

# KORONAFŰTÉS ÉS MÁGNESES HULLÁMOK: MIÉRT FORRÓ A NAP LÉGKÖRE?

Zsámberger Noémi Kinga,<sup>1,2,3</sup> Erdélyi Róbert<sup>2,3,4</sup>

<sup>1</sup>Fizikai Tudományok Doktori Iskola, Debreceni Egyetem

<sup>2</sup>Magyar Napfizikai Alapítvány (<http://hspf.eu>)

<sup>3</sup>Solar Physics and Space Plasma Research Centre, University of Sheffield

<sup>4</sup>Csillagászati Tanszék, Eötvös Loránd Tudományegyetem

Napunk légkörének legkülső rétegében, a teljes napfogyatkozások idején előbukkanó napkoronában a hőmérséklet jóval meghaladja az energiát szolgáltató csillagmaghoz több ezer kilométerrel közelebb eső napfelszín (fotoszféra) körülbelül 5700 kelvin hőmérsékletét. Erre a különös jelenségre próbálnak magyarázatot adni a naplégkör fűtésének hidrodinamikai, illetve mágneses fűtési modelljei. Az utóbbiak egy családját a magnetohidrodinamikai hullámok terjedése és disszipációja alkotja, amelyek vizsgálata egyben diagnosztikai információt is szolgáltat a csillagunk légkörének változatos képződményeiben uralkodó fizikai körülményekről. Mindkét kutatási terület alapvető fontossággal bír az Univerzum többi részének megismerésében, hiszen mindazt, amit Napunkat tanulmányozva felfedezünk, bizonyos mértékben általánosítani lehet a többi (hasonló) csillagra.

## A napkutatás nyitott kérdései

Csillagunk légköre több rétegre osztható, és egyben változatos a finomszerkezete. A legelső réteg a fotoszféra, ahonnan a látható fény döntő többségét észleljük, és ahol a hőmérséklet mintegy 6000 K – ami már-már kellemes érték a magasabban elhelyezkedő koronához képest, ahol akár 1-2 millió kelvin hőmérséklet is előfordulhat. Ha Napunkat egy egyszerű gyertyához hasonlítjuk, akkor meg kell állapítanunk, hogy a fényes kozmikus gyertyalángot körülölelve derengő korona – noha távolabb esik a központi hőforrástól – sokkal forróbb magánál a lángnál.

E „szabálytalan” rétegződés veti fel a naplégkör és -korona fűtésének máig vitatott kérdéseit. Számos

magyarázat született már arra, milyen folyamat tartja fenn a napkorona több millió fokos hőmérsékletét, illetve mi hajtja és gyorsítja a napszelet, azaz a napkoronát elhagyó töltött részecskék 300–2000 km/s sebességű áramát. A különböző fűtési mechanizmusokat leíró elméletek közös pontja, hogy a választ a naplégkör plazmáját átjáró mágneses terek jelenléte vezetik vissza. A magyarázatok egyik csoportja a mágneses erővonalak átrendeződésének és összekapcsolódásának (*reconnection*, *átkötődés*) folyamatában látja a koronafűtéshez és a részecskegyorsításhoz szükséges energia forrását. Az elméletek másik típusa pedig a naplégkörben terjedő magnetohidrodinamikai (MHD) hullámokat és oszcillációkat tekinti a kérdéses energia szállítóinak. Napjainkban egyre inkább úgy tűnik, nem egyetlen, globális mechanizmus tartja fenn a koronában uralkodó extrém magas hőmérsékletet, hanem számos, különböző, lokális jelenség szolgáltat hozzá energiát különféle mechanizmusok által [1].

Az MHD hullámokat – a naplégkörbeli energia-szállításban játszott szerepükön túl – azért is érdemes mind elméleti, mind megfigyelési oldalról tanulmányozni, mert információval szolgálnak a hullámokat vezető közegről. Ezt az információt a szoláris magnetoszeizmológia (*solar magneto-seismology*, *SMS*), magyar rövidítéssel SZMSZ, új és erősen terjedőben lévő módszerének segítségével tudjuk kinyerni. Az eljárás során a napjainkban rendelkezésre álló nagy felbontású megfigyelésekből a naplégkör bizonyos struktúráiban (például koronahurkokban, napfoltokban, protuberanciákban) észlelt hullámok paramétereit (például hullámhossz, periódusidő) elméleti modellekből nyert összefüggésekbe helyettesítve határozhatjuk meg az adott hullámvezető közeg hiányzó, olykor nehezen mérhető paramétereit (például mágneses térerősség, hővezetési együttható) [2].

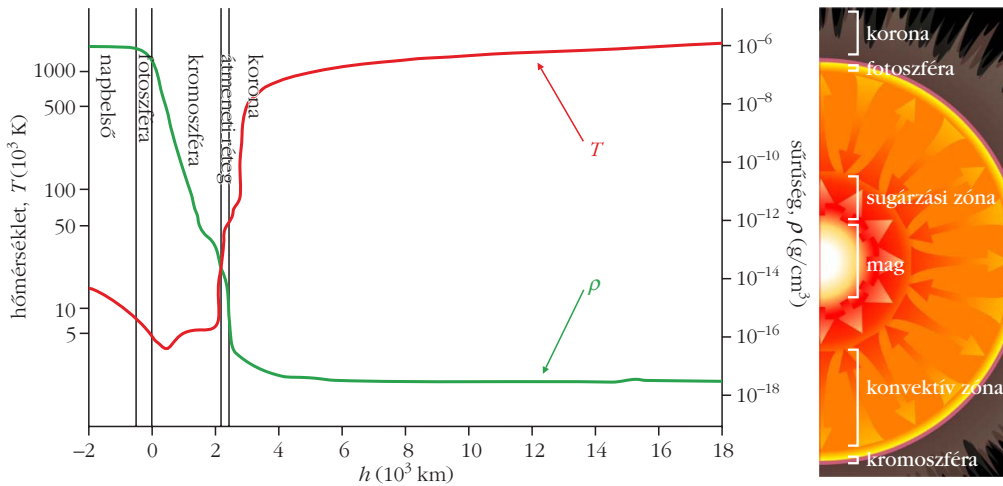
A szerzők köszönetüket fejezik ki *Gyenge Norbertnek*, aki a 2. ábrához rendelkezésre bocsátotta a Debreceni Napfoltkatalógus adatait feldolgozó kódját. A szerzők továbbá hálásak az STFC (ST/M000826/1), a Royal Society és a Debreceni Egyetem támogatásáért.



Zsámberger Noémi Kinga az ELTE-n végzett fizika alapszakon, majd csillagász mesterképzésen 2017-ben. Tanulmányai során égi mechanikával, később pedig napfizikával foglalkozott. Jelenleg a Debreceni Egyetem Fizikai Tudományok Intézetének doktorandusz hallgatója. Kutatási területe a napfizika, ezen belül a Nap légkörében terjedő magnetohidrodinamikai hullámok, illetve ezek modellezése aszimmetrikus hullámvezetőkben.



Erdélyi Róbert az ELTE professzora, a Sheffieldi Egyetem Napfizika és Úrplazma Kutatóközpont vezetője. Több mint 250 tudományos cikket publikált, idézettsége 6000 fölött van. Jelenleg a hazai megfigyelési napfizika fejlesztésén, a Gyula Bay Zoltán Napfizikai Observatórium (GSO) felújításán dolgozik. A gyulai obszervatórium központi szerepet játszik az űridőjárás hatékonyabb előrejelzésére létrehozott SAMNet nemzetközi hálózatban, amellyel több nemzetközi kutatóprogramban vesznek részt.



1. ábra. Balra a  $\rho$  sűrűség és a  $T$  hőmérséklet alakulása a Nap légkörében. Jobb oldalon a Nap belsejének és légkörének szerkezete (forrás: NASA).

## A napkorona megismerése

A napkoronáról a több évezredre visszanyúló megfigyelések ellenére csak a spektroszkópia 19. századi kibontakozását követően tudtunk meg többet. Az ekkor 5303 Å hullámhosszon detektált spektrumvonal fél évszázados kihívást jelentett az asztrofizika számára. E színeképvonal észlelt hullámhossza nem felelt meg semmilyen ismert elem vonalainak, ezért úgy gondolták, új kémiai elemre bukkantak, amelyet előfordulási helye, a napkorona után koróniumnak neveztek el. A rejtély valódi megoldására 1939-ben *Bengt Edlén* derített fényt: a koróniumvonal valójában a tizenháromszorosan ionizált vasatomok több mint egymillió kelvin hőmérsékleten létrejövő spektrumvonala. A modern, űrből végzett megfigyelések, az 1970-es évek Skylab-küldetésétől kezdve, az SMM (*Solar Maximum Mission*), Yohkoh, SOHO (*Solar and Heliospheric Observatory*), TRACE (*Transition Region and Coronal Explorer*), RHESSI (*Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager*), STEREO (*Solar Terrestrial Relations Observatory*), Hinode, IRIS (*Interface Region Imaging Spectrograph*) űrszondákon át az SDO-ig (*Solar Dynamics Observatory*) korábban példátlan tér- és időbeli felbontású felvételeket készítettek a Nap légköréről (E)UV, lágy és kemény röntgen-, illetve gamma-tartományban egyaránt. A képképző és a spektroszkópiai eszközök együttesen a naplégkör finomszerkezetének számos elemét fedték fel, a röntgenben fényes apró pontoktól (*X-ray bright points*) a hatalmas koronahurkokig.

