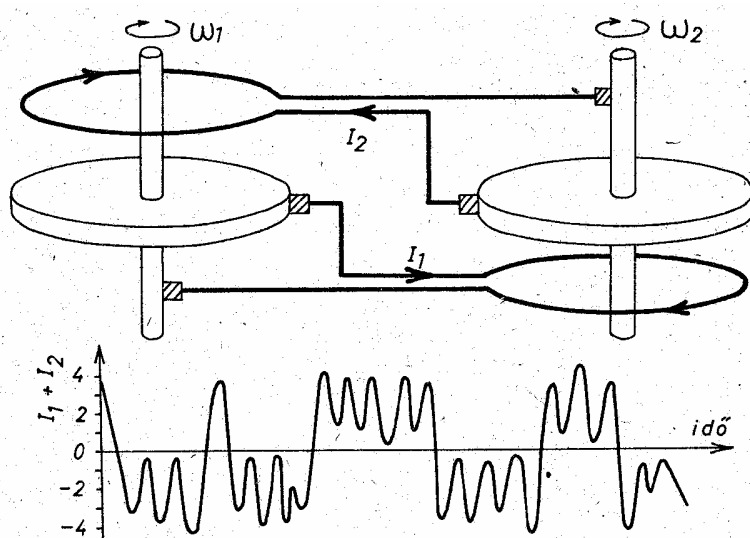
mó öngerjesztésűvé válik, tehát a kezdeti  $H_0$  tér elvonása után is folyik a tekercsben áram és fennmarad bizonyos mágneses tér. A mágneses tér iránya az önfenntartó folyamat alatt mindig azonos marad a kezdeti  $H_0$  tér irányával, – azonban anélkül, hogy bármikor is elérné a zérus értéket, periodikusan lüktet. A lüktetés sebessége a forgatási szögsebesség fokozásával növekszik.

A felvázolt egyszerű korongdinamó viselkedése csak annyiban van összhangban a Föld mágneses terével, hogy ennek mágneses tere is periodikusan változik. Nem modellezi azonban a paleomágneses kutatások által feltárt pólusváltásokat, hiszen a szolgáltatott tér mindig egyirányú.



2. ábra. A korongdinamó vázlatos működése

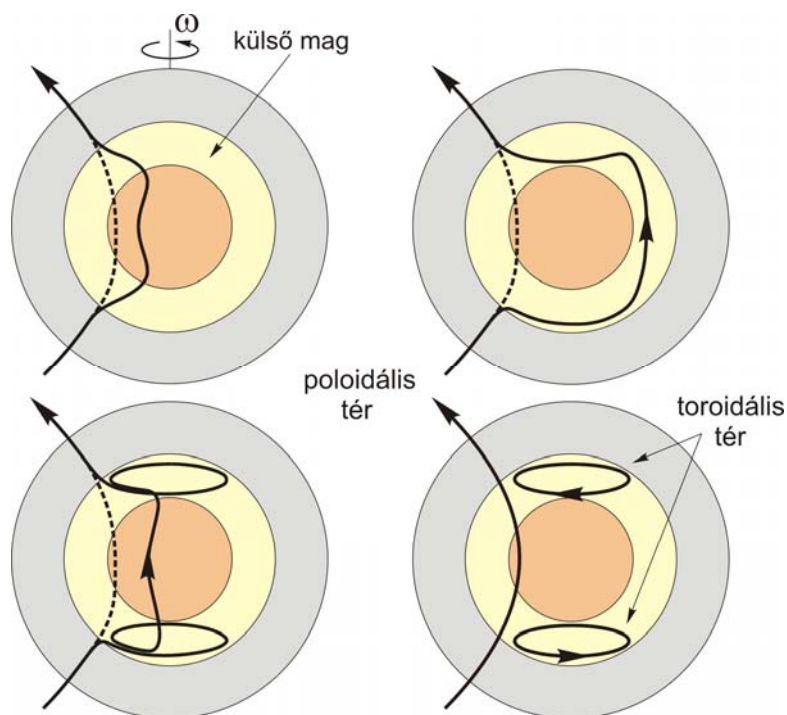
A tapasztalatokhoz nagyon közelálló eredményt ad a 3. ábrán látható kettős korongdinamó modell, amelynek árama – illetve mágneses tere – hirtelen fordulásokat, a fordulások között pedig kváziperiodikus ingadozásokat mutat. A földi mágneses tér eredetének megértését célzó kutatások többek között abban az irányban haladnak, hogy a Föld magjában a kettős dinamó működési módjával analógiába állítható folyamatokat tárjanak fel.



3. ábra. A kettős korongdinamó működésének modellje

Ha elektromosan jól vezető gömböt nagy vezetőképességű folyadékba ágyazunk be és a folyadék különböző gömbhéjai a forgástengelyükkel párhuzamos kezdeti mágneses térben közös tengely körül eltérő szögsebességgel forognak, akkor a magnetohidrodinamika törvényei szerint a mágneses térerősség erővonalai a 4. ábrán látható módon a folyadékba "befagyva" együtt mozognak a folyadékelemekkel, amely két gyűrűszerű – ún. toroidális – mágneses tér kialakulásához vezet. Az erővonalak "befagyása" adott esetben a mágneses térerősség növekedését eredményezi, amelynek energiája a folyadékmozgás kinetikus energiájából származik.

A dinamó elmélet feltételezi, hogy első közelítésben hasonló viszonyok uralkodnak az elektromosan jól vezető folyadékszerű külső földmagban is. A szilárd belső mag a szintén szilárd földköpenyhez mechanikailag csak lazán, a folyadékállapotú külső mag közvetítésével csatolódik, ezért a belső mag szögsebessége valamivel kisebb, mint a köpenyé. (Ezt valószínűsíti a korábban említett nyugati irányú drift.) Ennek megfelelően a folyadékszerű külső mag szögsebessége belülről kifelé haladva nő. Ezért a Föld dipólterének mágneses erővonalai a külső magban a 4. ábrán látható módon két egymással ellentétes sodrásirányú toroidális erővonal-rendszerre "csavarodnak" fel. Ez a toroidális tér csak a földmagra korlátozódik, így a Föld felszínén nem észlelhető. A Föld belsejében működő önfenntartó dinamó folyamatainak a felderítése céljából a külső magban a toroidális teret létrehozó különböző szögsebességű forgás feltételezése mellett olyan további anyagáramlások után is kutatnak, amelyek képesek a dipóltér – pontosabban a toroidális tér – kialakítására.



4. ábra. A toroidális mágneses tér kialakulása

További lényeges kérdés, hogy milyen okok, és milyen erőhatások idézik elő a külső magban feltételezett anyag-, illetve plazmaáramlásokat.

Egyes elképzelések szerint a folyadékszerű külső magban levő áramlásokat a belső mag és a köpeny közötti hőmérsékletkülönbség tartja fenn, az anyagnak a hőtágulása miatt bekövetkező sűrűségváltozása révén. A hőmérsékletkülönbség fenntartásához szükséges hőenergia pedig radioaktív bomlásokból származhat. –

Újabbán ezt a lehetőséget egyre inkább kétségbe vonják, mivel a becslések szerint ez az energia nem elegendő a dinamómechanizmus működtetéséhez. Ennek megfelelően más energiaforrások figyelembevételére is történtek kísérletek. Ilyen állandó energiaforrás pl. az árapálykeltő erő is lehet.

A dinamó elmélet alapján megkísérelhetjük a földmágneses tér *szekuláris és paleoszekuláris változásainak magyarázatát is*. A köpeny és a mag közötti forgási szögsebesség különbség által létrehozott toroidális mágneses tér – a plazmafizikában ismert ún. hurok-instabilitáson keresztül – a kezdeti poloidális teret a forgó tömegek kinetikus energia különbségének rovására erősíti. A mágneses csatolás tehát a két tömegtartomány forgási sebességének kiegyenlítése irányában hat. Bizonyos erősségű toroidális tér esetén a mágneses csatolás a forgási sebességkülönbséget kiegyenlítheti, ezért a folyamatos energia utánpótlás és erősítés megszűnik, a mágneses térerősség csökken. Ezzel azonban a csatolás erőssége is csökken és újból érvényre jut a forgássebesség-különbséget okozó hatás, újból megindul az alapteret erősítő folyamat. Ez a "lüktetés" lehet az okozója a mágneses tér szekuláris változásainak. – Abban az esetben, amikor a forgási szögsebesség-különbség teljesen kiegyenlítődik, az új pillanatnyi alaptér az előzőleg erősített térhez viszonyítva ellentétes irányú is lehet, ami a paleomágneses mérések alapján megismert pólusváltozások jelenségét idézheti elő.

