

# MAGNETOHIDRODINAMIKAI HULLÁMOK KELETKEZÉSE NAPFOLTOKBAN

Írta: MARIK MIKLÓS\*

Jelen közleményben vázlatosan összefoglaljuk a Nap konvekciós zónájára vonatkozó ismereteket, majd megvizsgáljuk, hogy a konvektív zóna milyen mechanizmus segítségével képes mágneses erővonalcsöveket a Nap felszíne fölé szállítani. Megvizsgáljuk, hogy az erővonalcső milyen hatással lesz a konvekcióra és kiszámítjuk a napfoltokban keletkező *Alfvén*-hullámok energiaáramát.

## 1. A Nap konvekciós zónája

Mint ismeretes, a Nap felszíne alatt mintegy 100 000 km vastagságban konvektív zóna helyezkedik el, mivel ebben a tartományban teljesülnek a konvektív instabilitás feltételei.

Lépjen fel a Nap belsejében valamilyen  $m$  tömegelem  $\Delta T$  hőmérsékletfluktuációja. Nyomási egyensúly esetében  $\Delta T$  előjelétől függően a tömegelem kitágul, vagy összehúzódik, aminek következtében sűrűsége is el fog térni környezetének sűrűségétől, tehát fel- (vagy lefelé-) hajtó erő lép fel. Feltételezve, hogy a tömegelem adiabatikusan el van zárva környezetétől, a felhajtó erő következtében való mozgása miatt hőmérséklete, mint a Nap középpontjától mért távolság, illetve mint a nyomás függvénye változni fog. Az ilyen módon számolt

$$\nabla_a = \left( \left| \frac{d \log T}{d \log P} \right| \right)_a$$

logaritmikus kifejezést adiabatikus hőmérsékletgradiensnek nevezzük.

Ha pusztán sugárzási energiatranszportot feltételezünk, akkor az ilyen módon képzett

$$\nabla_s = \left( \left| \frac{d \log T}{d \log P} \right| \right)_s$$

logaritmikus kifejezést sugárzási hőmérsékletgradiensnek nevezzük.

Könnyen látható [1], hogy a konvektív instabilitás feltétele:

$$\nabla_a < \nabla_s.$$

\* Eötvös Loránd Tudományegyetem, Csillagászati Tanszék

Hosszabb számítás után nyerhetjük [2], hogy:

$$\nabla_s = \left( \left[ \frac{d \log T}{d \log P} \right]_s \right) = \frac{1}{4} \frac{\bar{K} \vartheta(r)}{A(r)},$$

ahol  $\vartheta(r) = \frac{L(r)}{M(r)}$ ,  $L(r)$  a Nap középpontjával megegyező középpontú,  $r$  sugarú gömb felületén kiáramló sugárzási energia,  $M(r)$  az ebben a gömbben levő tömeg, továbbá  $\bar{K}$  a Rosseland-féle átlagos opacitás,

$$A(r) = \frac{1}{P(r)} \int_0^{P(r)} \bar{K} \vartheta(r) dP.$$

A Nap felületéhez közel, ahol már nincs energiatermelés,  $\bar{K} \vartheta(r)$  közelítőleg állandónak vehető, tehát:

$$\nabla_s = \frac{1}{4} \frac{\bar{K} \vartheta(r)}{A(r)} \approx \frac{1}{4}.$$

Az adiabatikus állapotváltozás egyenlete:  $P = K \rho^\Gamma$ , ahol  $P$  az össznyomás,  $\rho$  a sűrűség, és  $\Gamma$  az effektív fajhőhányados. Tisztán hidrogén gáz esetében [3],

$$\nabla_a = \frac{\Gamma - 1}{\Gamma} = \frac{2 + x(1-x) \left[ \frac{5}{2} + \frac{\chi}{kT} \right]}{5 + x(1-x) \left[ \frac{5}{2} + \frac{\chi}{kT} \right]^2},$$

ahol  $x$  a hidrogéngáz ionizációs foka,  $\chi$  az ionizációs potenciál,  $k$  a Boltzmann-féle konstans. Ha a gáz neutrális, vagy teljesen ionizált, akkor  $\Gamma = \frac{5}{3}$ , ami megegyezik az ideális egyatomos gázok fajhőhányadosával és  $\nabla_a = \frac{2}{5}$ , tehát a közeg ekkor