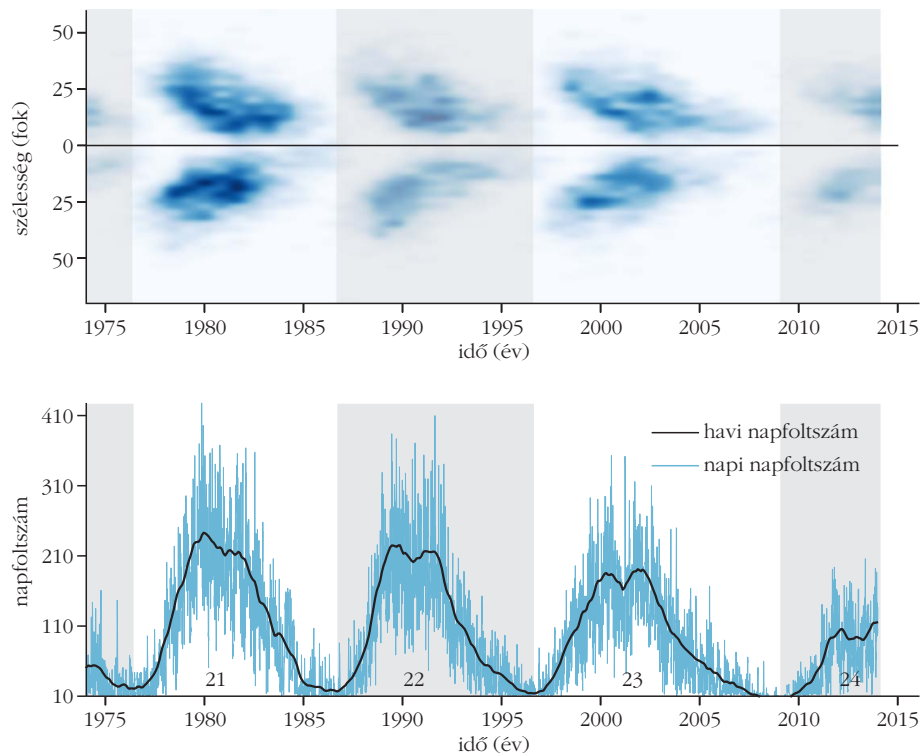
Miután 1939-ben megállapították, hogy a napkorona hőmérséklete jóval magasabb a fotoszférájénál, az elméleti asztrofizikusok hamarosan különböző, magyarázó erejű matematikai és fizikai modellekkel álltak elő. A legfőbb problémát a Nap belsejének és légkörének hőmérsékletét leíró magasságprofil (1. ábra) értelmezése jelentette. Régóta elfogadott tény, hogy az energiatermelés a Nap elképesztően forró (14 millió kelvines) belső magjában történik (a

tal folytatódik (konvekciós zóna, 0,72–1  $R_{\odot}$ ), egészen a napfelszín, azaz a fotoszféra eléréséig. A vertikálisan sokat változó hőmérséklet itt éri el minimumát (5700 K), és a magasabb légköri rétegekben jelenleg még megmagyarázatlan módon ismét emelkedni kezd. A kromoszférában mintegy 20 000 K-t ér el, a fölötte elhelyezkedő átmeneti régióban (*transition region*) már 100 000 K-re emelkedik, míg a legkülső burkot alkotó koronában akár kétmillió kelvines forróság is uralkodhat. Mindez szöges ellentétben áll azzal a logikus elvárással, hogy az energiatermelő csillagmagtól távolodva a hőmérsékletnek monoton módon csökkennie kellene; a hőmérsékleti minimumot képviselő fotoszféra felett ez a tendencia láthatóan megfordul, és a naplégkörbeli hőmérséklet ismét emelkedni kezd, hasonlóan a legtöbb csillag légkörének viselkedéséhez.

## A Nap mágneses mezeje

A képképző eszközök egyre jobb térbeli felbontásának köszönhetően mind több mágneses struktúrát figyelhetünk meg a Nap felszínén és légkörében. Az ilyen, nagy méretskálájú képződmények jól ismert példái a napfoltok, a komplex aktív régiók, a protuberanciák, a koronahurkok és koronalyukak. A finomszerkezet elemeit pedig például a mágneses pórusok, a hosszúkás sötét foltok (*mottles*), a szupergranuláció cellái, a filamentumok, a röntgenben és EUV-ben fényes pontok, a tornádók, valamint a szpikulák stb. alkotják [3].

A napfizika területén tett egyik legkorábbi, és egyben legjelentősebb felfedezést a napciklus leírása jelentette (Hale-féle polaritási szabály, a napfoltok pillangó-diagramja (2. ábra), a napfoltok számának periodikus változása). Hamarosan fény derült rá, hogy az ilyen időbeli változások szorosan kötődnek a Nap globális mágneses terét létrehozó dinamóméchanizmushoz. Például a Skylab megfigyelései világossá tették, hogy a röntgentartományban erősen sugárzó forró és fényes koronabeli régiók és az alattuk meg-



2. *ábra.* Felül a napfoltok szélesség szerinti eloszlásának időbeli változását szemléltető pillangódiagram, alul a napfoltszám időbeli alakulását mutató görbék, valamint az ezekből kirajzolódó, változó fehér és szürke színezéssel határolt napciklusok.

húzódó felszíni mágnesestér-koncentrációk elhelyezkedése között erős a korreláció, azt sugallva, hogy a koronafűtés és a napmágnesség szorosan kapcsolódnak. Hasonló korrelációt találtak a kis skálájú, napfelszínszerte jelen lévő képződmények és a Nap mágneses ciklusa között. Ezt a kapcsolatot szemlélteti a 3. *ábra*, valamint az 1. online segédanyag (<http://fizikai szemle.hu/extra/zsamberger2003-a>).

## Megfigyelési korlátok

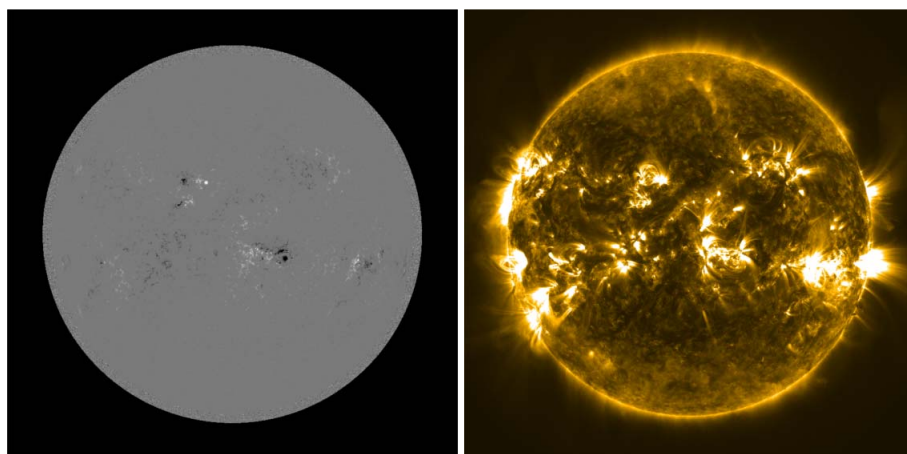
A Nap (illetve a csillagok) légkörének fűtéséről alkotott bármilyen modellnek, hogy elfogadható legyen, meg kell felelnie néhány, megfigyelési eredmények jelentette feltételnek. Napjainkra már nyilvánvaló, hogy a napkorona igen összetett szerkezetű, amelynek kialakításban a mágneses tér alapvető fontosságú. A naplégkör számos mágneses struktúrájára jellemző fizikai paraméterek vizsgálata alapján valószínű, hogy a különféle képződményekben eltérő fűtési mechanizmusok működnek. A zárt struktúrákban, azaz a mágnesesen aktív régiók félkör szerű mágneses hurkaiban

a hőmérséklet a  $8-20 \cdot 10^6$  K-t is elérheti, míg a nyitott mágneses régiókban, így például a Nap pólusaihoz közeli koronalyukakban „csak”  $1-1,5 \cdot 10^6$  K mérhető. A megfigyelések továbbá azt mutatják, hogy a hőmérséklet, a sűrűség és a mágneses tér eloszlása rendkívül inhomogén. A koronahurkok által kijelölt mágneses fluxuscsoveken belül egyes vékony filamentumok plazmája például 3–5-ször is sűrűbb lehet a környező közegnél. Érdekes korlátot jelentenek a naplégkör nagy skálájú ( $\sim 10^4$  km, 30 perc) kvázistatikus természetével szembenálló, szintén magyarázatra szoruló, kis skálájú fényesség- és sebességfluktuációk. Még mindig viszonylag keveset tudunk arról, hogyan függ a plazma fűtése a nehezen mérhető globális mágneses térerősségtől, a mágneses struktúrák méretétől és korától.