Úgy tűnik, hogy a kozmikus megfigyelések is alátámasztják a dinamóelmélet alkalmazhatóságát. A megfigyelések szerint csak azok az égitestek rendelkeznek számottevő saját mágneses térrel, amelyek viszonylag gyorsan forognak, méretük alapján feltételezhetően plazmatikus magjuk van és körülöttük kellő méretű árapály-, és ezzel belső forgássebesség-különbséget keltő égitestek keringenek. – Ilyen égitestek a Földünkön kívül pl. a Nap, a Merkúr és a Jupiter. Nincs számottevő mágneses tere viszont a Holdnak, mivel saját forgástengelye körül lassan forog és nincs plazmatikus magja; a Vénusznak, mivel igen lassan forog; és pl. a Marsnak, mivel a Naptól már távol van és két holdjának tömege is kicsi, tehát a külső és a belső tömegei között lényeges forgássebesség-különbség nem valószínű.

Az 1. ábrán látható, ma már klasszikusnak mondható földmodell a 3D-ben leképező *szeizmikus tomográfia* eredményei alapján jelentősen finomítható. A szeizmikus tomográfia a Föld belsejében különböző tértartományokban képes a P és az S hullámok terjedési sebességében mutatkozó egészen kicsi különbségeket kimutatni. Általában a sebességanomáliákat az adott tértartományra vonatkozó referencia földmodell sebességének százalékában adják meg. Ez a földköpenyben általában  $\pm 2\%$  tartományban változik, ami egyrészt azt igazolja, hogy a gömbhéjként homogén referencia földmodell meglehetősen jó közelítése a valóságnak, másrészt azt mutatja, hogy a szeizmikus módszereink ma már annyira fejlettek, hogy az egészen kis eltéréseket is nagy megbízhatósággal ki lehet mutatni. A szeizmikus tomográfiával kiválóan feltérképezhető a szubdukciós zónákban alábukó litoszféra lemezek geometriája, a különböző sűrűségű és hőmérsékletű köpenyanyag eloszlása. A legújabb szeizmológiai eredmények felhasználásával finomított földmodell paramétereit az 5. ábrán láthatjuk összefoglalva.

A Föld belső szerkezetének vizsgálatához további fontos információforrás a Föld nehézségi erőterének adatai, mivel ezekből a belső laterális (oldalirányú) sűrűségeloszlásra következtethetünk, míg a geomágneses erőter vizsgálatának eredményeiből bizonyos belső dinamikai folyamatokra következtethetünk. A Föld belső dinamikai folyamatainak megértéséhez és magyarázatához elengedhetetlenül fontosak a globális tektonikai és a geotermikus ismeretek is, mivel a mozgások mozgatóerejét a Föld belső inhomogén hőeloszlásában kell keresnünk.

FŐEGYSÉG	ALEGYSÉG	MÉLYSÉG	JELLEG	ÖSSZETÉTEL	VISZKOZITÁS	
<b>Kéreg</b> (A)	kéreg (A)	0 km	kémiai	gránit, bazalt granodiorit, gabbró	$6 \times 10^{20} \text{ Pa s}$	
		20-60 km *				
	felső köpeny (B)	10-14 km **		peridotit (pirolit)		
	átmeneti zóna (C)	410 km		ásványtani fázisátmenet		
<b>Köpeny</b> (B+C+D'+D'')	alsó köpeny (D')	660 km	ásványtani fázisátmenet	spinel	$2 \times 10^{22} \text{ Pa s}$	
		2750 km				kémiai
	legalsó köpeny (D'')	2891 km	fizikai (kémiai?)	***		
	<b>Mag</b> (E+F+G)	külső mag (E)	4700 km	kémiai		vas(?)
átmeneti zóna (F)			5153 km			
belső mag (G)		6371 km	fizikai (kémiai?)		***	

\* kontinensek alatt, \*\* óceánok alatt, \*\*\* litoszféra, alsó köpeny és mag keveréke

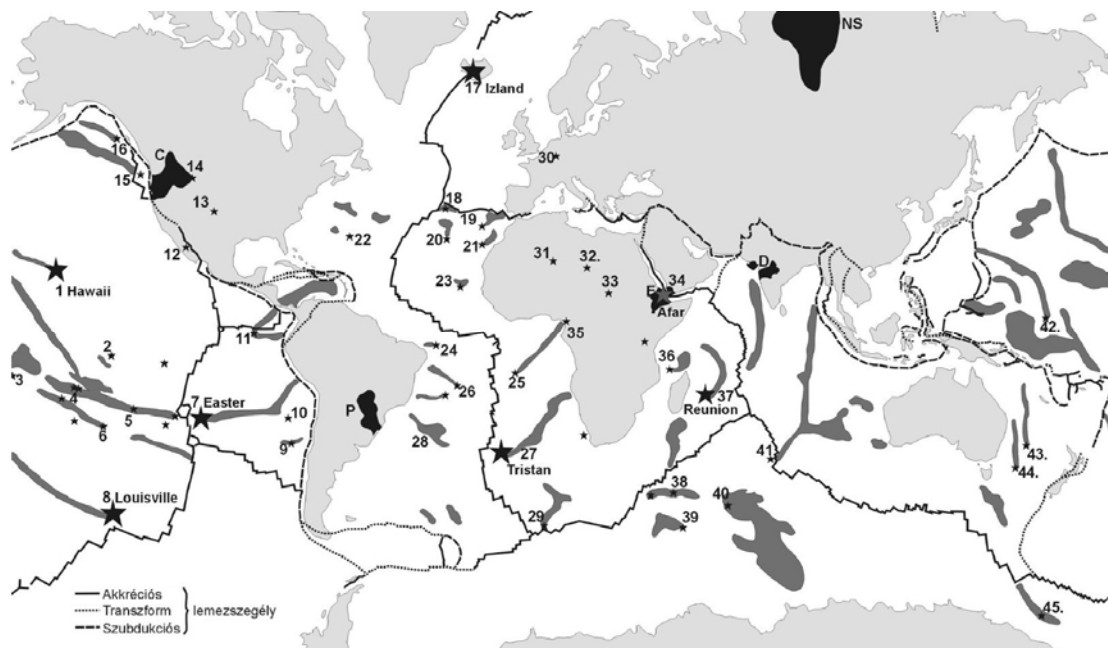
5. ábra. A Föld klasszikus gömbhéjas felépítése

Ma már a földtudományokkal foglalkozó szakemberek között egyre inkább elfogadott vélemény, hogy a Föld felső néhány száz kilométer vastag részére (a litoszférára és az asztenoszférára) korlátozódónak vélt lemeztektonikai folyamatokat a teljes köpenyben végbemenő anyagáramlásokkal kell összekapcsolni. Már a lemeztektonika kialakulása óta ismert, hogy az óceáni hátságok területén képződő új kéreganyag a földköpenyből jut a felszínre, de röviddel a lemeztektonika elméletének kialakulását követően már az 1970-es évek elején felmerült az óceáni hátságoktól független köpeny-feláramlások gondolata is, amely szerint a környezetüknél magasabb hőmérsékletű, a legalsó köpenyből feláramló köpenyoszlopok jönnek létre, amelyek kialakítják az óceánfenéken (esetenként kontinenseken) kialakuló vulkáni kúpokot és a nagyterjedésű bazaltplatókat (6. ábra).