$$\nabla_s \approx \frac{1}{4} < \frac{2}{5} = \nabla_a,$$

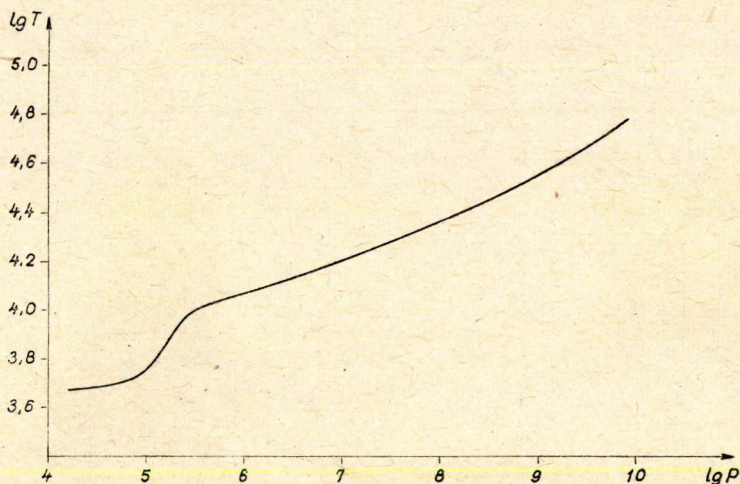
miatt konvektíve stabilis. Részleges ionizáció esetében ( $0 < x < 1$ ), azonban  $\nabla_a$  a fotoszféra alatt  $\frac{1}{4}$  alá csökken, tehát a konvektív áramlások megindulnak. (Természetesen a mélyebb rétegekben tekintetbe kell venni a héliumgáz részleges ionizációjából adódó hatást is.)

A konvekció mechanizmusára ma a legjobb (de korántsem kielégítő) elképzelés PRANDTLTÓL származik [4]. Szerinte a konvektív áramlás celláinak karakterisztikus mérete nagyságrendben a

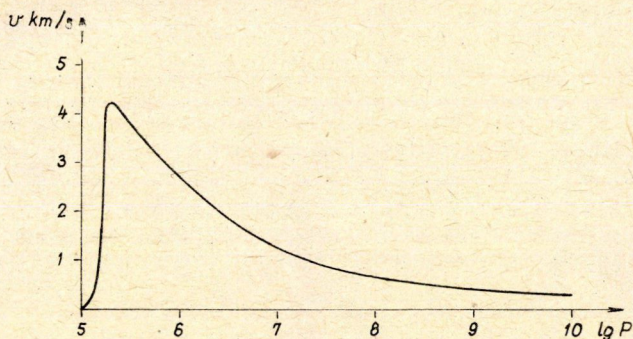
$$H = \frac{RT}{\mu g}$$

„ekvivalens magassággal” egyenlő, ahol  $R$  a gázállandó,  $\mu$  az átlagos molekulásúly

és  $g$  a gravitációs gyorsulás. A konvekció a *Prandtl*-féle keveredési teória szerint a következőképpen zajlik le: Kialakulnak  $l \approx H$  nagyságú konvektív turbulenciaelemek, amelyek  $l \approx H$  hosszúságú út megtétele után összekeverednek környezetükkel és ott újabb hőmérsékletfluktuációkat hoznak létre, amelyek újabb (a helynek megfelelő karakterisztikus méretű) turbulenciaelemek keletkezéséhez vezetnek.



1. ábra. A  $T$  hőmérséklet függése a  $P$  nyomástól a Nap konvekciós zónájában



2. ábra. A konvektív áramlás sebessége mint a nyomás függvénye a Nap konvektív zónájában

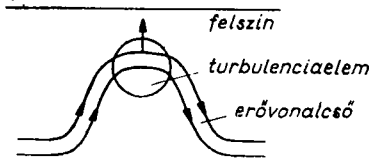
A *Prandtl*-féle elmélet alapján lehetséges a konvektív zóna modelljének numerikus módszerekkel történő kiszámítása. [5], [6]. Az 1. ábrán feltüntettük [6] alapján  $\lg T$  függését  $\lg P$ -től a Nap konvektív zónájában. Ezen grafikon segítségével könnyen kiszámíthatjuk a többi állapothatározót (pl.  $\rho$ -t is) mint a  $P$  nyomás függvényét, valamint megadhatjuk a konvektív áramlás  $v$  sebességét is (2. ábra).