## Fűtési mechanizmusok a naplégkörben

A koronafűtés enigmájának megoldása érdekében elsősorban azon nap-, illetve csillaglégkör-fűtési mechanizmusok relevánsak, amelyek a kromoszféra- és koronabeli energiavesztéseket kiegyensúlyozó, állandó energiaforrásként képesek szolgálni – bár ezt nem feltétlenül kell folytonos módon biztosítaniuk, például elegendő lehet az is, ha a véletlenszerű, időszakos energiakibocsátások statisztikai átlaga nyújt

3. *ábra.* Az SDO AIA (Atmospheric Imaging Assembly) 171 Å hullámhosszon készült felvételen kirajzolódik a naplégkör forró ( $\sim 600\,000$  K) területeinek eloszlása (jobbra), amely szorosan követi a HMI (Helioseismic and Magnetic Imager) magnetogramján megjelenő felszíni mágnesestér-koncentrációkat (balra).



<i>1. táblázat</i>	
<b>A légkör-fűtési mechanizmusok összefoglalása, Ulmschneider [4] nyomán</b>	
<b>energiaszállító</b>	<b>disszipációs mechanizmus</b>
<b>hidrodinamikai fűtési folyamatok</b>	
akusztikus hullámok ( $P < P_{\text{akusztikus levágási}}$ )	lökéshullám-disszipáció
pulzációs hullámok ( $P > P_{\text{akusztikus levágási}}$ )	lökéshullám-disszipáció
<b>mágneses fűtési folyamatok</b>	
<i>váltakozó áramú (AC) vagy hullámmechanizmusok</i>	
lassú MHD hullámok, longitudinális MHD csőhullámok	lökéshullám-csillapodás, rezonáns abszorpció
gyors MHD hullámok	Landau-csillapodás
Alfvén-hullámok (transzverzális, torziós)	módusok csatolása, rezonáns fűtés, fáziskeveredés, rezonáns abszorpció, turbulens fűtés, Landau-csillapodás, kompressziós viszkózus fűtés
<i>egyenáramú (DC) mechanizmusok</i>	
áramrétegek	átkötődés (turbulens fűtés, hullámfűtés)

állandó mértékű energiaellátást. Ideális esetben az elméletek képesek előre jelezni az általuk előnyben részesített fűtési mechanizmus makroszkopikus következményeit (például a keltett áramlásokat, a létrehozott speciális spektrumvonalprofilokat vagy vonalkiszélesedést stb.), amelyeket a megfigyelések is képesek megerősíteni. Az egyes fűtési mechanizmusok megfigyelések által történő tesztelése mindazonáltal nehézségekbe ütközik, mivel egyidejűleg többféle fűtési mechanizmus is jelen lehet. Az elméleti becslések pedig gyakran olyan kis térbeli skálákra helyezik az energia végső szétoszlását (disszipációját), amelyek még a mai modern űrszondák kameráinak felbontását is meghaladják. További probléma, hogy egy-egy fűtési mechanizmus egyedi jelei megsemmisülhetnek a befektetett energia termalizálódása során.

A fűtési folyamatok három szakaszra bonthatók: az energiaszállítás módjának megteremtése, az energia naplégkörbeli szállítása és végül az energia eloszlása a különféle légköri képződményekben. Általánosságban kijelenthető, hogy a legnagyobb nehézséget az utolsó fázis, azaz a hatékony disszipációs mechanizmus leírása jelenti. A különböző fűtési folyamatokat az 1. táblázat foglalja össze.

A naplégkörben működő fűtési folyamatok elsőként annak alapján csoportosíthatók, hogy szerepet játszanak-e bennük mágneses terek [4]. Amennyiben a válasz nemleges, a jelenség leírható a hidrodinamika elméleti keretein belül. Például a kromoszféra nyugodt régióit ilyen hidrodinamikai folyamatok fűthetik (például akusztikus hullámok, pulzáció). Azonban, amikor a plazmát mágneses tér járja át, a fűtés a mag-

netohidrodinamika elméletével írható le. Az ilyen, MHD fűtési modellek végső szakaszában a Joule-fűtés vagy (kisebb mértékben) a viszkozitás lehet felelős a disszipáció biztosításáért.

A fűtési folyamatok másik csoportosítása a perturbációs mozgások időskálája alapján történik. Ha ez az időskála rövidebb, mint a keltett ellenreakció karakterisztikus ideje, akkor a nem mágnesezett plazmában az akusztikus hullámok az energiaterjedés jó közelítését jelentik. Ha viszont a perturbációk alacsony frekvenciájúak, a hidrodinamikai pulzáció megfelelőbb leírást jelenthet. Mágnesezett plazmában, ha a perturbációk időskálája rövid, váltakozó áramú (AC) fűtésről beszélünk – ide tartoznak például az MHD hullámok. Ha a folyamat külső hajtóerői (például fotoszférikus mozgások) a disszipációs és áthaladási időhöz képest hosszabb időskálákon fejtik ki hatásukat, rendkívül vékony áramrétegek jönnek létre, amelyek egyenáramú (DC) fűtési mechanizmust jelentenek [5].

## Hidrodinamikai fűtési mechanizmusok

A naplégkör rendkívül magas hőmérsékletének felfedezése után, az 1940-es években ezt a váratlan megfigyelést az akusztikus hullámok modelljével próbálták magyarázni, amely szerint ezek a szoláris granuláció által keltett hullámok szállítják az energiát a konvektív zóna aljától a koronáig. Mivel a napfelszín feletti magasság növekedésével a sűrűség gyors ütemben csökken, a hanghullámok lökéshullámokká válhatnak, mielőtt leadják az általuk hordozott energiát, majd gyorsan disszipálódnak, és ezzel hozzájárulnak a korona fűtéséhez. Azonban amint kiderült, hogy a napkorona plazmáját át- meg átszövi a mágneses tér, a hidrodinamikai fűtési folyamatok szerepét újra kellett értékelni: ezek csak a naplégkör alacsonyabb (például kromoszférikus) rétegeiben járulhatnak hozzá jelentősen a hőmérséklet fenntartásához. Az alsóbb légköri rétegekben fluxuscsovekbe koncentrált mágneses tér azonban a kromoszféra felső részének magasságától lényegében teljesen kitölti csillagunk légkörét (mágneses mennyezetet alkotva), ezért a légkör-fűtés szempontjából – innentől egészen a koronáig – a mágneses tér jelenléte a meghatározó [5].

## MHD fűtési mechanizmusok

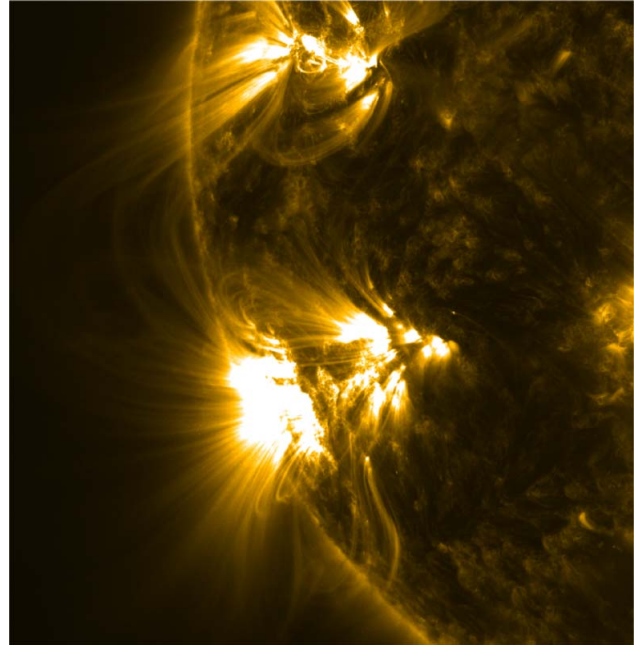
A naplégkör alkotta forró közegben, legalábbis első közelítésben, a plazma „be van fagyva” a különböző mágneses struktúrákba. Ez azt jelenti, hogy a plazma mágneses erővonalakon „ül” részecskéinek követniük kell az erővonalak mozgását és fordítva. A mágneses befagyási tulajdonságot a svéd *Hannes Alfvén* fedezte fel, aki a plazmákban terjedő mágneses hullámokkal kapcsolatos kiemelkedő munkájáért 1970-ben fizikai Nobel-díjban részesült. E befagyási tulajdonság egyúttal azzal is jár, hogy a mágneses tér központi szerepet játszik a naplégkör energetikai viszonyainak



és dinamikájának alakításában. A megfigyelések szerint a naplégkör mágneses építőelemei elsősorban mágneses fluxuscsovek alakját öltik (4. ábra). A sűrűség erőteljes csökkenése miatt a fluxuscsovek átmérője a magassággal gyors ütemben nő, és a fluxuscsovek a fotoszféra felett körülbelül 1500 km-rel a naplégkör majdnem egészét kitöltik. A kitűnő hullámvezetőként funkcionáló fluxuscsoveket a fotoszférában előforduló mozgások (granuláris mozgások és globális akusztikus oszcillációk, azaz  $p$ -módusok) rázzák és csavarják meg folyamatosan.