Bizonyos elképzelések szerint a köpenyoszlopok működéséhez kapcsolható a lemeztektonikai mozgások hajtómechanizmusa is, és a bonyolult geometriájú hátság-tengelyekhez nem aktív köpenyfeláramlás kapcsolódik, hanem a szétszakadó központi hasadékvölgy mentén az asztenoszféra anyaga passzív módon emelkedik fel, a nyomás csökkenésével megolvad és tölti ki a hasadékokat. Az óceáni hátságoknál képződött bazaltok (MORB) és a forró pontokhoz kapcsolódó óceáni szigetek bazaltkúpjai (OIB) között fennálló egyértelmű geokémiai különbségeket a köpeny sekély ill. mélyzónájából való passzív és aktív eredet magyarázhatja.

Mivel a szeizmikus tomográfia algoritmusai egyre finomodnak, az adatok mennyisége nő, minőségük pedig javul, ezért ma már sok megbízható és jó térbeli fel-

bontású sebességanomália-kép áll rendelkezésre a teljes földképenről, így egyre pontosabb részletek válnak ismertté a köpenyáramokról.

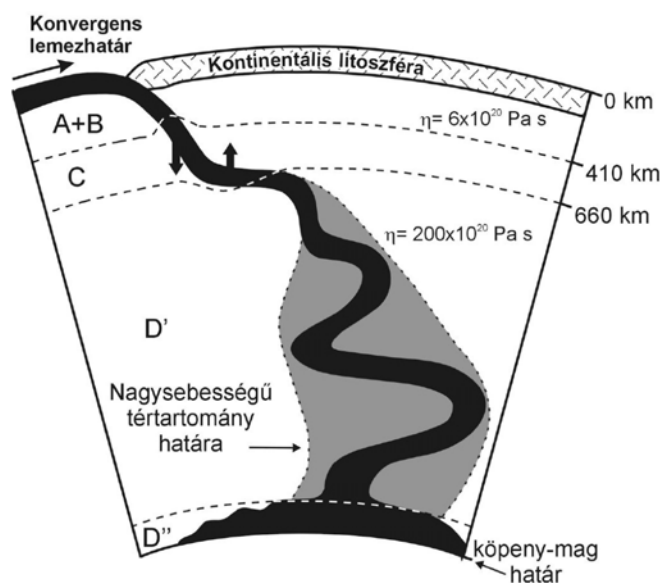


6. ábra. A forró foltok (csillagok) valamint a kapcsolódó vulkáni kúpok-szigetsorok (sötét-szürke sávok) és a nagy bazalt platók (fekete foltok) (Horváth F: Magyar Tudomány, 2006/8. szerint), feltüntetve a hátságok és a szubdukciós zónák helyzetét is. Nagy csillag az elsődleges köpenyoszlophoz tartozó forró foltokat jelöli. A számozott forró foltok, vulkán sorok vagy bazalt platók neve a következő: 1=HAWAII, 2=Marquises, 3=Phoenix, 4=Tahiti, 5=Pitcairn, 6=Macdonald, 7=HÚSVÉT, 8=LOUISVILLE, 9=Juan Fernández, 10=San Félix, 11=Galápagos, 12=Guadalupe, 13=Raton, 14=Yellowstone, 15=Cobb, 16=Bowie, 17=IZLAND, 18=Azori, 19=Madeira, 20=New England, 21=Kanári, 22=Bermuda, 23=Zöldfoki, 24=Fernando, 25=Szent Ilona, 26=Trinidad, 27=TRISTAN, 28=Rio Grande, 29=Meteor, 30=Eifel, 31=Hoggar, 32=Tibesti, 33=Darfur, 34=AFAR, 35=Kamerun, 36=Comore, 37=RÉUNION, 38=Marion, 39=Conrad, 40=Kerguélen, 41=St. Paul, 42=Java-Ontong, 43=Lord Howe, 44=Tasmán, 45=Balleny. Nagy betűk az elsődleges forrópontokat jelölik. Nagy kontinentális bazaltplatók: C=Columbia-folyó, P=Parana, E=Etiópia, D=Dekkán, NS=Nyugat-Szibéria.

A lemeztectonika alapelvének megfelelően az óceáni hátságoknál szimmetrikusan képződő litoszférolemez anyaga a kontinensekkel ütközve azok alá tolódva a szubdukciós zónák mentén visszajut a földképeny anyagába. Amennyiben az alátolódo lemez idősebb 30 millió évesnél és már megfelelően áthúlt, akkor a sűrűsége nagyobb, mint az asztenoszféra sűrűsége, ezért az alábukásánál nem felhajtó, hanem húzóerő hat rá. Ez az idősebb óceáni lemezekre ható ún. *árok húzás*, amely esetében az alábukás olyan könnyen történik, hogy a meghajlott lemez *hátragördül*, azaz a szubdukciós zóna óceán irányában hátrafelé mozog. Ezekben a helyeken alakulnak ki az extenziós eredetű ívközi medencék - elsősorban a Csendes-óceán nyugati részén. Ezzel szemben pl. a Csendes-óceán keleti szegélyén, Közép- és Dél-Amerika partjainál az alátolódo litoszférolemez fiatal, ezért a magasabb hőmérséklete miatt a sűrűsége kisebb és nem elég nehéz ahhoz, hogy hátragördüljön. Ennek következtében itt nem szigetívek képződnek, a vulkáni ív mögötti területeken erős kompresszió tapasztalható (Horváth F: Magyar Tudomány, 2006/8.).

Korábbi lemeztektonikai felfogás szerint az alátolódó litoszféra lemezek az asztenoszférában átmelegedve asszimilálódnak „beolvadnak” az asztenoszféra anyagába. Erre utalnak a szigetivek alá benyúló Benioff-zónák, és az a tény, hogy 700 km mélység alatt nem pattannak ki földrengések. Ilyen módon a szeizmikus események alapján követhetően az alátolódó litoszféra-nyelvek hossza legfeljebb 700-800 km. Ez viszont komoly geometriai problémát vet fel, hiszen pl. egy 5-10 cm/év sebességgel alátolódó lemez frontja 40-80 millió év alatt el kellene, hogy érje a köpeny-mag határt. Az asztenoszférához történő termikus asszimilálódás „beolvadás” nem oldja meg az alátolódó lemez hosszúságának problémáját, mert számítások szerint a hideg és igen rossz hővezető-képességű litoszféra hővezetéssel való teljes felmelegedése nagyon lassú, legalább 150-200 millió éves folyamat. A megoldást a szeizmikus tomográfia adja meg, ami szerint az alátolódó litoszféralemezek részben a 660 km mélységű fázishatáron elterülnek, részben más helyeken áttörve ezt a fázishatárt az alsó köpenyben találhatók meg.

Valójában az történik, hogy a lemezek ütközése esetén a hideg óceáni litoszféralemez a kontinentális litoszféra alá bukik, mert sűrűsége nagyobb, mint az asztenoszféra sűrűségénél. Az 5. ábrán látható 410 km-es köpenybeli fázishatárt megközelítve a hidegebb óceáni litoszférában a nagyobb nyomás hatására megindul a kőzetekben lévő olivin→spinel fázisátmenet, ami részben hőtermelő (exoterm) folyamat részben 7-8 % sűrűsénövekedéssel jár. Emiatt a fázishatár felboltozódik, a 7. ábrán látható magasabban kialakuló többlétsűrűség nagyobb húzóerőt jelent, az alátolódást segítve.



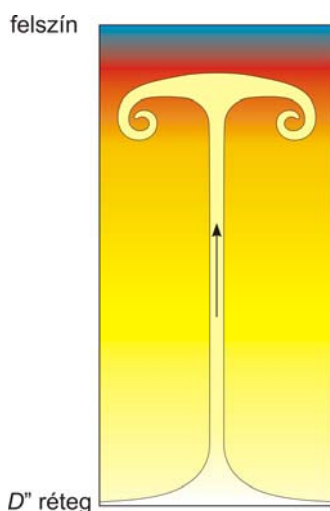
7. ábra. Az alábukó óceáni litoszféralemez elvi geometriája a felszíntől a maghatárig.