## 2. A konvekció hatása a mágneses erővonalcsövekre

A Nap felületén gyakran megjelennek sötét foltok, amelyek hőmérséklete 1000—1500 °K-nel alacsonyabb a környezet hőmérsékleténél. Ezen foltok vertikális irányú mágneses térrel rendelkeznek, amelyek térerőssége elérheti az 1000—3000 gauss-t. A megfigyelések arra utalnak, hogy a foltok mágneses terének kialakulásánál nem a lokális terek összesűrűsödési folyamata játszik szerepet, hanem valamilyen effektus már „kész” erővonalcsöveket visz a Nap felszíne fölé. Kézenfekvő azt feltételezni, hogy a konvektív turbulencia-elemek ragadják magukkal az erővonalakat, hiszen a Nap felületéhez közeli tartományban a nagy vezetőképesség ( $\sigma \approx 10^{10}$  cgs) miatt érvényesek a mágneses tér befagyásának feltételei.

Ahhoz, hogy a mágneses erővonalcsöveket a konvekció elragadhassa, nyilván a konvektív mozgás kinetikus energiasűrűségének nagyobbnek kell lennie, mint a mágneses tér energiasűrűsége. A kinetikus energiasűrűség a konvektív zóna alsó tartományában (mintegy 100 000 km mélységben) a legnagyobb, itt:

$$\frac{\rho v_k^2}{2} \approx 5 \cdot 10^5 \text{ g cm}^{-1} \text{ sec}^{-2}.$$



3. ábra

Ahhoz, hogy az elragadás megtörténhessék, szükséges, hogy:

$$\frac{H^2}{8\pi} < 5 \cdot 10^5$$

legyen; ebből pedig

$$H < 3,5 \cdot 10^3 \text{ gauss.}$$

Utóbbi eredményünk összhangban van a megfigyelésekkel, hiszen 3500 gaussnál erősebb térerősséggel rendelkező foltokat a Napon nem lehet megfigyelni.

Az imént vázolt elgondolás keretein belül maradva, a konvektív turbulencia-elemek feltolhatják az erővonalcsöveket (amelyeknek létezését a Nap belsejében feltételezzük) a Nap felülete fölé és ekkor bipoláris folt keletkezik. Az erővonalcső átszeli a konvektív zónát. Ott, ahol a konvektív áramlások kinetikus energiasűrűsége nagyobb a mágneses tér energiasűrűségénél, nyilván a konvekció továbbra is magával ragadja az erővonalcsöveket és bizonyos idő után minden bizonnyal ugyanez az effektus viszi ismét az erővonalcsövet a Nap felszíne alá. A konvektív zóna alsó tartományában a turbulenciaelemek mozgásának karakterisztikus ideje néhány száz 10 nap, ami jó egyezésben van a napfoltok megfigyelt élettartamával.

## 3. Magnetohidrodinamikai hullámok keletkezése napfoltokban

Az előző két fejezetben vázolt elképzelés szerint a napfoltokat a Nap felülete fölé kitüremelő mágneses erővonalcsövek hozzák létre. Egy napfolt modellje tehát első közelítésben úgy vehető fel, mint egy mágneses erővonalcső, amely merőleges a Nap felületére és amelyben a mágneses tér erőssége állandó. (A valóságban a foltok mágneses tere a középpontból a szélek felé haladva csökken). Modellünkben a napfolton belül nyilván a mágneses tér energiasűrűsége,  $\frac{H^2}{8\pi}$  is állandó. A konvektív

áramlások  $\frac{\rho v_k^2}{2}$  kinetikus energiasűrűsége viszont változik, pontosabban a Nap felületéhez közeledve csökken. Az erővonalcsőben ott, ahol  $\frac{\rho v_k^2}{2} > \frac{H^2}{8\pi}$ , a mágneses tér nem zavarja a konvekciót és a konvektív turbulenciaelemek magukkal ragadják az erővonalcsövet vagy az erővonalakat, míg  $\frac{\rho v_k^2}{2} < \frac{H^2}{8\pi}$  esetében a mágneses tér befagyasztja a konvektív áramlást az erővonalcsövön belül. A konvekció leállásának helye tehát a  $\frac{\rho v_k^2}{2} \approx \frac{H^2}{8\pi}$ -nek megfelelő hely környezetében levő „kritikus tartomány”. A következő táblázatban közöljük, hogy különböző mágneses térerősségek mellett milyen  $P_{krit}$  nyomásértékeknél áll le a konvekció és mekkora itt a konvektív áramlás  $\frac{\rho v_k^2}{2}$  kinetikus energiasűrűsége. A táblázatban feltüntettük a  $P_{krit}$  nyomásértékeknek megfelelő geometriai mélységet is.

