

Csillaglégkörök, csillagszínképek, spektroszkópia

(Alcímnek még ezt?

Kvantitatív spektrálanalízis asztrofizikai alapjai. Asztrofizikai sugárzástan)

[Vagy félretenni a teljes, I. II. kötet címének? 21.01.18]

Legyen még ez is az alcímben?

Marik M. Csillagászat, Akadémiai Kiadó, új kiadás, revideált, bővített Asztrofizika fejezet, *szerk.: Szabó Róbert*

Vázlat a csillagok atmoszférája, csillagszínképek fejezethez

Barcza Szabolcs

Budapest (2020. dec. 29.)

TARTALOMJEGYZÉK

- 1. BEVEZETÉS, 5
 - 1.1 Csillagok légköre, színképe
 - 1.2 Csillagászati spektroszkópia kialakulása
 - 1.3 A színkép forrása: égitestek atmoszférája
- 2. EILEKTOMÁGNESES SUGÁRZÁS ÁRAMLÁSA, 9
 - 2.1. Sugárzás intenzitása, fluxusa, energiasűrűsége
 - 2.2. Monokromatikus emissziós, abszorpciós koefficiens, optikai mélység
 - 2.3. Sugárzás spektruma termikus egyensúlyban
 - 2.4. A forrásfüggvény, Néhány fizikai állandó és egység
- 3. CSILLAGÁSZATI SZÍNKÉPEK MEGFIGYELÉSE
 - 3.1. A színképek fajtái, forrása

3.2. Csillagok légkörének empirikus felosztása

3.3. Egy csillag megfigyelhető fluxusa

3.4. Légköri extinkció, disztorzió

3.5. Fotometria, spektroszkópia, spektrofotometria, technikai megjegyzések

• 4. A MONOKROMATIKUS SUGÁRZÁS ÁRAMLÁSI EGYENLETE

4.1. A monokromatikus áramlási egyenlet megoldása, sugárzási egyensúly

4.2. A monokromatikus áramlási egyenlet formális megoldása

4.3. A megoldás értelmezése

4.4. 1D légkörmodellek elméleti megalkotásának vázlata. (Visszacsatolások, a Kourganoff kv.-re utalni itt: a csillagok légköre konst. fluxusú modellekkel közelíthető jól, ezek problémái kevésbé súlyosak, mert a forrásfüggvény – l. 2.4. alfejezet – viszonylag kevés komponensből áll.)

4.5. A "engine powered by radiative flux" (radiative flux may generate pulsation? macroscopic ordered motions generated by radiative flux? RRL, stb csillagok pulzációs instabilitásának összekapcsolt hidrodinamikai és sugárzástani megközelítése – ??)

• 5. SZÜRKE MODELLEK

5.1. A szürke modellek két fő fajtája. (Megemlíteni, hogy az $F(\tau) = \text{konst}$ modellekhez a κ_{Ross} tartozik, az $F(\tau) \neq \text{konst}$ "áramlási modellekhez" a pedig κ_{abs} alkalmazandó, és keverésük teljesen hibás eredményt ad.)

5.2. Konstans fluxusú szürke modellek

5.3. Utalás a bolygó légkörök modellezésére, a számos nemradiatív, esetleg ráadásul nemlineáris visszacsatolásra

• 7. A FORRÁSFÜGGVÉNY

[Ez nem lesz önálló fejezet, hanem átteszem a 2.4. alfejezetbe]

7.1. Az átmenetek típusai (k-k, k-sy, sz-sz, többszörösen gerj. állapotok, Thomson, Rayleigh szórás, Einstein f. átmeneti valószínűségek. Dipól, kvadrupól, tiltott és megengedett átmenetek, átmeneti mátrixelemek számítása, labor mérése, lin. kvadr. Stark, Zeeman eff. — ez a rész inkább csak rövid utalásokkal az anyag/sugárzás kölcsönhatás tárgyalásának elm. fiz. problémáira.