Összességében tehát a 410 km-es fázishatár *könnyedén átjárható* az alátolódó litoszféralemez számára. Éppen ellenkező a helyzet a 660 km-es mélységben lévő fázisátmenetnél, ahol a spinel→perovszkit átalakulás következik be. Ez hőelnyelő (endoterm) reakció, amely közel 10 % sűrűsénövekedéssel jár. Ezért a lemezben és környezetében a határfelület lejjebb húzódik, így a lemez itt egy ideig kisebb sűrűségű marad a környezeténél. Ez felhajtóerőt hoz létre, ami *gátolja* a 660 km-es fázishatáron való átjutást. Mivel a felszínről az alátolódás folytatódik, az alátolódó lemez a fázishatáron terül el. Nagyobb alátolódási sebesség-, és különösen a lemez hátragördülése esetén a vízszintesen elterülő lemez hossza igen nagy lehet. Amikor a fázisátmenet teljesen végbement, nincs már akadálya annak, hogy az alátolódó lemez behatoljon az



alsóköpenybe, és a környezetéhez képest még mindig kisebb hőmérséklete miatt tovább süllyedjen. Ha a hátragördülés mértéke kicsi, vagy a lemez nem annyira hideg, akkor a 660 km-es fázisátmenetnél való megakadás rövidebb idejű, és nem hoz létre jelentős hosszúságú elfekvő szakaszt az alátolódó lemezben. Az alsóköpeny 30-35-ször nagyobb viszkozitása miatt azonban itt a süllyedés sebessége sokkal kisebb, ezért a 7. ábrán érzékeltetett módon a lemez *feltorlódik*, ami helyenként jól követhető a tomografikus felvételeken. Az alábukó litoszféralemezek *végállomása* a maghatáron lévő *D''* réteg, a "litoszféra-temető" (Horváth F: Magyar Tudomány, 2006/8.).

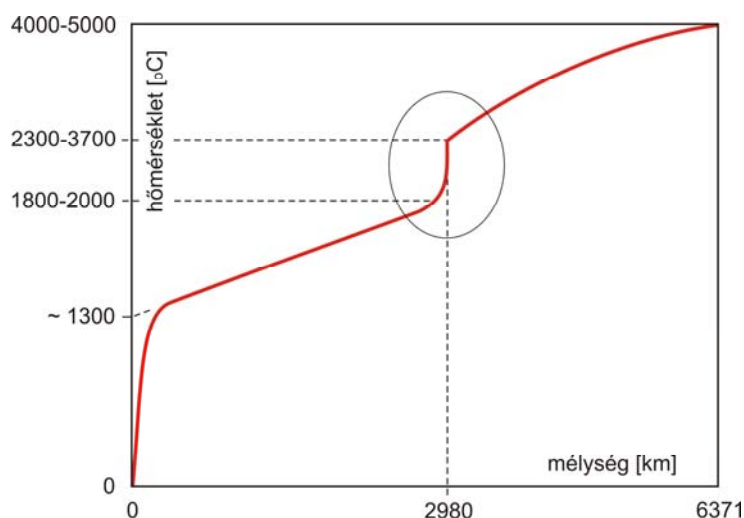
Egyszerű geometriai szemlélet alapján is nyilvánvaló, hogy ha a Föld és az egyes gömbhéjak térfogata időben nem változik számottevően, akkor a szubdukció során lejutott anyagmennyiséggel közel egyenlő mennyiségű anyagnak a felszín felé vissza kell áramlani. A feláramlásokat közvetlen megfigyelések híján modellkísérletekkel tanulmányozhatjuk. A modellszámítási eredmények alapján egy magas hőmérsékletű alsó határfelületről a kis hőmérsékletű felső határfelület irányába emelkedő köpenyoszlop a 8. ábrán látható gomba alakot vesz fel, az idő múlásával egyre vékonyodó, átlagosan kb. 200-400 km átmérőjű szára és vízszintesen kiterjedő, spirálisan visszahajló peremű *feje* lesz. Amikor az akár 1000 km átmérőjű fej eléri a litoszférát, megemeli, majd áttörve azt létrehozza a nagy, főleg óceánfenéki bazaltplatókat. Később a köpenyoszlop feje után a szára is eléri a litoszféra alját, és a felette vízszintes irányban elmozduló litoszférán idézi elő a növekvő korú vulkáni kúpok sorozatát.



8. ábra. Felemelkedő köpenyáramlás.

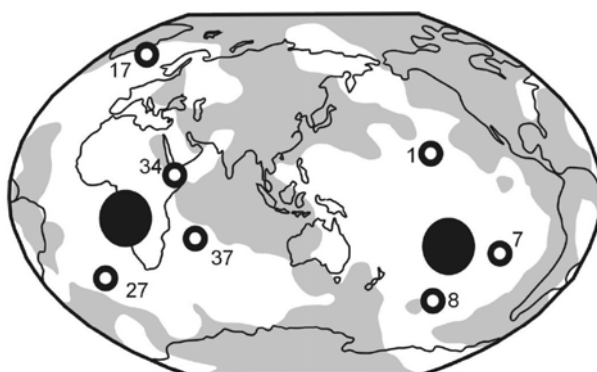
A 9. ábrán a köpenyáramok szempontjából fontos hőmérséklet–mélység függvényt láthatjuk. A felemelkedő köpenyoszlopban és a lesüllyedő litoszférában a gradiens adiabatikus (olyan változás, amelyben nincsen hőátadás), a hőmérséklet a lesüllyedő litoszférában kisebb, a felemelkedő köpenyoszlopban pedig nagyobb mint az átlagos köpenyre vonatkozó érték, és ez adja a mozgáshoz szükséges húzó- illetve felhajtóerőt. A köpeny tetején lévő litoszféra és az alján lévő *D''* réteg nagy hőmérsékleti gradiensű tartományok, *termikus határrétegek*. A felsőn keresztül hűl, az alsón keresztül pedig fűtődik a köpeny. Érdekes módon a szeizmikus tomográfia eredményei nem mutatják a forró foltok alatt az elmélettől elvárt, a maghatártól a felszínig nyúló oszlopszerűen csökkent sebességű anomáliákat, ehelyett két, közel 10 ezer km kiterjedésű, a maghatáron ülő és a teljes köpenyen átnyúló csökkent sebességű anomáliát rajzolnak ki Dél-Afrika és a Csendes-óceán déli medencéje alatt. Ennek magyarázatában a szakemberek között ma még nincs egyetértés, mint abban sem, hogy pontosan

melyik köpenytartományokból erednek a köpenyoszlopok. A folyamatban a köpenyben lévő feltételezhetően inhomogén eloszlású radioaktív anyagok hőtermelésének is jelentős szerepe lehet, ez jelenleg nem áll a kutatások frontvonalában.



9. ábra • Sematikus hőmérséklet–mélység függvény (a megjelölt rész még bizonyításra vár)

Az elképzelések szerint az alsó termikus határrétegből két típusú feláramlás indul el. Az *elsődleges köpenyoszlopok* a D” rétegből indulva közvetlenül érik el a felszínt, a *másodlagos köpenyoszlopok* a földtest két szemben lévő területén, Afrika délnyugati részén és a Csendes-óceán déli medencéjének központi része alatt található két szuperfelboltozódáshoz kapcsolódnak. A szeizmikus tomográfia szerint ez a két szuperfelboltozódás óriásgomba módjára ellaposodik a 660 km-es fázishatár alatt, mivel az itt lévő fázismenet gátolja a “nagygomba” további emelkedését. Ebből emelkednek ki vékony másodlagos köpenyoszlopok, amelyek több helyen átolvasztják a litoszférát és elérik a felszínt. Az elsődleges feláramlások elsősorban a szuperfelboltozódások pereme körül, de attól határozottan elkülönülve jönnek létre. Ezek tér- és időbeli helyzete meglehetősen stabil, csak a felsőköpeny-áramlások téríthetik el kissé mértékben őket. A 10. ábrán az afrikai és a dél-pacifikus szuperfelboltozódások (nagy fekete körök), valamint elsődleges forró foltok (kis körök) elhelyezkedése látható a 2850 km mélységre vonatkozó S hullámtomográfias térképen.