$H$ (gauss)	$\lg P_{krit}$ (bar)	$\frac{\rho v_k^2}{2}$ $\left(\frac{\text{erg}}{\text{cm}^3}\right)$	$h$ (km)
100	5,15	$3,7 \cdot 10^2$	500
500	5,25	$2,7 \cdot 10^4$	700
1000	5,30	$4,0 \cdot 10^4$	800
1500	7,40	$8,5 \cdot 10^4$	3500
2000	8,10	$1,5 \cdot 10^5$	5000
2500	8,60	$2,8 \cdot 10^5$	6200
3000	9,00	$3,5 \cdot 10^5$	7500

A táblázatból látható, hogy a folt nem mély képződmény (ha a foltot azonosítjuk azzal a tartománnyal, amelyben már nincsen konvekció), hiszen a megfigyelések szerint a folt nagysága durván arányos a benne levő mágneses térerősséggel és a legnagyobb foltok átmérője mintegy 10 000 km.

Térjünk most rá a „kritikus zóna” vizsgálatára, amelyben  $\frac{\rho v_k^2}{2} \approx \frac{H^2}{8\pi}$ . Ebben a tartományban az *Alfvén*-féle magnetohidrodinamikai hullámok terjedési sebessége:

$$V_A = \frac{H}{\sqrt{4\pi\rho}} \approx v_k.$$

KULSRUD alapvető munkája szerint [7], ebben az esetben a mozgó konvektív turbulenciaelemek energiája magnetohidrodinamikai hullámokba megy át. KULSRUD ki is számítja a keletkező magnetohidrodinamikai zaj különböző komponenseinek energia-áramát. A mi esetünkben a *Kulsrud*-féle módszer nem alkalmazható, mert ismerni kellene a sebességteret, amit a mágneses tér jelenléte éppen a „kritikus zónában” módosít. KULSRUD más feladat megoldása kapcsán egy olyan réteget tekint effektívnek a magnetohidrodinamikai zaj keletkezését illetően, amelynek vastagsága meg-egyezik a helyi „ekvivalens magassággal”. Ez az eljárás azonban szerintünk nincsen

kellőképpen megindokolva, bár meg kell jegyezni, hogy a KULSRUD módszerével számított energiaáram az általunk kiszámított példákban (1000 és 2000 gauss esetében) nagyságrendileg megegyezik a későbbiek folyamán általunk más úton nyert értékekkel.

Mivel a konvekció a kritikus tartományban leáll, a konvektív turbulenciaelemek  $\frac{\rho v_k^2}{2}$  kinetikus energiája átmegy magnetohidrodinamikai hullámok energiájába.

OSTERBROCK [8] szerint elég erős mágneses térerősség esetében a magnetohidrodinamikai hullámok három ismeretes módusa közül az *Alfvén*-féle hullámok fognak dominálni. A továbbiakban ezért pusztán *Alfvén*-féle hullámokra fogunk szorítkozni, [10]. A kritikus zónában keletkező *Alfvén*-hullámok energiaáram-sűrűsége  $\rho V^2 \cdot V_A$ , ahol  $V_A$  az *Alfvén*-féle hullámok terjedési sebessége,  $V$  pedig (legalábbis nagyságrendben) meg kell egyezzen a konvektív mozgás  $v_k$  sebességével a kritikus tartományban.

Az *Alfvén*-féle hullámok csillapodása a Joule-veszteség és a zérustól különböző viszkozitás miatt — mint könnyen látható — elhanyagolható. Fellép azonban az *Alfvén*-féle hullámok reflexiója. [9] szerint a reflexió akkor lép fel folytonosan változó sűrűségű közegben, ha

$$\lambda_A > H,$$

ahol  $\lambda_A$  az *Alfvén*-féle hullámok hullámhossza és  $H$  ismét az ekvivalens magasság. A kritikus tartományban nyilván  $\lambda_A \approx H$ . Mivel

$$\lambda_A \sim \frac{V_A}{v} \sim \frac{H}{v\sqrt{4\pi\rho}} \sim \rho^{-1/2},$$