7.2. Koherens, inkoherens szórás, valódi abszorpció, extinkció. A Schwarzschild-féle integrodifferenciálegyenlet

7.3. Színképvonalak kiszélesedése

• 8. CSILLAGOK LÉGKÖRE HIDROSZTATIKUS EGYENSÚLYBAN (Nap légköre külön.)

8.1. A N-S egyenlet, az egyes tagok jelentése. Stabilitás beállításához szükséges idő.

8.2. Egzotikumok: diffúzió, erős mágn. tér

8.3. Pulzációs instabilitás, Sch., Ledoux, Schwarzschild kritérium, turbulenciák.

8.4. QSAA modellek pulzáló csillagokra (RRL, Cepheidák, stb)

- 9. CSILLAGLÉGKÖRÖK, SPEKTRUMOK MODELLEZÉSÉNEK EREDMÉNYEI, PROBLÉMÁI.

9.1. ATLAS, NEXTGEN, ... MODELLEK, QSAA, fizikai paraméterek alakulása a csillagok légkörében, fotometriai távolságok, populációsztézis, B-W módszer, megoldásra váró hidrodinamikai feladatok.

9.2. A normál, különleges színképek. Légkörmodellek I-V lum. osztályhoz, fehér törpék. A "csillagfejlődés" spektroszkópiai vonatkozásai.

9.3. Azonosítatlan vonalak, ellentmondások

- 6. PLANETOLÓGIAI, KLÍMATOLÓGIAI AI KÖVETKEZMÉNYEK SUGÁRZÁSTANI VONATKOZÁSAI

Legyen inkább külön kötet(?), esetleg a megfigyelések, a mérési adatok kritikai ismertetésével is, [MF] elérhető anyagának bevonásával, összevetésével, tágabb klímatológiai kitekintéssel? [MF] személyes közlése arról, hogy a $\kappa_{\text{abs}} \rightarrow \kappa_{\text{Ross}}$ csere mindent elront! Ez igazolja, hogy a $F(\tau) = \text{konst}$ nem teljesül a teresztériális atmoszférában.

Chapter 1

BEVEZETÉS

1.1 Csillagok légköre, színképe

A fejezet tárgya az asztrofizikának¹ egyik ága, a csillaglégkörök fizikája, csillagászati kvantitatív spektrálanalízis asztrofizikai megalapozása, utalással a közös vonásokra a laboratóriumi spektrálanalízissel. A csillaglégkörök fizikai leírásához szükséges alapfogalmak után a megfigyelési módszerek ismertetése következik, amelyek a csillagszínképek rögzítésére szolgálnak, majd a modellszámítási és a megfigyelési eredmények kapcsolatának vázlata. Ezután következik a csillaglégkörök modellezése, és a modellhez tartozó színkép kiszámítása. Végül egyszerűsített példák ízelítőt nyújtanak a csillagászati spektroszkópia eredményeiből.²

Később még egy csillag, égitest légkörének pontosabb definiálása is következik, egyelőre annyi elég lesz, hogy az a rész, amelyet optikai eszközökkel meg lehet figyelni. A témakörhöz a XX. sz. óta tartozik az elektromágneses sugárzás értelmezése az optikai tartományon kívüli hullámhosszakra is. A kvantitatív spektrálanalízishez, az égitestek atmoszférája szerkezetének tárgyalásához a fizika három különböző ágát: sugárzástani, atomfizikai és hidrodinamikai törvényeket kell alkalmazni arra a problémakörre, amely úgy foglalható össze, hogy az atmoszférát alkotó kis sűrűségű plazmán, vagy gázok elegyén áramlik keresztül gyenge intenzitású elektromágneses sugárzás, amelynek hatása a kérdés a közeg állapotára, megfigyelhető tulajdonságaira. Vagyis milyen lesz az atmoszféra egyensúlya, szerkezete, mekkora lesz az égitestet

¹Az asztrofizika két görög szóból tevődik össze, szó szerint lefordítva égitestek fizikáját, régi szóval természetrajzát jelenti.