Az MHD fűtési mechanizmusok egyik típusa a mágneses átkötődés folyamata, amelyre akkor kerülhet sor, ha a fluxuscsovek fotoszférikus talppontmozgásainak karakterisztikus ideje sokkal hosszabb az Alfvén-féle lokális áthaladási időnél (azaz az Alfvén-sebességgel terjedő perturbációk áthaladási idejénél). Ilyenkor a mágneses feszültség fokozatosan felhalmozódik, és a kialakuló, erőteljesen lokalizált áramrétegekből az összegyűlt energia az erővonalak átkötődése során tud felszabadulni. Számos bizonyítéka van annak, hogy a rekonnekció folyamata *nagy skálákon* jelen van a naplégkörben, azonban az, hogy mikro- és nanoskálákon is hatékony fűtési mechanizmusként tud-e szolgálni, további elméleti vizsgálatokat és megfigyeléseket igénylő, megválaszolatlan kérdés. A vita feloldásának egyik érdekes lehetősége a különböző mértékű energiafelszabadulással járó jelenségek hatványfüggvény-eloszlásának vizsgálata. E hatványfüggvény kitevőjének elméleti kritikus értéke 2. Ha a kismértékű energiafelszabadulással járó események megfigyelése alapján mért kitevő nagyobb mint 2, az azt jelzi, hogy a naplégkört számos, lokalizált rekonnekciós esemény fűti, amelyek például a koronába nyúló mágneses terek talppontjainak folytonos mozgása, „rázkódása” miatt következhetnek be. Ha pedig a kitevő 2-nél kisebbnek adódik, akkor a naplégkör megfigyelt hőmérsékleti tulajdonságaiért globálisabb jellegű fűtési mechanizmus lehet felelős. Sajnálatos módon a megfigyelések jelenlegi pontossága mellett még nem sikerült levonni a végső következtetést [5].

Ezzel ellentétben, ha a fluxuscsoveket érő perturbációk karakterisztikus ideje jóval rövidebb az Alfvén-féle lokális áthaladási időnél, akkor a fotoszférikus mozgások különféle MHD csőhullámok formájában terjednek (például lassú és gyors MHD hullámok, Alfvén-hullámok) [6–7]. Ezek után az MHD hullámok disszipációja többféle módon is történhet: csatlottá válhatnak egymással, kölcsönhathatnak nemlineáris módon, rezonáns kölcsönhatásba léphetnek a zárt hullámvezetővel (például koronahurokkal), vagy nemlineáris fejlődésen mehetnek keresztül (például szolitonok vagy lökeshullámok alakulhatnak ki).



4. ábra. Az SDO AIA 171 Å hullámhosszon, 2015. október 19-én készített felvétele egy nagymértékben strukturált koronahurokról és környezetéről.

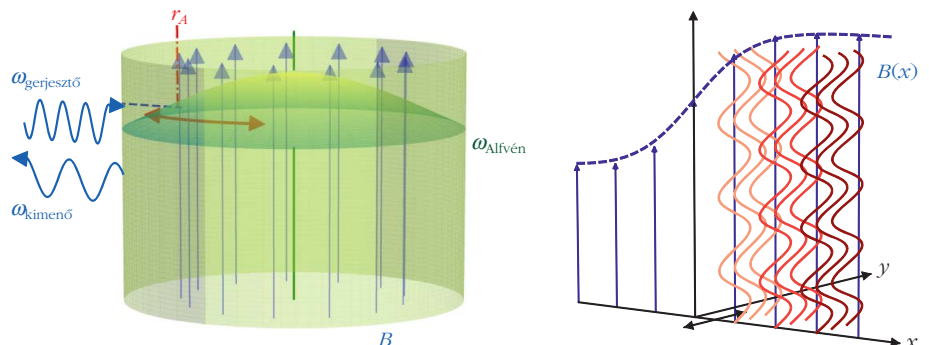
Az inhomogén mágneses plazmák vizsgálatában az MHD hullámok két disszipációs mechanizmusa részeseült kiemelt figyelemben az elmúlt évtizedekben: a rezonáns abszorpció (*resonant absorption*) [8] és a fáziskeveredés (*phase mixing*) (5. ábra). Bár az elméleti munkák szerint valószínűtlen, hogy zárt mágneses struktúrákban hatékonyan működhet a fáziskeveredés, a rezonáns abszorpció potenciálisan magyarázhatja az MHD hullámok koronahurokokban megfigyelt csillapodását [5].

A rezonáns abszorpció megértéséhez tételezzük fel, hogy egy ideális, inhomogén, függőleges mágneses fluxuscso mágneses tértől mentes plazmába van ágyazva oly módon, hogy a

$$v_A = \sqrt{\frac{B^2}{\mu \rho}}$$

Alfvén-sebességnek, ahol  $B$  a mágneses indukció,  $\rho$  a plazma sűrűsége és  $\mu$  a mágneses permeabilitás maximuma van a cső tengelye mentén, és monoton

5. ábra. A rezonáns abszorpció (bal oldalon), illetve a fáziskeveredés folyamata (jobb oldalon).



módon nullára csökken sugárirányban kifelé haladva (5. ábra, illetve 2. segédanyag, <http://fizikai szemle.hu/extra/zsamberger2003-b>). Ha egy, a környezetből érkező (gerjesztő) hullám fázissebessége megegyezik egy adott  $r_A$  sugárhoz tartozó lokális Alfvén-sebességgel, a gerjesztő hullám rezonanciába kerül a lokális Alfvén-hullámokkal az  $r_A$  sugárhoz tartozó mágneses felületen. Az ideális MHD-leírásban ez végtelen nagy amplitúdójú perturbációkat eredményezne, amelyek éles gradiensek kialakulásához vezetnének. Azonban amint a plazmában erős gradiensek keletkeznek, többé már nem alkalmazható az ideális közelítés, azaz figyelembe kell venni a disszipatív hatásokat is (például rezisztivitás, viszkozitás), ami pedig lokális termikus fűtést eredményez. A rezonáns abszorpció e folyamatát eredetileg a termonukleáris fúziót elősegítő fűtési mechanizmusként vizsgálták, de például a Nap globális oszcillációinak a napfoltokkal történő kölcsönhatását, vagy a koronahurkok oszcillációinak csillapodását [9] is jól modellezi.

A fáziskeveredés mechanizmusa – amelyet elsőként *Heywarts* és *Priest* írtak le – bizonyos szempontból hasonlít a rezonáns abszorpcióra. A folyamat szemléltetéséhez tételezzük fel, hogy a teret mágnesezett plazma tölti ki, amely az  $x$ - $z$  sík  $x$  irányában inhomogén, és a mágneses erővonalak párhuzamosak a  $z$  tengellyel (5. ábra, illetve 3. segédanyag, <http://fizikaiszemle.hu/extra/zsamberger2003-c>). Ha az erővonalakat koherens (például szinuszos) perturbáció éri  $y$  irányban, akkor minden egyes erővonal mentén – az adott erővonal elhelyezkedésének megfelelő karakterisztikus sebességgel – egy-egy Alfvén-hullám kezd terjedni  $z$  irányban. Mivel a plazma sűrűsége és így az Alfvén-sebesség a szomszédos erővonalakon eltérő, a szomszédos oszcillációk egy idő után különböző fázisba kerülnek, ami a perturbációkban keletkező nagy  $x$  irányú gradiensekhez vezet. Amint ezek a gradiensek meghaladnak egy bizonyos küszöbértéket, többé már nem tételezhető fel, hogy a plazma ideális, és csakúgy, mint a rezonáns abszorpció esetén, a további elemzés során figyelembe kell venni a disszipációs hatásokat, amelyek lokális fűtést eredményezhetnek. A kezdeti perturbációk ezen disszipációját nevezik fáziskeveredésnek. A folyamat ígértes jelölt az MHD hullámok energiájának eloszlására a nyitott mágneses régiókban, így például a napszélben, a korona tölcészerű mágneses térrel övezett területein (*coronal funnels*), vagy a koronanyalábokban (*plumes*).