és  $\rho$   $r$  növekedésével csökken, tehát  $\lambda_A$  a kritikus tartomány felől a Nap felülete felé közeledve növekedik,  $H$  viszont csökken  $r$  növekedésével, amiből a  $\lambda_A > H$  feltétel teljesül és az *Alfvén*-féle hullámok reflexióját tekintetbe kell vennünk. [9] szerint a visszavert és a tört *Alfvén*-hullámok energiaáramának aránya:

$$\frac{(\sqrt{\rho_2} - \sqrt{\rho_1})^2}{4\sqrt{\rho_1\rho_2}},$$

ahol  $\rho_1$  és  $\rho_2$  a közeg sűrűsége egy  $\lambda_A$  vastagságú réteg két oldalán. A kritikus tartomány fölött az előbb mondottak miatt  $\rho_2 \gg \rho_1$ . Ekkor

$$\frac{F_{\text{tört}}}{F_{\text{vert}}} = \frac{\rho_1 V_1^2 V_{A1}}{\rho_2 V_2^2 V_{A2}} = \frac{\rho_1^{1/2} V_1^2}{\rho_2^{1/2} V_2^2} = \frac{4\sqrt{\rho_1\rho_2}}{(\sqrt{\rho_2} - \sqrt{\rho_1})^2} \approx \frac{\rho_1^{1/2}}{\rho_2^{1/2}},$$

amiből  $V_1 \approx V_2$ . Így az *Alfvén*-féle hullámok energiasűrűsége:

$$F = \rho V^2 V_A = \rho V^2 \frac{H}{\sqrt{4\pi\rho}} \approx \text{konst} \cdot \rho^{+1/2}.$$

A kritikus tartománytól a Nap felületéig az *Alfvén*-féle hullámok energiájának csak

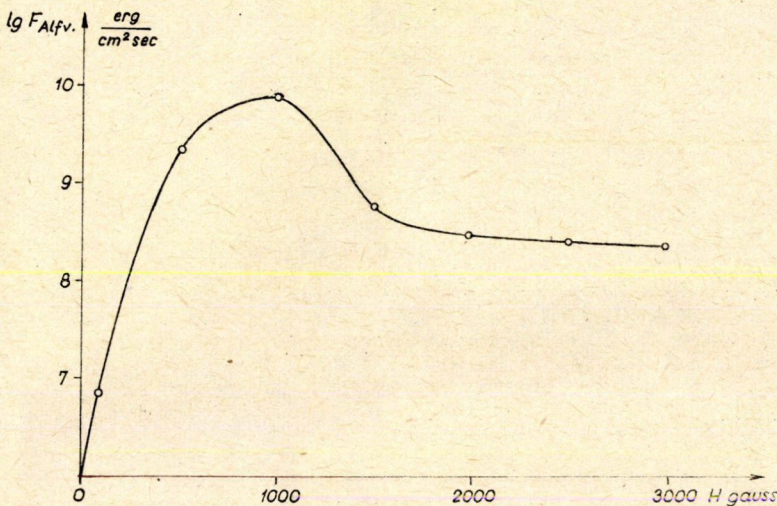
$$\frac{F_{\text{fel}}}{F_0} = \left( \frac{\rho_{\text{fel}}}{\rho_0} \right)^{1/2}$$

hányada érkezik, ahol  $\rho_{\text{fel}}$  ill.  $F_{\text{fel}}$  a felületi,  $\rho_0$  ill.  $F_0$  a kritikus tartományban levő sűrűséget, illetve energiaáramot jelöli.

A foltokban a Nap felületének megfelelő szintig kitérkező *Alfvén*-féle hullámok energiaárama tehát:

$$F_{\text{fel}} = V_A \frac{\rho_0 v_k^2}{2} \left( \frac{\rho_{\text{fel}}}{\rho_0} \right)^{1/2} = \frac{v_k^2}{2} (\rho_0 \rho_{\text{fel}})^{1/2} V_A \text{ erg cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}.$$

$\rho_0$  és  $v_k$  értékét a táblázat és a 2. ábra segítségével állapíthatjuk meg. A Nap felületi sűrűségét  $\rho_{\text{fel}} = 8,7 \cdot 10^{-8}$ -nak vesszük. A napfoltból kiáramló *Alfvén*-féle hullámok  $F_A$  energiaáramsűrűségét mint a mágneses térerősség függvényét a 4. ábrán tüntetjük fel.