²A témakörben elmélyüléshez három monográfia: A. Unsöld: Physik der Sternatmosphären, Springer, Berlin, 1968, D. Mihalas: Stellar Atmospheres, Freeman, San Francisco, 1978, D. és B. W. Mihalas: Foundations of Radiation Hydrodynamics, Oxford Univ. Press, New York, 1984. Nem monográfiai mélységű művek, amelyek segíthetik a témakör megértését: E. Böhm-Vitense: Introduction to Stellar Astrophysics, Cambridge Univ. Press, 1989, A. Unsöld, B. Baschek: The new Cosmos: an Introduction to Astronomy and Astrophysics, 5. kiadás, Springer, Berlin, 2001, G. W. Collins The Fundamentals of Stellar Astrophysics II, Web edition, 2003

elhagyó elektromágneses sugárzás erőssége és milyen az intenzitásának hullámhossz szerinti eloszlása. A fejezetben még lesz röviden szó a bolygók légkörével kapcsolatos, hasonló fizikai módszerekkel tárgyalható problémakörökről, a klímatológiai szempontból nagyon fontos üvegházhatás radiatív vonatkozásairól is.

A fő téma, a csillaglégkörök fizikája, a csillagszínképek értelmezése az asztrofizika lezárt ágának tekinthető. A kvantitatív spektrálanalízis, például a Nap, vagy egy átlagos fősorozatú csillag színképeinek elméleti kiszámítása és összehasonlítása egy megfigyelt spektrummal a könyv első kiadása idején egy éves munkát kívánt meg egy jól képzett csillagásznak, asztrofizikusnak. Manapság számítógépi nagyiparrá vált mindez, amelyre programcsomagok érhetőek el. Jóllehet spektrográffal felszerelt távcső és nagy számítógépek, vagyis megfelelő háttér nélkül nemigen lehet érdemben hozzászólni tárgyunkon belül a divatos aktuális kutatási témákhoz, egyáltalán nem fölösleges azon módszerek megismerése, amelyek a színképelemzéssel, az asztrofizikai módszerek alkalmazásával a csillagászatnak ezt az ágát kvantitatív tudománnyá tették. Erről a teljesség igénye nélkül megemlíthetjük például a csillagok fizikai jellemzőinek (tömeg, luminozitás) és kémiai összetételének, a változócsillagok változó paramétereinek meghatározását vagy éppen a csillaghalmazok, galaxisok integrált színképeinek kiszámítását. Feltétlenül érdemes az ilyen típusú problémák megoldásához vezetők légkörfizikát, asztrofizikát, spektroszkópiát a mai állapotában összefoglalni, amelyeknek numerikus megoldása a programcsomagok formájában elérhető. Alkalmazásuk a programcsomagok tartalmának részletes ismerete nélkül is lehetséges, de azért az adekvát következtetések levonásához jó, ha az alkalmazó sejti az asztrofizikai hátteret is.

Különleges színképek létrejöttéről, ma is aktívan kutatott, lezáratlan, területekről is lesz röviden szó, ahol a fejezetben összefoglalt módszerek szerepe igen jelentős lehet, legalábbis az elindulásnál. Ilyen például kvazárok, neutroncsillagok, laboratóriumi körülmények között ma elérhetetlen térerősségű mágneses térrel bíró égitestek színképeinek keletkezése, értelmezése, vagy éppen az alkalmazás bolygók légkörére, amelyen belül az üvegházhatás radiatív aspektusai a bolygók atmoszférájában számos kutatás és vita forrása a teresztriális klíma megfigyelt melegekedése kapcsán.