## Szoláris magnetoszeizmológia

A légkörűtés hajtóerejének felderítésén kívül az MHD hullámok tanulmányozása arra is lehetőséget biztosít, hogy információt szerezzünk a naplégkör különféle kiterjedésű és élettartamú képződményeiről. A szoláris magnetoszeizmológia (SZMSZ) egy új, indirekt mérési módszer, amely ötletesen kihasználja azt a

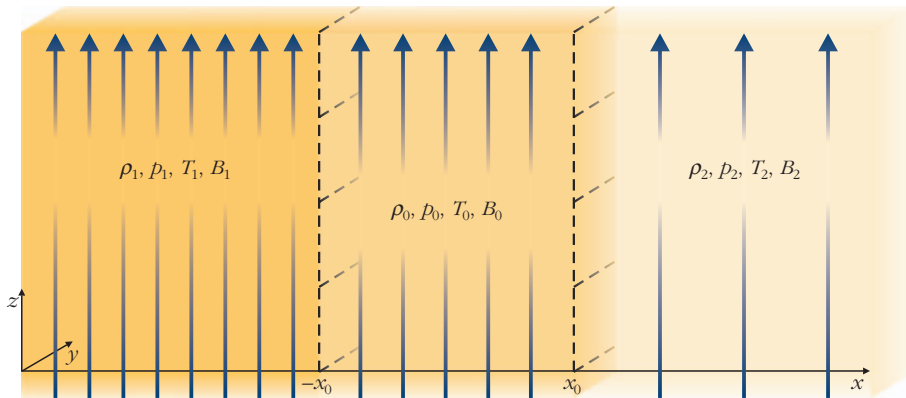
tényt, hogy a hullámok információt hordoznak az őket vezető közegről [2]. Így az MHD hullámok tulajdonságairól, például periódusidejéről, vagy az amplitúdó térbeli alakulásáról készített méréseket összevetve az elméleti modellekből származó számításokkal, az SZMSZ módszereivel megbecsülhetők a plazma más módon nehezen mérhető paraméterei, így például a mágneses térerősség vagy a hővezetési tényező [10]. Elsőként 1998-ban, a TRACE szonda segítségével sikerült nagy pontossággal, térben is felbontva detektálni és azonosítani MHD hullámokat a Nap számos koronahurkának egyikében. Azóta pedig – az eszközök egyre növekvő tér- és időbeli felbontásának köszönhetően – a naplégkör számos különböző elemében észleltek MHD hullámokat és oszcillációkat, így például protuberanciákban, szpikulákban [11], koronalyukakban. Ezzel a mérések változatossága felzárkózott az elméleti modellek napjainkban is egyre bővülő családjához.

A két alapvető elméleti modell, amelyekre az SZMSZ módszerek építenek, a homogén mágneses fluxuscsovek, illetve a szimmetrikus mágneses rétegek elsőként *Roberts* által az 1980-as években összefoglalt és népszerűsített modelljei. A fluxuscsovek modelleszaládjá a homogenitás felől elmozdulva fokozatosan beépítette a térben változó sűrűségprofilok, a cső tengelye mentén (longitudinálisan) változó erősségű mágneses terek, a cső hosszirányban növekvő keresztmetszete, valamint a cső és környezete közötti átmeneti régió létének lehetőségét [12].

A mágneses rétegek modellje a közelmúltban az aszimmetrikus egyensúlyi állapotok irányában fejlődött tovább. Ezen újabb, általánosabb leírásokban közös, hogy két határfelület által felosztott, súrlódásmentes plazmát vizsgálnak, amelynek minden rétege állandó, de egymástól különböző nyomással, sűrűséggel és hőmérséklettel jellemezhető, és a középső réteget homogén mágneses tér járja át. Attól függően, hogy a naplégkör milyen elemét kívánjuk modellezni, ehhez az alapvető, statikus és külső rétegeiben nem mágneses konfigurációhoz áramlásokat vagy aszimmetrikus külső mágneses tereket adhatunk [10], és vizsgálhatjuk, miként változik a hullámterjedés a szimmetria különböző módokon történő megbontásakor. Például a 6. ábrán bemutatott, külső rétegeiben is mágnesezett aszimmetrikus  $2x_0$  központi vastagságú rétegződésben a vertikálisan ( $z$  irányban) terjedő,  $k$  hullámszámú,  $\omega$  körfrekvenciájú hullámok frekvenciafüggő viselkedését a linearizált ideális MHD egyenletekből levezethető alábbi diszperziós reláció írja le:

$$2 \frac{\rho_0}{\rho_1} m_1 \frac{\rho_0}{\rho_2} m_2 \Omega_0^2 + 2 m_0^2 \Omega_1 \Omega_2 + \rho_0 m_0 \Omega_0 \left( \frac{m_2}{\rho_2} \Omega_1 + \frac{m_1}{\rho_1} \Omega_2 \right) \left( \tau_0 + \frac{1}{\tau_0} \right) = 0, \quad (1)$$

$$\text{itt } \Omega_i = k^2 v_{Ai}^2 - \omega^2, \quad i = 0, 1, 2.$$



6. ábra. A külső mágneses terekkel kiegészített aszimmetrikus mágneses rétegződés egyensúlyi állapota. A középső réteget ( $|x| \leq x_0$ ) két félvégtelen mágneses plazmakörnyezet veszi körbe ( $x < -x_0$  és  $x > x_0$ ). A nyilak szemléltetik a rétegenként homogén mágneses tereket ( $B_0\hat{z}$ ,  $B_1\hat{z}$ , és  $B_2\hat{z}$ ), a szaggatott vonalak pedig a réteghatárokat jelölik ki (forrás: [13]).

És ahol

$$\begin{aligned}
 m_i^2 &= \frac{\Omega_i (k^2 c_i^2 - \omega^2)}{(v_{Ai}^2 + c_i^2)(k^2 c_{Ti}^2 - \omega^2)}, \\
 v_{Ai}^2 &= \frac{B_i^2}{\rho_i \mu}, \\
 c_i^2 &= \frac{\gamma p_i}{\rho_i}, \\
 c_{Ti}^2 &= \frac{v_{Ai}^2 c_i^2}{v_{Ai}^2 + c_i^2}
 \end{aligned}
 \quad (2)$$

rendre az  $i$ -edik réteg ( $i = 0, 1, 2$ ) hullámszámjellegű együtthatója, Alfven-sebessége, hangsebessége és csősebessége;  $\mu$  a vákuum mágneses permeabilitása,  $\gamma$  az adiabatikus index,  $p_i$ ,  $\rho_i$  és  $B_i$  pedig az  $i$ -edik réteg nyomását, sűrűségét és mágneses indukcióvektora nagyságát jelölik,  $\tau_0 = \tanh(m_0 x_0)$  [13].

Egy szimmetrikus mágneses rétegződés sajátmódusai is szimmetrikusak lennének, az itt bemutatott rendszer viszont, az aszimmetria jelenléte miatt kevert tulajdonságú, úgynevezett kvázi-hurka (*quasi-sausage*) és kvázi-kihajlási (*quasi-kink*) sajátmódusokkal jellemezhető. A kvázi-hurka módusok jellemzője, hogy a két réteghatár ellentétes fázisban oszcillál, a réteg belsejében pedig egy perturbálatlan felület (szimmetrikus konfigurációban ez a réteg közepén helyezkedik el, aszimmetrikus rendszerben pedig a kisebb

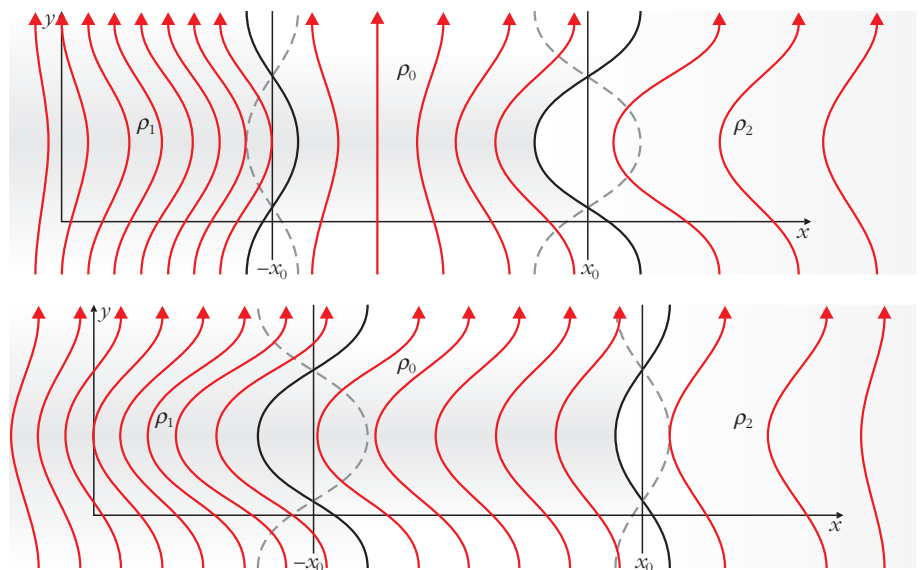
sűrűségű tartományhoz toódik közelebb) található. A kvázi-kihajlási módusokban a két réteghatár azonos fázisban rezeg, a réteg keresztmetszete viszont (ellentétben szimmetrikus megfelelőjükkel) nem marad változatlan. E sajátmódusok megjelenését, valamint az  $x$  irányú sebességperturbáció térbeli eloszlását szemlélteti a 7. ábra.