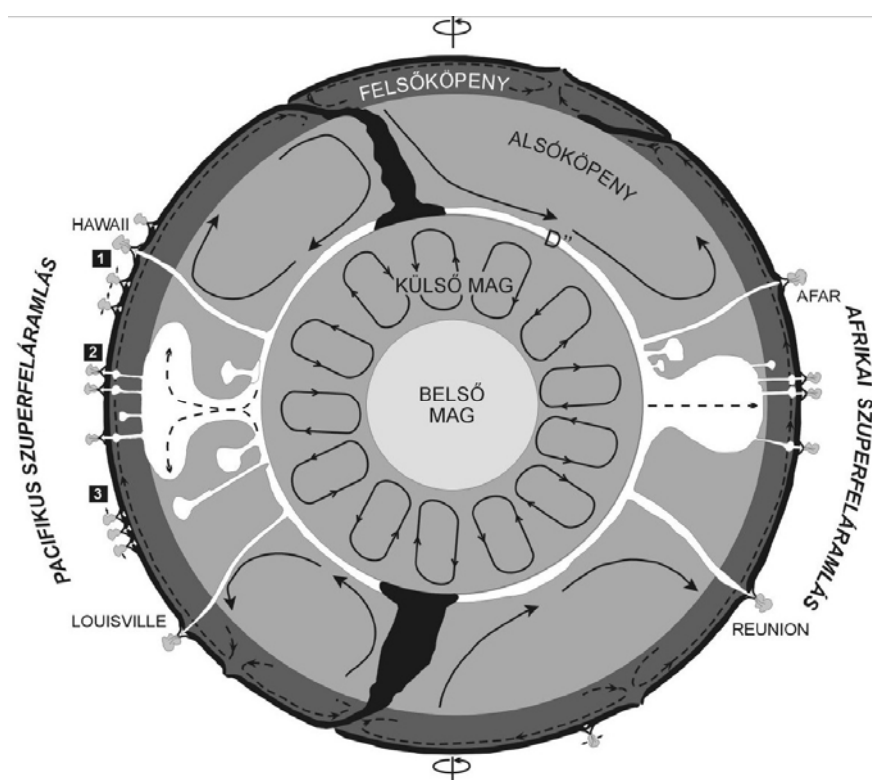


10. ábra . Szuperfelboltozódások és elsődleges forró foltok elhelyezkedése a 2850 km mélységre vonatkozó S hullámtomográfias térképen.

Az ábrán szürke tartományok jelzik a hideg területeket, míg a melegebb régiók fehérek. A szuperfelboltozódások a melegebb régiók közepén találhatóak, az elsődle-

ges forró foltok ezek körül elkülönülten helyezkednek el. A forró foltok melletti számok megegyeznek a 6. ábrán látható számozással. Harmadlagos forró foltok is léteznek, ezek egészen sekély forrásúak, valószínűleg litoszféra-repedések mentén törnek fel. Az óceáni hátságok és más litoszféra-repedések mentén nagy valószínűséggel csak passzív a felsőkőpeny anyagának felemelkedése.

Az itt vázolt globális geodinamikai kép logikai hidat képez a felszíni lemeztektónikai események, és a földköpeny szerkezete és a benne lévő áramlási rendszerek között. Eddig függetlennek vélt jelenségek, mint pl. a lemezek globális átrendeződése és a földi mágneses tér stabilitása között is találhatunk összefüggéseket. Fontos annak felismerése, hogy a hőenergia eloszlása és időbeli alakulása függvényében a mai lemeztektónikai kép a geológiai időskálán jelentősen változik. Az általánosított földmodellt (Horváth F. kifejezésével élve: a “földmotor” működését) a 11. ábrán láthatjuk összefoglalva.



11. ábra • A Föld keresztmetszete az új globális geodinamikai modell szerint. A forró foltok mellett szereplő számok az első-, másod- és harmadrendű köpenyoszlopokat mutatják.

A korszerű földfelszíni és kozmikus geodéziai mérések ma már lehetővé teszik a földi nehézségi erőter, az erőter potenciálja szintfelületeinek – így elsősorban a geoidnak – a teljes földre vonatkozó meglehetősen pontos meghatározását. A geoid térbeli helyzetét jellemző mennyiségek a Föld egészére vonatkozó geofizikai információink közül az egyik legpontosabb adatrendszer képezik. Fontos alátámasztása lehetne a szeizmikus tomográfia és a köpenyáramok legújabb eredményeinek, ha az ezeknek megfelelő sűrűségmodellek felvételével előállíthatók lennének az ismert fő geoidanomáliák.

A földi nehézségi erőter potenciálfüggvényét – és így a globális geoidképet is – a Föld inhomogén sűrűségeloszlása alakítja ki. Amikor tehát a globális geoidkép fizi-

kai háttérére vagyunk kíváncsiak, a Föld inhomogén sűrűségeloszlását jellemző  $\vartheta(x, y, z)$  háromdimenziós sűrűségfüggvényt kell meghatároznunk a  $W(r, \Theta, \lambda)$  potenciáltér (vagy a geoidformák) ismerete alapján. Ez viszont nem más, mint az ún. geofizikai inverzfeladat, aminek sajnos nincs egyértelmű matematikai megoldása.

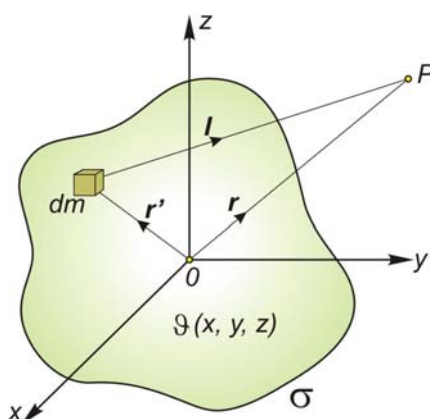
Egy lehetséges megoldás szerint első lépésben a rendelkezésre álló valamennyi ismert sűrűségeloszlás (felszíni látható tömegek, az izosztatikus kiegyenlítődési folyamatban résztvevő tömegek, a lemeztektonikai modelleknek megfelelő sűrűség-inhomogenitások, stb.) figyelembevételével olyan modell potenciálfüggvényét – illetve a neki megfelelő geoidot – határozzuk meg, amely csak az általunk már ismert sűrűség-inhomogenitások hatását tükrözi. A második lépésben ezeket az így számított geoidundulációkat a valódi geoidképből levonva várhatóan olyan egyszerűbb geoidképet kapunk, amely már csak a Föld nagyobb mélységeiben lévő ismeretlen sűrűség-inhomogenitások globális hatásait tartalmazza. Ezt követően kerülhet sor ezeknek a „maradék”, vagyis a még ismeretlen geoid-anomáliáknak az értelmezésére. Ehhez figyelembe kell venni az összes rendelkezésre álló geofizikai (szeizmikus, földmágneses, geotermikus, stb.) információt, és az ezek alapján felállított földmodellekre meg kell határozni a geoidformákat. Az így felállított földmodellek közül nyilvánvalóan azt fogadjhatjuk el, amelynek a sűrűségeloszlása az előbb említett „maradék” geoidképet szolgáltatja.

A felszíni ismert tömegeloszlás hatásának meghatározásához először röviden tekintjük át a számítási eljárás gondolatmenetét.

Tetszőleges  $\sigma$  tartománybeli  $\vartheta(x, y, z)$  sűrűségeloszlású test tömegvonzási potenciálját valamely külső  $P$  pontban a 12. ábrán látható jelöléseknek megfelelően a

$$V_P = k \int_{\sigma} \frac{dm}{l} = k \iiint_{\sigma} \frac{\vartheta(x, y, z) dx dy dz}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}} \quad (1)$$

integrállal számíthatjuk ki, ahol  $k$  a Newton-féle tömegvonzási állandó.