A hangsúlyok a XXI. századi asztrofizikában az alkalmazások, és az informatika felé tolódtak el, mert számos égboltfelmérő teleszkóp és a mesterséges égitestek jóvoltából az optikai tartományon kívüli hullámhosszakat is lefedő megfigyelési anyagból hatalmas fotometriai és spektroszkópiai adatbázisok, katalógusok keletkeztek, továbbá a pozíciós csillagászatban is korábban elképzelhetetlen gyarapodás történt. Így csillagszínképek, a csillaglégkörök fizikájának vonatkozásában a spektroszkópia megoldandó feladata túlnyomóan egy inverz asztrofizikai probléma megoldására egyszerűsödött: vannak a megfigyelt magnitudók, fizikai egységekbe redukált fényességek, színkép vonalak, és meg kell keresni a modellek paramétereinek variálásával azokat a kombinációkat, amelyeknek színképe a legjobban egyezik a megfigyelttel. Körültekintő munka szükséges, mivel egy-egy sokasághoz a megfigyelt fotometriai, spektroszkópiai adatoknak több légkörmodell is tartozhat. Nagyon is lehetséges, hogy nem kölcsönös és egyértelmű a megfeleltetés a rendelkezésre álló megfigyelési anyag és a már fi-

gyelemben vett modellek paramétereinek között, és ennek eléréséhez újabb megfigyelési anyagokra lehet szükség. Erre számos példa ismert az asztrofizika történetéből.

1.2 Csillagászati spektroszkópia kialakulása

A klasszikus csillagászat a XIX. sz. elejéig csak az égitestekből származó fény irányával foglalkozott, amelyből az égitestek mozgását ki lehet számítani, illetve annak vetületét a megfigyelhető égboltra úgy, ahogy az egy földrajzi helyen látszik. A megfigyelési módszerek tökéletesedésével nemcsak a fényforrás iránya, hanem a sugárzás erőssége is vizsgálhatóvá, mérhetővé vált, így létrejött a fotometria és a színképelemzés a XIX. és a XX. században. Ezek általánosan használt eszközöké váltak a csillagászatban, és természetesen a kémiában, fizikában, egyéb tudományágakban. Célja a forrás, a sugárzás, a sugárzó tartomány milyenségének: fizikai állapotának, kémiai összetételének meghatározása. A vizsgálat tárgya a hullámhossz szerint az összetevőire bontott fény analízisa lett. Ehhez más megfigyelők, kísérletezők által is ellenőrizhető, objektív, reprodukálható módon, szabványos fizikai egységekben kellett megadni a kísérletek és a megfigyelések kiértékelését, eredményét. A tudományág elindítói voltak Joseph von Fraunhofer (1787-1826), aki felfedezte a Nap színképében azokat az abszorpciós vonalakat, amelyeket ma Fraunhofer vonalaknak nevezünk, és később megtalálta ugyanazokat a csillagok színképében is, valamint Robert Wilhelm Bunsen (1811-1899) és Gustav Robert Kirchhoff (1824-1887), akik laboratóriumi kísérleteikkel felismerték hevített testek, gázok sugárzásának törvényeit, és megtették az első lépéseket az elméleti értelmezésben.

Ezekkel az úttörő munkákkal kezdetét vette a "nagyágrendi csillagászat", ez a teljesen új irány a csillagászatban az addig egyeduralgó égi mechanikához és pozíciós csillagászatához, a "precíziós csillagászat" képest.³ Azelőtt nem tekin-

³A csillagászati és matematikai kiválóságáról ismert Friedrich Wilhelm Bessel (1782-1844) kijelentette egy nem kifejezetten csillagásznak tartott előadásában, hogy "mindig is világos volt az, amit a csillagászatnak nyújtania kell: eljárásokat kell megadni, amelyekkel az égitestek mozgását ki lehet számítani, úgy, ahogy az a Földről látszik. Ehhez elegendő egy pontos óra és jól felfüggesztett tengelyre szerelt, szögmérésre alkalmas 'kocsikerék', utalva ezzel a megjegyzéssel a kor egyik vezető műszerének, a meridiánkörnek alakjára. Minden egyéb, amit az égitestekről meg lehet tudni: például a felületük kinézete és létrejötte ugyan nem érdektelen, de nem képezi a csillagászati érdeklődés tárgyát". C. F. Gauss (1777-1855), aki Göttingen egyetemén a csillagászat professzora és az egyetemi csillagvizsgáló igazgatója volt, és élete végéig rendszeresen végzett saját maga is megfigyeléseket, egyszer azt mondta, hogy a fizikai csillagászat ugyan érdekes, de ő mégsem tartja sokra azt, mert ebben a tudományágban a matematika alkalmazása nem sok eredménnyel kecsegtet. E kijelentésen ugyan ma mosolygunk, és nyugodtan mondhatjuk, hogy az alkalmazott matematika nélkül manapság nagyon szegény volna az asztrofizika.