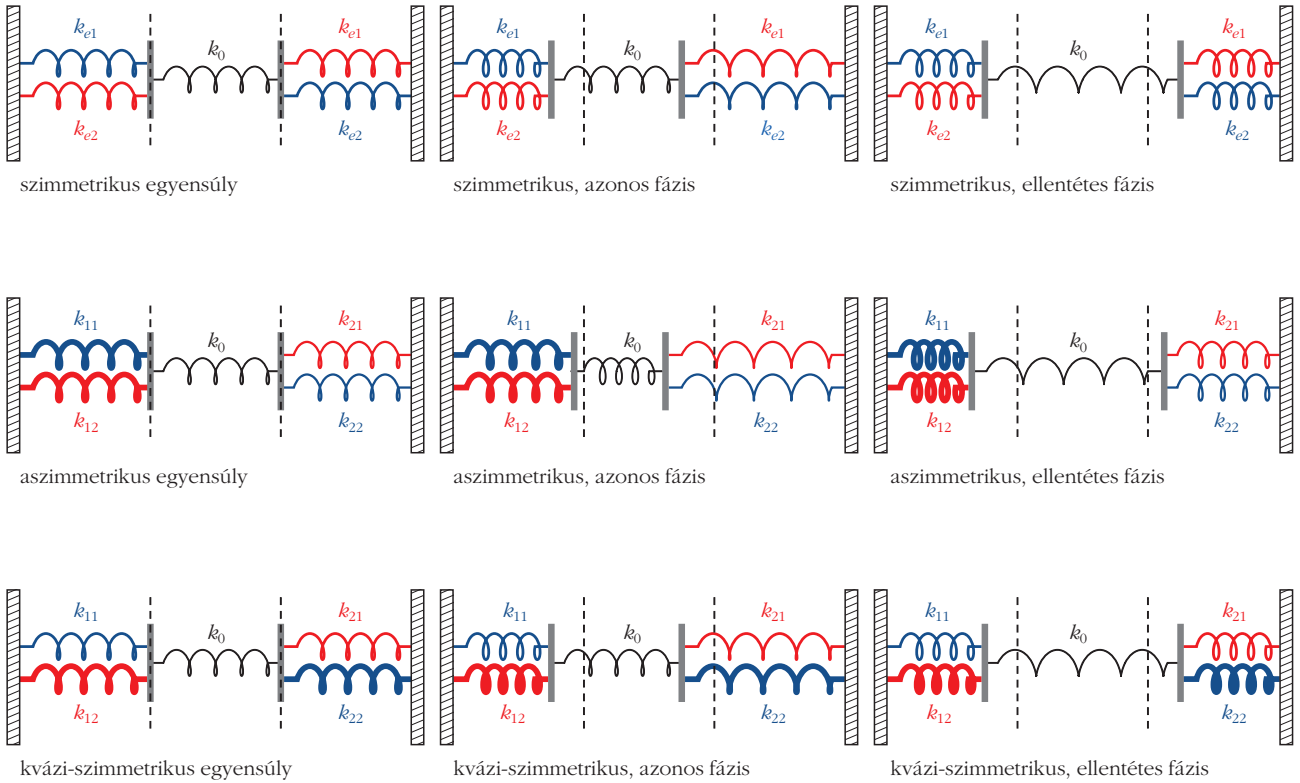
A kvázi-hurka és kvázi-kihajlási módusok közös tulajdonsága, hogy amplitúdójuk az aszimmetria mértékétől függően a két határfelületen eltérő. Viselkedésük könnyebben megérthető egy mechanikai analógia segítségével: a mágneses rétegződéses rendszerek párhuzamosan csatolt rugók által rezgetett vékony lemezeként is elképzelhetők. Szimmetrikus rendszer esetén a 8. ábrán kékkel jelölt, a mágneses erőket illusztráló, valamint a nyomásgradiensből fakadó erőt megjelenítő piros rugók rugóállandója egyenlő a középső tartományt határoló lemezek két oldalán. Aszimmetrikus rendszerben a két oldal rugóállandói eltérőek. Különleges speciális esetet képvisel a kvázi-szimmetrikus rendszer, amelyben a bal és a jobb oldali rugók különböző erősségűek, viszont éppen kompenzálják egymást, így az eredő rugóállandó egyenlő lesz a két oldalon, és a rezgések szimmetrikusnak tűnnek még az alapvetően aszimmetrikus rendszerben is.

A diszperziós reláció segítségével, a sűrűségek, Alfven-sebességek, hullámszámok és frekvenciák mérésével, illetve ismeretével például a központi réteget átjáró mágneses tér erőssége becsülhető. Kihasz-

teljesen megérthető egy mechanikai analógia segítségével: a mágneses rétegződéses rendszerek párhuzamosan csatolt rugók által rezgetett vékony lemezeként is elképzelhetők. Szimmetrikus rendszer esetén a 8. ábrán kékkel jelölt, a mágneses erőket illusztráló, valamint a nyomásgradiensből fakadó erőt megjelenítő piros rugók rugóállandója egyenlő a középső tartományt határoló lemezek két oldalán. Aszimmetrikus rendszerben a két oldal rugóállandói eltérőek. Különleges speciális esetet képvisel a kvázi-szimmetrikus rendszer, amelyben a bal és a jobb oldali rugók különböző erősségűek, viszont éppen kompenzálják egymást, így az eredő rugóállandó egyenlő lesz a két oldalon, és a rezgések szimmetrikusnak tűnnek még az alapvetően aszimmetrikus rendszerben is.

7. ábra. Kvázi-hurka (föül) és kvázi-kihajlási módus (alul) illusztrációja aszimmetrikus rétegződésben, ahol  $\rho_1 > \rho_2$  és  $B_1 > B_2$ . A nyilak szemléltetik a mágneses erővonalakat, a fekete görbék rajzolják ki a perturbált réteghatárokat, a szaggatott görbe pedig a félperiódussal későbbi állapotban mutatja a réteghatárok alakját.

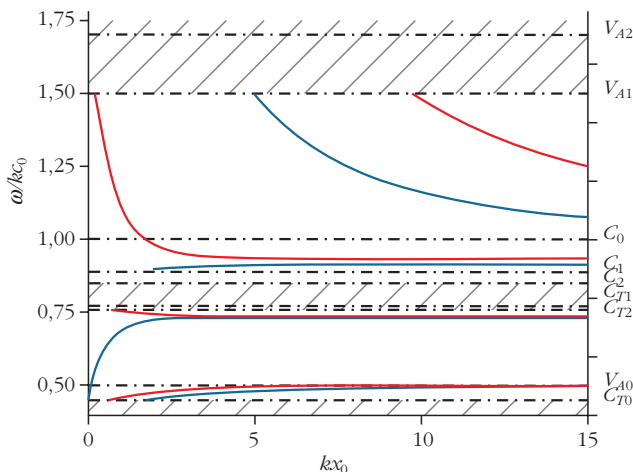




8. ábra. A mágneses rétegződéses rendszerek mechanikai analógiája: párhuzamosan csatolt rugókra fűzött lemezek. Az ábrán a megvastagított rugók nagyobb rugóállandóval jellemezhetők. Az első oszlop az egyensúlyi állapotokat jeleníti meg, a második az azonos fázisú („kvázi-kihajlási”) rezgéseket, az utolsó pedig az ellentétes fázisú („kvázi-hurka”) rezgéseket (forrás: [13]).

nálva a rezgések két réteghatár környezetében eltérő amplitúdóját, numerikus megoldások (9. ábra) keresésével, illetve a hullámok tér- és időbeli tulajdonságainak megfigyelésével a gyakorlatban kevesebb mérés is elegendő annak megállapításához, hogy a rétegződés milyen sajátmódusát észleltük, és a rendszer többi, ismert paraméterének függvényében például a külső és belső sűrűségek aránya, vagy a belső Alfven-sebesség meghatározható [10, 14].