4. ábra. A napfoltokból kiáramló *Alfvén*-féle hullámok energiaárama mint a mágneses térerősség függvénye

#### 4. Az eredmények értékelése

A 3. ábrán láthatjuk, hogy az *Alfvén*-féle hullámok energiaárama 1000 gauss térerősség esetében maximummal rendelkezik, majd kisebb lecsökkenés után közelítőleg állandó lesz. Ha — mint feltételezni lehet — a napfoltok fölött lezajló jelenségek kapcsolatban állanak a kiáramló magnetohidrodinamikai hullámokkal, akkor a napfolt feletti rétegekben az aktivitásnak mintegy 1000 gauss térerősséggel rendelkező foltok esetén kell maximálisnak lennie. A kiáramló magnetohidrodinamikai energia 1500 és 3000 gauss között állandó, tehát nem függ a mágneses térerősségtől. A Nap teljes

$$F = 6,35 \cdot 10^{10} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{ sec}}$$

energiaáramából az *Alfvén*-hullámok által elvitt energiaáram levonása után fennmaradó energiaáramnak nyilván sugárzás segítségével kell transzportálódnia a hideg külső tér felé. 1000 gauss térerősség esetében a fennmaradó energiaáramnak megfelelő effektív hőmérséklet mintegy 200 °K-el ad alacsonyabb hőmérsékletet a mágneses tértől nem háborított területek effektív hőmérsékletéhez képest. Ez lényegesen kisebb érték, mint amit a megfigyelések mutatnak. Ha viszont tekintetbe vesszük, hogy a konvekció leállásának helyén a  $\nabla_s$  sugárzási hőmérsékletgradiens lényegesen nagyobb, mint a napfolton kívüli közeg hasonló módon képzett hőmérsékletgradiense, akkor a foltban a Nap felületével azonos szinten levő rétegben 1000 gauss-os térerősség esetén pontosan a megfigyelésekkel megegyező 1500 °K-es hőmérsékletkülönbséget kapjuk. 2000 gauss-nál nagyobb térerősséggel rendelkező foltok esetében ez a hőmérsékletkülönbség még nagyobbak adódik, azonban ebben az esetben már nem hagyható figyelmen kívül az a „fűtési effektus”, amelyet a folt oldalról sugárzás útján kap.

Meg kell jegyeznünk, hogy dolgozatunkban több helyen durva közelítéseket alkalmaztunk, tehát a kapott eredmények csak nagyságrendben lehetnek helyesek.

Végül köszönetet szeretnék mondani SZ. B. PIKELNER professzornak, a moszkvai Sternberg Intézet munkatársának, értékes megjegyzéseiért.

#### IRODALOM

- [1] K. SCHWARZSCHILD: Über das gleichgewicht der Sonnenatmosphäre. *Göttinger Nachr.* 1906.
- [2] DETRE LÁSZLÓ: A csillagok stabilitása és pulzációja, *Csillagászati Lapok* III. (1940).
- [3] UNSÖLD: *Physik der Sternatmosphären*, 1955. 228. o.
- [4] PRANDTL: *Strömungslehre*, vagy  
BIERMANN: Über den Typus der Konvektion in Instabilitätszonen. *Z. Astrophysik* 22. 65. (1942).
- [5] VITENSE: Der Wasserstoffkonvektionszone der Sonne. *Z. Astrophysik* 32. 135. (1953).
- [6] MARIK: *A Nap hidrogén konvekciós zónája*, Disszertáció. 1961.
- [7] KULSRUD: Effect of Magnetic Fields on Generation of Noise by Isotropic Turbulence. *Ap. J.* 121. 461. (1955).
- [8] OSTERBROCK: The Heating of the Solar Chromosphere, Plages, and Corona by Magneto-hydrodynamic Waves. *Ap. J.* 134. 347 (1961).
- [9] С. Б. Пикельнер: Основы космической электродинамики. 1961. 87. о.
- [10] SZABÓ JÁNOS: Magnetohidrodinamikai lökéshullámok, *Magyar Fizikai Folyóirat* IX. 35. (1961).

(Beérkezett: 1966. VI. 15.)

#### THE GENERATION OF MAGNETOHYDRODYNAMIC WAVES IN SUNSPOTS

by

M. MARIK

#### S u m m a r y

The depth of the layer at which the magnetic field appreciably influences convection is determined from the condition of equality of magnetic energy of the field beneath the spot and convective kinetic energy in accordance with the VITENSE model. The flux of emitted ALFVÉN waves is estimated, assuming that in this zone the wave amplitude is equal to the convective velocity. The ALFVÉN wave flux in the spots is higher by one order than those for the flux from ordinary active regions. Therefore the chromosphere above the spot should have other properties.