12. ábra. Jelölések tetszőleges test tömegvonzási potenciáljának számításához

Esetünkben, amikor a topográfiai és az izosztatikus tömegek hatását kívánjuk meghatározni, a  $\sigma$  tartomány a fizikai földfelszín által határolt térrész, a sűrűségeloszlás pedig a 13. ábrán szemléltetett modell tömegeloszlásának megfelelő lesz. Ez olyan

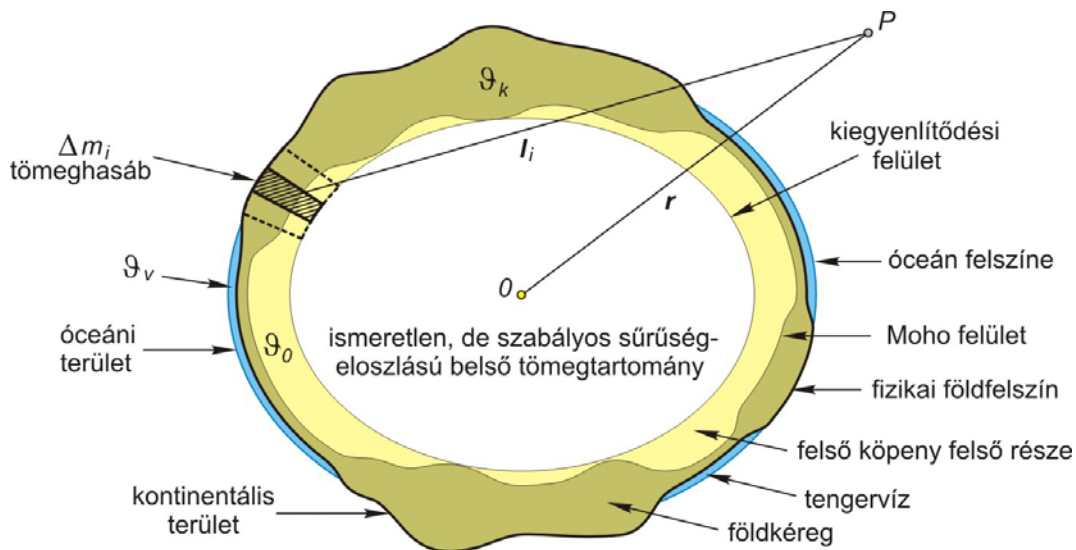
munkamodell, amelyben a Föld teljes tömegét két részre: az egyelőre ismeretlen inhomogén de szabályos sűrűségeloszlású belső tömegrészre és az ismert inhomogén sűrűségeloszlású külső tömegrészre osztottuk úgy, hogy az össztömeg megegyezzen a Föld valódi tömegével, alakja pedig megegyezzen a Föld tényleges alakjával. Az integráláshoz szükséges tömegelemeket a 13. és a 14. ábrán látható tömeghasábok formájában úgy alakítottuk ki, hogy az egyes hasábok a kiegyenlítődési felület és a fizikai földfelszín közé essenek, oldalsó irányban pedig a megfelelő meridiánsíkok és rájuk merőleges függőleges síkok határolják. Az egyes tömeghasábok  $\Delta m_i$  tömege az adott topográfiai viszonyoktól függően több különböző sűrűségű tömegrészről állhat a 14. ábrán szemléltetett izosztatikus modellnek megfelelően. Mivel az  $i$ -ik  $\Delta m_i$  tömegű hasáb  $P$  pontbeli tömegegységre vonatkozó tömegvonzási potenciáljának értéke

$$\Delta V_i = k \frac{\Delta m_i}{l_i} \quad (2)$$

ahol ( $l_i$  a 13. ábrán látható távolság a  $\Delta m_i$  tömeghasáb súlypontja és a kérdéses  $P$  pont között), így a  $P$  pontban a teljes tömegvonzási potenciál az (1) integrál numerikus közelítésével:

$$V_P = V_B + \sum \Delta V_i = V_B + k \sum \frac{\Delta m_i}{l_i} \quad (3)$$

ahol  $V_B$  a belső, ismeretlen, de egyelőre szabályosnak feltételezett sűrűségeloszlású tömegrész potenciálja.

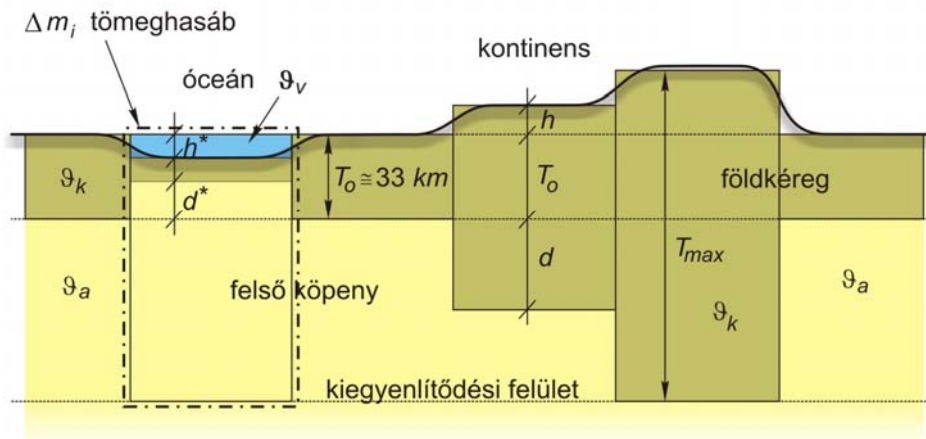


13. ábra. Modell a topográfiai és az izosztatikus tömegek potenciáljának számításához

Mivel az undulációk számításához végeredményben nem a  $V_P$  potenciálra, hanem a

$$T_P = V_P - U_P^* \quad (4)$$

potenciálzavarra van szükségünk, ezért a (3) összefüggéssel számítható  $V_p$  tömegvonzási potenciálból ki kell vonnunk az  $U_p$  normálpotenciál tömegvonzási részének  $U_p^*$  értékét. Az  $U$  normálpotenciál megválasztásáról még hamarosan szót ejtünk, és megjegyezzük, hogy az eddigiekben azért csak a tömegvonzási potenciállal foglalkoztunk, mert a  $V_F$  forgási centrifugális potenciál a  $T_p = W_p - U_p$  különbség képzésekor úgylis kiesik, mivel  $W_p = V_p + V_F$ ,  $U_p = U_p^* + U_F$  és  $V_F = U_F$ .

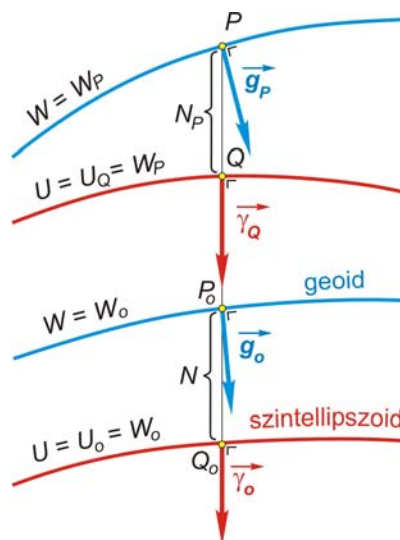


14. ábra. Az Airy Heiskanen fële izosztikus modell

Végül a  $T_p$  potenciálzavar ismeretében a *Bruns-féle* összefüggés egyszerűsített alakjának alkalmazásával tudjuk meghatározni a modellünknek megfelelő valódi és normál szintfelületek  $N_p$  távolságát. A 15. ábra jelöléseivel

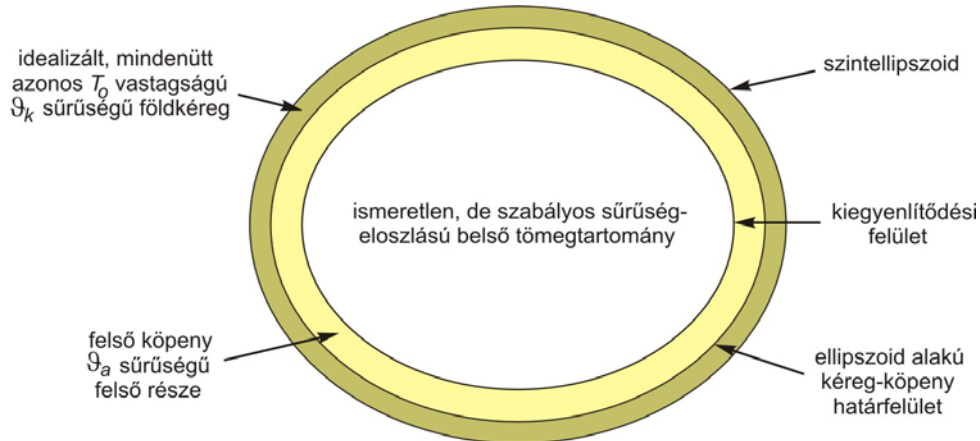
$$N_p = \frac{T}{\gamma_Q} \quad (5)$$

ahol  $\gamma_Q$  a normál nehézségi gyorsulás értéke. Amennyiben a P pont a geoidon helyezkedik el, akkor az (5) összefüggéssel a geoid-ellipszoid  $N = T_0/\gamma_0$  távolsága, a geoidunduláció számítható.