9. ábra. Az (1) egyenlet numerikus megoldásainak  $v_{pb} = \omega/k$  fázissebessége a  $kx_0$  dimenziótlanított rétegszélesség függvényében. Piros szín jeleníti meg a kvázi-hurka, kék pedig a kvázi-kihajlási módusokat. A karakterisztikus sebességek itt példaként bemutatott megfelelő nagyságrendje esetén jelen lehetnek lassú térfogati ( $c_{70} < v_{pb} < v_{A0}$ ) és felületi hullámok ( $v_{A0} < v_{pb} < c_{72}$ ), valamint gyors felületi ( $c_1 < v_{pb} < c_0$ ) és térfogati ( $c_0 < v_{pb} < v_{A1}$ ) hullámok egyaránt (forrás: [13]).



A külső és belső paraméterek, mágneses télerősség és áramlások megfelelő megválasztása mellett az aszimmetrikus rétegződéses modellek a naplégkör számos, különböző méretskálájú elemét képesek első közelítésben leírni, a terjedelmes protuberanciáktól kezdve az apró, elnyúlt alakú fényes mágneses pontokig, éppen ezért a csőmodelleket kiegészítve az SZMSZ fontos, széleskörűen alkalmazható módszerének alapjául képesek szolgálni [10].

## Kitekintés: csillaglégkörök

Központi csillagunk meglehetősen átlagosnak számít az Univerzumban. A csillagokat, a Napot is beleértve, fényességük, valamint hőmérsékletük által kialakított színképük alapján osztályozhatjuk, és elhelyezhetjük a 10. ábrán látható Hertzsprung–Russell-diagramon (HRD). A diagram függőleges tengelye a csillagok abszolút fényességét jeleníti meg, míg a vízszintes tengelyen a Harvard-féle színképosztály (vagy hőmérséklet, vagy színindex) szerepel. Napunk egy közepes korú, kis tömegű, G2V színképosztályú csillag. A csillagok mintegy 90%-ával egyetemben a fősorozaton helyezkedik el, amely a HRD-n a nagy tömegű, forró csillagoktól (bal felső sarok) a kis tömegű, alacsony felszíni hőmérsékletű csillagokig (jobb alsó sarok) fut végig.

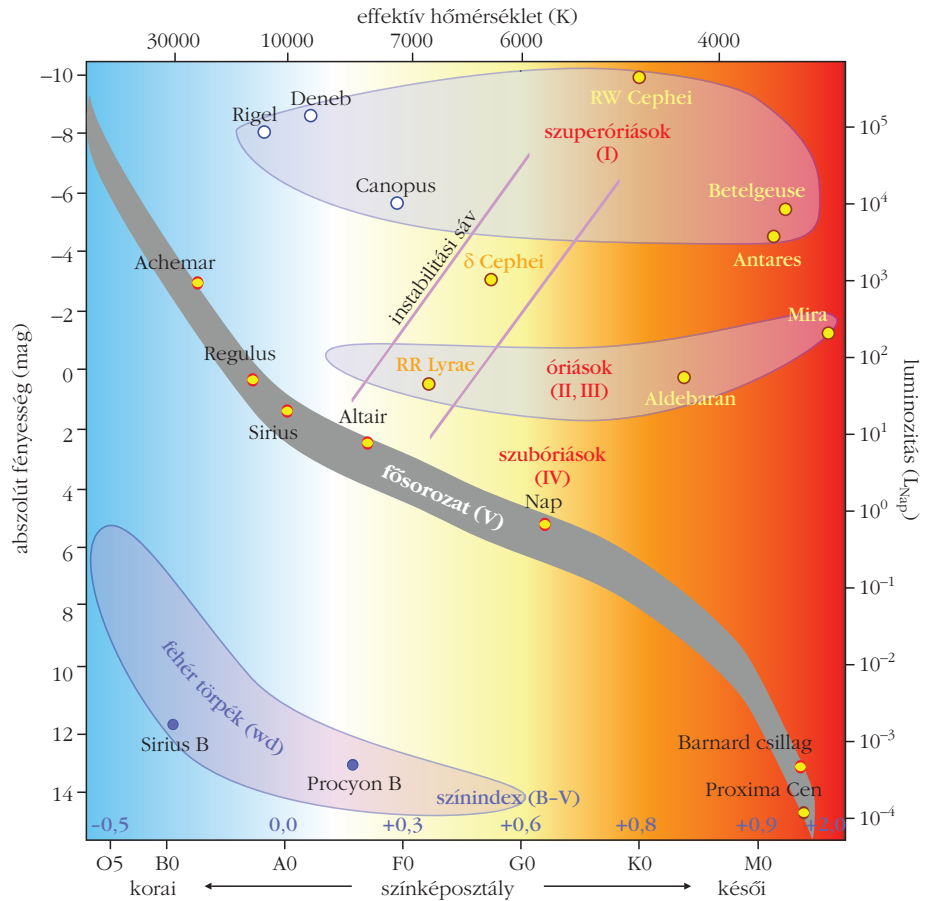
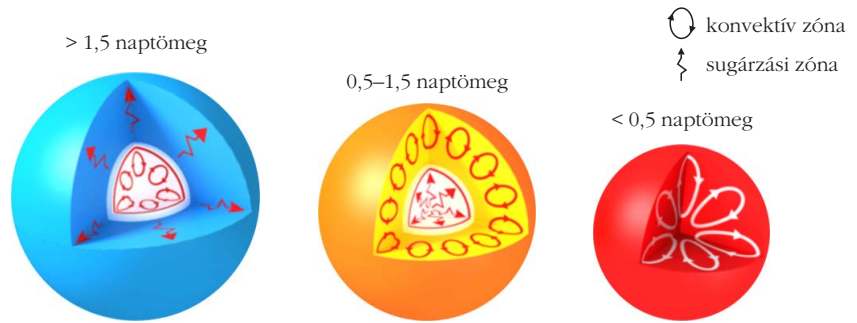
Szintén a Nap átlagos mivoltát támasztja alá, hogy hozzá hasonlóan, jóformán bármelyik színképosztályba tartoznak is, a nem elfajult csillagok ultraibolya és röntgensugárzást bocsátanak ki, és kromoszférikus,



valamint koronabeli aktivitás jeleit mutatják. Az F-, G-, K- és M-típusú csillagokat a Nap-hoz hasonló kromoszféra és gyakran korona veszi körül, ahol a sugárzás általában a felszíni konvekciónak tudható be. Az alacsony felszíni hőmérsékletű óriás és szuperóriás csillagoknak általában nincs koronájuk, az A-típusú csillagoknak pedig – úgy tűnik – sem koronájuk, sem kromoszférájuk nincs.

Az átlagos csillagok kromoszférai, illetve koronái nem kapnak energiát a csillaglégkörön kívülről. Ez alól kivételt képeznek a legfiatalabb, F–M osztályba tartozó, T Tauri típusú csillagok, amelyek még mindig akkréciós korong övez. E csillagok légkörében további energiaforrást jelent a korongból történő tömegbefogás, és ez okozza erős kromoszférikus sugárzásukat is.

A T Tauri csillagokkal ellentétben, külső energiaforrás hiányában, az átlagos csillagok légkörének kisugárzása kizárólag a csillag belső szerkezetétől függhet. E szerkezet pedig a csillagok korától és tömegétől függ. A legkisebb tömegű fősorozati csillagoknak nincs sugárzási zónájuk, itt a teljes csillagbelső konvektív. A valamivel nagyobb, de még mindig kis tömegű (0,5–1,5  $M_{\odot}$ ) csillagokban, a Nap-hoz hasonlóan, a csillag különböző mélységű rétegeiben más és más energiaszállítási mód játszik döntő szerepet: a konvektív zóna egy belső sugárzási zónát övez. Ezen F–M spektráltípusú csillagok esetében a légkörfűtés a konvekciós zóna felső határa közelében található turbulens sebességfluktuációk keltette akusztikus hullámokhoz köthető, amelyek amplitúdója a csillaglégkör külső rétegei felé haladva jelentősen nő, és a hullámok lökeshullámokká válnak. A külső konvektív zóna léte ugyanakkor az MHD fűtési mechanizmusok szempontjából is meghatározó, a csillagok mágneses terét keltő és fenntartó dinamómechanizmusban fontos szerepet játszhat a konvektív és sugárzási zónák határfelülete. Így a teljesen konvektív csillagokban ez a határfelület nem, csupán a csillag forgásával összefüggésben lévő valamilyen dinamómechanizmus szolgáltathatja az MHD fűtéshez szükséges mágneses teret.