Az európai csillagászat fénykora a XVIII-XIX. sz. fordulójára esett, s mai szóval élve a fő kutatási témák az égi mechanika és a pozíciós csillagászat köré csoportosultak. Művelői nem kis büszkeséggel "precíziós csillagászatnak" nevezték tudományukat akkoriban, ezzel is kifejezve rosszallásukat a "nagyágrendi csillagászattal" szemben, ami alatt az asztrofizikát értették. Az égitestek pozíciójának tízed ívmásodperces pontossággal való megmérése lehetővé tette a

tették a csillagászat feladatának az égitestek természetének kutatását, sőt ebben a matematikát, és annak alkalmazásait sem sorolták az igazán méltó tudományos tevékenységek körébe. Az asztrofizika, kozmológia XX-XXI. századi kibontakozása rácsfolt erre. Megmutatta, hogy milyen termékeny lehet, ha a matematikát és a fizikát alkalmazzuk az égitestek természetrajzának kutatásában azaz az asztrofizikában, hogy milyen messzire lehet jutni a minket körülvevő világ feltérképezésén, kinematikai, dinamikai megismerésén túl. Ez mellé aztán még ráadásaként jött a kozmológia, a világegyetem szerkezetének kutathatósága.

A XXI. századi csillagászatban a csillaglégkörök fizikája, színképek elemzése, értelmezése az aktuális kutatásokban háttérbe szorult a XX. század első felének vezető témáihoz képest, amikor is a csillagászati spektroszkópia területéhez kapcsolódó, az áttörést jelentő fizikai tudományágakban a jelentős új eredmények születtek. A kvantummechanika és kvantumelektrodinamika, a sugárzási folyamatok többé-kevésbé sikeres fizikai modellezése, a statisztikus fizika és termodinamika, a hidrodinamika, a relativitáselmélet területén a felfedezések, a törvények felismerése és matematikai formába öntése oda vezetett, hogy szinte lezárt lett az elektromágneses sugárzás stacionárius áramlásának kérdése 1D (egy dimenziós) modellekben, és az ehhez kapcsolódó fizikai, asztrofizikai problémák megoldása. Megalkotásuk nagyon sok maradandó eredményre vezetett a z asztrofizikában. A könyvnek ez a fejezete erről a többé-kevésbé lezárt területről szól, ismertette az 1D modellekhez tartozó asztrofizikai, fizikai eredményeket, de nem tankönyvi részletességgel, módszerekkel. Ugyanakkor utalások is bekerülnek a tárgysorozatba az aktuális kutatási témákat illetően például a 2, 3D modellekre, amelyek értéséhez az 1D modellek kapcsán szerzett eredmények ismerete, alkalmazása szükséges.

Az 1D modellek sikere abban rejlik, hogy a csillagok sugara sokszorosa a légkör,

Naprendszer és közvetlen környéke feltérképezését. A csillagszámlálásokkal és a stellárstatisztikai módszerekkel sikerült ezt a feltérképezést kiterjeszteni, igaz itt már a pontosság nem volt olyan lenyűgöző, de ezt teljesen elfogadhatóvá tették a föltárt "irdatlan" méretek: több tízezer fényévnire tárgult ki a horizont! A stellárstatisztika művelői előtt ugyanaz a cél lebegett, mint közvetlen környékünk kifürkészői előtt: aprólékos munkával felépíteni csillagvárosunk (=a Tejútrendszer) modelljét, s ezzel teljessé tenni a "Világegyetem" leírását, amely a korabeli elképzelések szerint nem nyúlt túl egy tőlünk pár tízezer fényévnire levő gömbfelületen. Spekulatív alapon ugyan sokan – igaz inkább filozófusok, mintsem a tanult csillagászok – nemigen fogadták el azt, hogy a "Világegyetem" nem több, mint az említett kis csillagváros. A kételkedőknek azonban a pozitívizmusra hajló akkori kor csillagásza azt mondták, hogy csak a tényekről beszéljünk, arról és csak arról, amit meg tudunk figyelni, meg tudunk mérni. Ez pedig nem más, minthogy Napunk egy csillagvárosnak a közepe táján van, és ahogy haladunk a csillagváros széle felé, a megfigyelések szerint a csillagsűrűség is fokozatosan csökken, ami azt sejteti, hogy csillagvárosunk szépen belesimul a környező üres térbe.