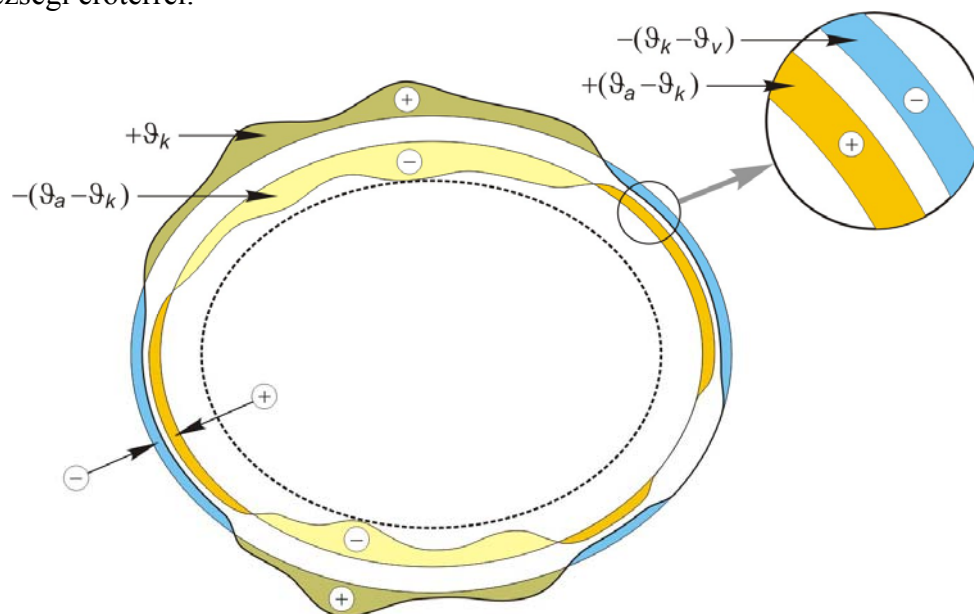
15. ábra. A valódi és a normál szintfelületek távolsága

Első kísérleti számításainkat a (4) potenciálzavarnak a (3) összefüggésen keresztül történő előállításával végeztük. Az így számított geoidundulációk azonban nem elégtették ki az elvárt pontosságot, ezért a továbbiakban a  $T_p$  potenciálzavart a (3) és a (4) szerinti előállítás helyett inkább gömbfüggvény-sorbafejtéssel határoztuk meg. Ennek az a lényege, hogy először – a következőkben részletesen leírt módon – meghatározzuk a felszíni tömeg-rendellenességeknek megfelelő gömbfüggvénysor-együtthatókat, majd ezen együtthatók felhasználásával írjuk fel a potenciálzavar függvényét, és határozzuk meg a keresett geoidundulációkat.

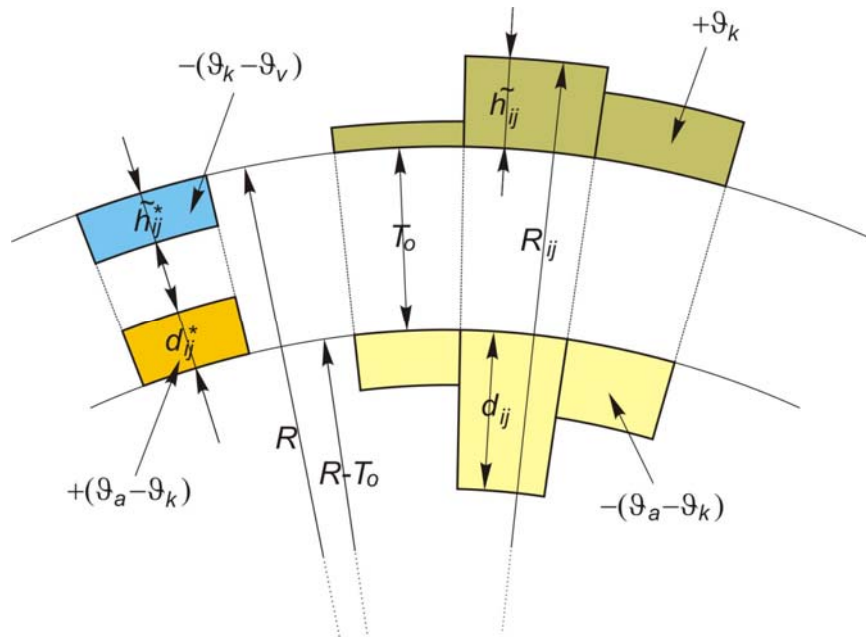


16. ábra. Modell a normál nehézségi erőter felvételéhez

Ebben az esetben a belső tömegeloszlásról azt feltételezzük, hogy ez a belső tömeg a 16. ábrán látható módon az idealizált  $T_0$  vastagságú és homogén  $\vartheta_k$  sűrűségű földkéreggel, valamint a földkéreg alsó része és az izosztikus kiegyenlítődési felület közötti  $\vartheta_a$  sűrűségű köpenyréteggel együtt létrehozza azt a normál nehézségi erőteret, amely pontosan megegyezik a szintellipsoid elméletével felvett nemzetközi normál nehézségi erőterrel.



17. ábra. Modell a potenciálzavar számításához



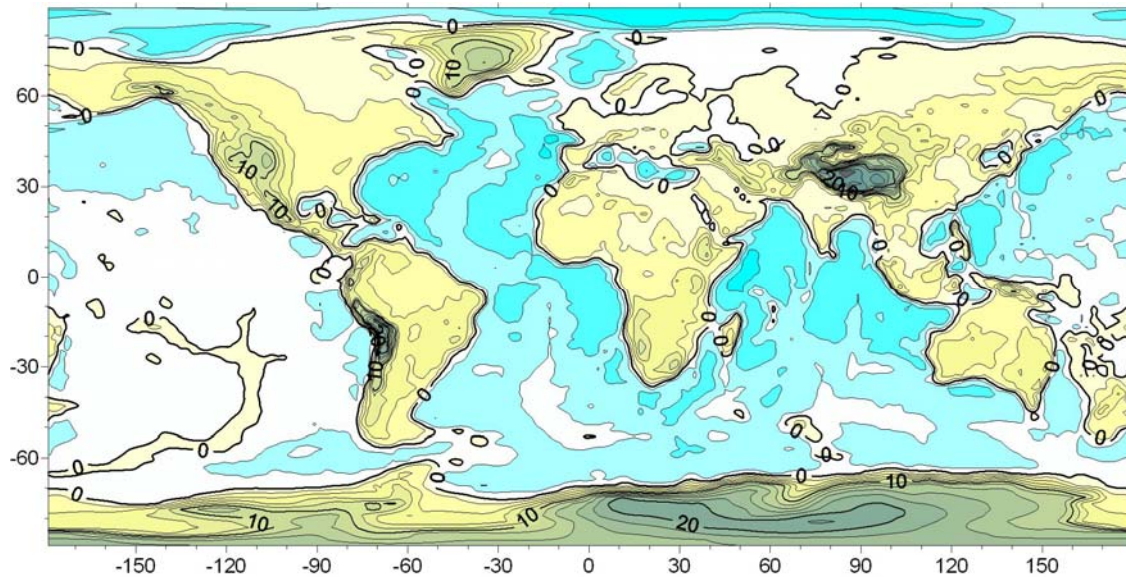
18. ábra. Jetölések a potenciálzavar számításához

A modellünk tömegvonzási potenciáljának számítását két részre osztjuk. A fő rész tartalmazza a forgási és egyenlítői szimmetriás erőteret létrehozó szabályos, de ismeretlen sűrűségeloszlású belső részt, továbbá az e fölött elhelyezkedő egyenletes vastagságú  $\vartheta_a$  homogén sűrűségű köpenyrészt és a  $T_0$  vastagságú  $\vartheta_k$  homogén sűrűségű kéreganyagot. Ennek a testnek a külső határoló felülete – feltevésünk szerint – a nemzetközi normál nehézségi erőtérenk a geoid potenciálértékével megegyező  $U_0$  normál potenciálértékű, ellipszoid alakú szintfelülete, szintellipszoidja. Így ennek a fő résznek a potenciálját a nemzetközi normál nehézségi erőter potenciáljaként, ennek ismert összefüggéseiből számíthatjuk.