10. ábra. Felül domináns hőtranszportfolyamatok különböző csillagokban. Alatta csillagok hőmérséklet és fényesség szerinti csoportosítása a Hertzsprung–Russell-diagramon (források: <http://www.sun.org/encyclopedia/stars> és [https://www.atnf.csiro.au/outreach/education/senior/cosmicengine/stars\\_hrtdiagram.html](https://www.atnf.csiro.au/outreach/education/senior/cosmicengine/stars_hrtdiagram.html)).

A nagyobb tömegű (>1,5  $M_{\odot}$ ) csillagokban a magfűzés más folyamatai dominálnak (CNO-ciklus), amelyek elegendően nagy hőmérsékleti gradienst alakítanak ki, hogy a csillag belseje konvektív válnjon. E csillagok forró külső burka ugyanakkor sugárzási zónát alkot. Így a forró (O–A típusú), külső konvektív zóna nélküli csillagok esetében az erős sugárzás biztosítja a lökeshullámokká alakuló akusztikus hullámok keltését.

A pulzációs hullámok is – elsősorban a pulzáló mirák és más vörös óriáscsillagok esetében – fontos szerepet játszhatnak a légkörfűtésben. E csillagokban a hullámokat a pulzációt hajtó  $\kappa$ -folyamat kelti, amely a csillagburok opacitásának ciklikus változásával áll kapcsolatban [16].

## A légkörűtés kutatásának közeljövője

A fentiekben röviden összefoglaltunk néhány népszerű magyarázatot a naplégkörűtésére. A naplégkörben, illetve a csillaglégkörökben valószínűleg különféleűtésési folyamatok működnek. Ezen folyamatok vélhetően egyidejűleg zajlanak, és egyidejűleg hagy-  
nak nyomot a nagy felbontású spektroszkópiái és képalkotási adatokban. A nap- és csillaglégkörökűtésének, valamint a Nap-Föld rendszer kölcsönhatásainak alapvető asztrofizikai kérdéseit remélhetőleg hamarosan sikerül megválaszolni a következő generációs űreszközök, köztük a nemrégiben felbocsátott *Parker Solar Probe* vagy a 2020 februárjában indított *Solar Orbiter*, valamint új, illetve hamarosan elkészülő földi távcsövek, például a Magyar Napfizikai Alapítvány által gondozott GYSAMM (*G*Yula *S*olar *M*agnetic *A*ctivity *M*onitor *S*olar *T*elescope) [17] és óriástávcsövek, így a DKIST (*D*aniel *K*. *I*nouye *S*olar *T*elescope) és az EST (Európai Naptávcső, *E*uropean *S*olar *T*elescope) segítségével. A mágneses tér megfigyelése a légkörűtés megértésén kívül az űridőjárás előrejelzésében is kiemelkedő fontosságú – ez utóbbi területen hazánkban fontos szerepet játszik a Magyar Napfizikai Alapítvány [17, 18].

### Irodalom

1. R. Erdélyi, C. J. Nelson: On The Role of MHD Waves in Heating Localised Magnetic Structures. Coimbra Solar Physics Meeting: Ground-based Solar Observations in the Space Instrumentation Era. *ASP Conference Series 504* (2016) 153–178.
2. R. Erdélyi: Magnetic Seismology of the Lower Solar Atmosphere. *Proceedings of SOHO 18/GONG 2006/HELAS I, Beyond the Spherical Sun (ESA SP-624), 7–11 August 2006, Sheffield, UK.* Editor: Karen Fletcher. Scientific Editor: Michael Thompson (2006) 15.

3. S. Wedemeyer-Böhm, E. Scullion, O. Steiner, L. Rouppe van der Voort, J. de La Cruz Rodriguez, V. Fedun, R. Erdélyi: Magnetic tornadoes as energy channels into the solar corona. *Nature 486* (2012) 505–508.
4. P. Ulmschneider: Heating of Chromospheres and Coronae. *Highlights of Astronomy 11A* (1998) 831.
5. R. Erdélyi: Coronal heating: Heating in the solar atmosphere. *Astronomy and Geophysics 45/4* (2004) 4.34–4.37.
6. R. Erdélyi, V. Fedun: Are There Alfvén Waves in the Solar Atmosphere? *Science 318* (2007) 1572.
7. M. Mathioudakis, D. B. Jess, R. Erdélyi: Alfvén Waves in the Solar Atmosphere. From Theory to Observations. *Space Science Reviews 175* (2007) 1–27.
8. M. Goossens, R. Erdélyi, M. Ruderman: Resonant MHD Waves in the Solar Atmosphere. *Space Science Reviews 158* (2011) 289–338.
9. J. A. Ionson: Resonant absorption of Alfvénic surface waves and the heating of solar coronal loops. *The Astrophysical Journal 226* (1978) 650–673.
10. M. Allcock, D. Shukhobodskaia, N. K. Zsámberger, R. Erdélyi: Magneto-hydrodynamic waves in multi-layered asymmetric waveguides: solar magneto-seismology theory and application. *Frontiers in Astronomy and Space Sciences 48* (2019)
11. T. V. Zaqarashvili, R. Erdélyi: Oscillations and Waves in Solar Spicules. *Space Science Reviews 149* (2009) 355–388.
12. M. S. Ruderman, R. Erdélyi: Transverse Oscillations of Coronal Loops. *Space Science Reviews 149* (2009) 199–228.
13. N. K. Zsámberger, M. Allcock, R. Erdélyi: Magneto-acoustic Waves in a Magnetic Slab Embedded in an Asymmetric Magnetic Environment: The Effects of Asymmetry. *The Astrophysical Journal 853* (2018) 136.
14. A Sheffieldi Egyetem Solar Wave Theory Group MHD hullám animációi: [http://swat.group.shef.ac.uk/mhd\\_waveguides.html](http://swat.group.shef.ac.uk/mhd_waveguides.html)
15. N. K. Zsámberger, R. Erdélyi: Magneto-acoustic waves in a magnetic slab embedded in an asymmetric magnetic environment: Thin and wide slabs, hot and cold plasmas. *The Astrophysical Journal* (2019) [béküldve].
16. L. Golub, J. Pasachoff: *The Solar Corona*. 2. kiadás. Cambridge University Press, 2010.
17. A Magyar Napfizikai Alapítvány leírása a SAMNET hálózatról és a gyulai állomásról: <http://hsfp.eu/szuok.html>
18. M. B. Korsós, S. Yang, R. Erdélyi: Investigation of pre-flare dynamics using the weighted horizontal magnetic gradient method: From small to major flare classes. *Journal of Space Weather and Space Climate 9* (2019) A6.

# ŰRDOZIMETRIA A PILLE ŰRÁLLOMÁS-FEDÉLZETI TERMOLUMINESZCENS RENDSZERREL

Hirn Attila,<sup>1</sup> Apáthy István,<sup>1,2</sup> Deme Sándor,<sup>1</sup> Csöke Antal<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Energiatudományi Kutatóközpont

<sup>2</sup>REMRED Kft.

A világűrben történő tartózkodás és munkavégzés – mind a mai napig – egyik legjelentősebb korlátja az űrhajósokat, űreszközöket ott folyamatosan érő, a földinél jelentősen összetettebb és legalább két nagyságrenddel nagyobb intenzitású ionizáló sugárzás. A naptevékenységtől, a közvetlen környezet (bolygófelszín, légkör, űreszköz fala, űrhajós teste) árnyékoló és konverziós hatásától függően a kialakult sugárzási tér emellett időben és helyről helyre is jelentős mértékben változik. A Föld körüli térségben kialakuló sugárzási tér jellemzőiről, a világűrben alkalmazott sugárvédelmi gyakorlatról a *Fizikai Szemle* egy korábbi számában részletesebben írtunk [1]. A sugárzási tér

összetettsége miatt nem létezik olyan dózismérő eszköz, amely a sugárzási tér valamennyi komponensére és annak teljes energiatartományában érzékeny lenne, ezért a sugárzás biológiai károsító hatását jellemző dózis becsléséhez különböző elven működő dózismérő rendszerek alkalmazására és modellszámításokra van szükség. A kis  $LET^1$  értékű ( $LET_{víz} < 10 \text{ keV}/\mu\text{m}$ ) sugárzások dózisének mérésére – mind a földi gyakorlatban, mind pedig a világűrben – széles körben

<sup>1</sup>Lineáris energiaátadási tényező ( $LET = dE/dl$ ): a töltött részecskékre jellemző mennyiség; a  $dl$  úton lokálisan az adott közegnek átadott  $dE$  energia és a  $dl$  hányadosa.