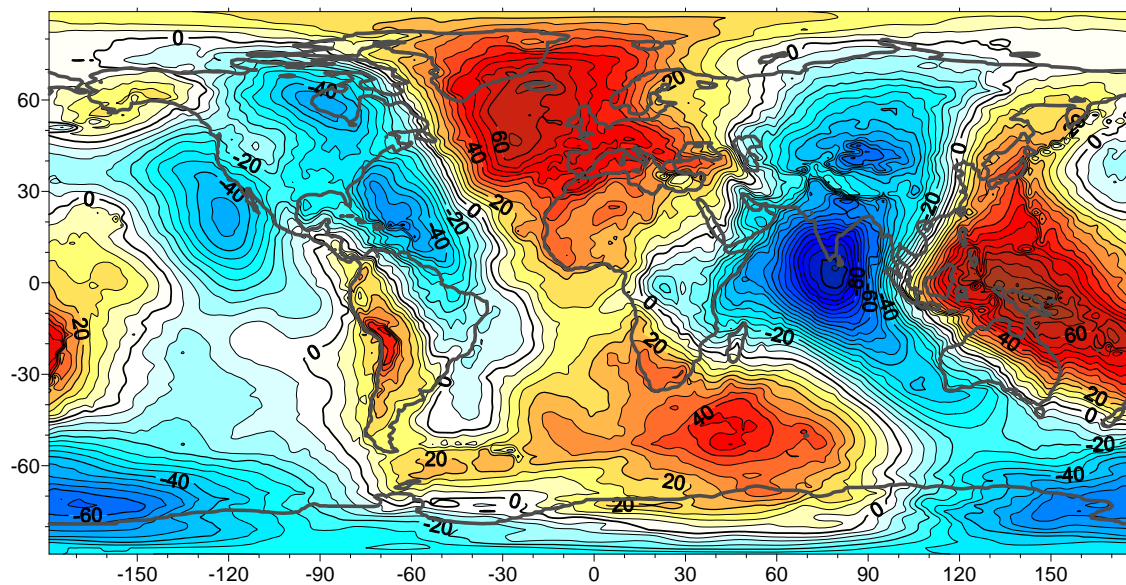
Ehhez a fő részhez adódik hozzá a 17. ábrán szemléltetett módon a sokkal kisebb szabálytalan rész, amelyet a földkéreg - levegő (illetve óceán) és a földkéreg - földköpeny határfelületek szabálytalan alakja okoz. Ennek – és egyelőre csak ennek – a kis szabálytalan résznek a potenciálját számítjuk ki a 18. ábrán bemutatott és a következő 2. pontban megindokolt gömbi közelítéssel.

Az eddigiekben ismertetett elv alapján a *Bruns*-féle elv segítségével értelmezett geoidmagasságaink így a nemzetközi normál nehézségi erőtérenk a geoid valódi potenciálértékével megegyező  $U_0$  potenciálú, ellipszoid alakú szintfelületére, a nemzetközi vonatozási ellipszoidra vonatkoznak úgy, hogy a 13. ábrán bemutatott modellünk belső tömegeinek eloszlása egyelőre ismeretlen marad. Ha ezt a modellt, amelynek potenciálját gömbfüggvénysor alakban számítani akarjuk, az előzőeknek megfelelően vesszük fel, akkor erre a modellre a *Bruns*-elv segítségével számított geoidmagasságokat elvi probléma nélkül levonhatjuk a teljes geoidképből, mivel ugyanarra a normál nehézségi erőterre és alapfelületre vonatkoznak. Végeredményül a valódi teljes geoidképből történő kivonás után kapott geoidmagasságok olyan test geoidformáit fogják szolgáltatni, mely belül a Föld eddig ismeretlen elosztású belső tömegeit tartalmazza, a külső része pedig az *Airy-Heiskanen*-féle izosztatikus ki egyenlítődesben részt nem vevő tömegek hatásait tükrözi.

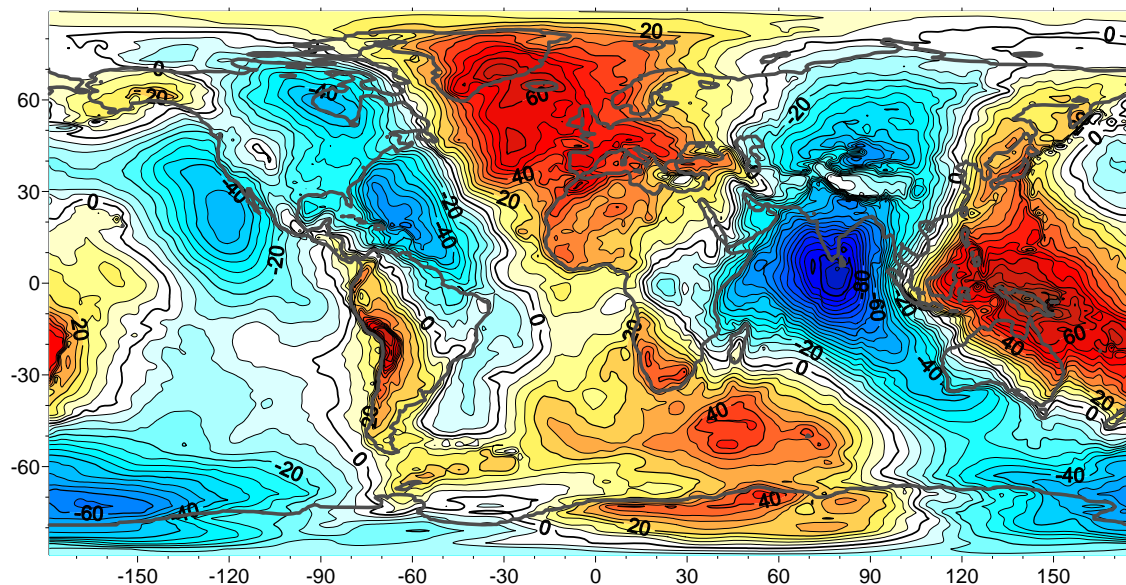




19. ábra. A topografikus és az izosztikus tömegeknek megfelelő geoidkép



20. ábra. Az EGM2008 geoidkép



21. ábra. Az EGM2008 és a 19. ábrán látható számított geoidkép különbsége

A topografikus és az izosztatikus tömegek hatását figyelembe vevő eddigiekben vázolt megoldási eljárással, a potenciálzavar gömbfüggvényysorának meghatározásán keresztül előállított geoidkép a *19. ábrán* látható. A felszíni topográfia jellegétől függően legfeljebb  $\pm 10 \div 30 m$  nagyságrendű geoidundulációk adódnak.

A *19. ábrán* látható geoidmagasságokat kell levonni a *20. ábrán* látható EGM2008 globális geoidmodellből annak reményében, hogy a maradék geoidanomáliák eloszlása egyszerűbb és könnyebben értelmezhető lesz. Sajnos a *21. ábrán* látható, hogy a maradék geoidkép nem lett egyszerűbb, könnyebben értelmezhető. Láthatóan a nagy geoidanomáliák forrását képező sűrűség-inhomogenitásokat nagyobb mélységben kell keresnünk, és mind a földkéregben mind nagyobb mélységekben az oldalirányú sűrűség-inhomogenitások hatását is figyelembe kell venni. Fontos feladat a szeizmikus tomográfia és a köpenyáramok legújabb eredményeinek megfelelő sűrűségmodellek felvételével meghatározni, hogy milyen kapcsolat található ezek és a geoidanomáliák között.