Az imént vázolt naív világgépet az asztrofizika döntötte meg, s hozott a helyére egy jóval bonyolultabbat, amely az évtizedek során bővült többször is lényeges elemekkel. Ebben a folyamatban az asztrofizikán belül kulcsszerepet játszott a csillaglégkörök megértése, megbízható asztrofizikai modellezése, mert ezáltal vált lehetővé a csillagszínképek kvantitatív kiértékelése. A megfigyelt színképek szaporodásával és azok elemzésével számos csillag fizikai paramétereit meg lehetett határozni. Innen pedig egyenes volt az út a csillagászat központi kérdése, a távolságok megállapítása felé olyan térbeli mélységekig, amelyek a pozíciós csillagászat számára elérhetetlenek voltak.

a sugárzó forrás vastagságának. E modellek alkalmazásáról, a csillaglégkörök szerkezetének kvantitatív megértéséről, a csillagászati spektroszkópiáról túlzás nélkül mondható, hogy ezek adták a kulcsot horizontunk korábban elképzelhetelen kitágulásához a XX. században. Ma a csillagászati színeképek keletkezése, a csillagok túlnyomó többségének légköri szerkezete elég jól érthető, a bolygók légkörének radiatív folyamatai szintén, az intersztelláris anyag színeképek tárgyalásával sincsenek elvi problémák, és amikor egy éppen csak látható távoli galaxis 10^{11} egyedi csillagát már feloldani a jelenlegi eszközökkel nem lehet, az 1D modellek sugárzási fluxusainak súlyozott összegéből, vagyis az integrált fényből számos következtetés levonható a sok Gpc távolságban levő világról is.

1.3 A színekép forrása, égitestek atmoszférája

A megoldandó feladat: adva van egy bizonyos geometriájú, hőmérséklet-, sűrűség-stb. eloszlású közeg, bonyolítva esetleg turbulens mozgással, egy plazmatartomány, amelynek a színeképét akarjuk kiszámítani. A probléma elvileg ugyanaz, ha egy gázkiszülés, ívkiszülés, bolygó vagy éppen egy csillag légköre ez a vizsgálandó tartomány. Az itt vázolt formalizmus olyan általános lesz, hogy mindez beleférjen, noha konkrét alkalmazás a laboratóriumi spektroszkópiára nem lesz.

A laboratóriumi színeképelemzés célja lehet kémiai összetétel vizsgálata, vagy a sugárzó közeg, illetve az atomok fizikai paramétereinek meghatározása, ez utóbbit plazma spektroszkópiának is szokták nevezni. A kísérleti laboratóriumban a csillagászatban tanulmányozott forrásokhoz képest lényeges a forrás nagyon különböző volta, külső betápálás, nem termikus folyamatok gerjeszthetik a sugárzást. A sugárzó közeg mérete laboratóriumi léptékű, és inkább a nagy gradiens jellemző a fő paraméterekben, amelyeket néha akár a vizsgált effektushoz lehet igazítani.

A csillagászati spektroszkópia az égitestek színeképek, atmoszférájának tanulmányozására szolgál, célja lehet a kibocsátó égitest tulajdonságainak és a globális fizikai paramétereinek a meghatározása is. A megfigyelési és az elméleti értelmezési módszerek hasonlóak, kísérletezés azonban csak laboratóriumi spektroszkópiában lehet számottevő. Az égitesteknél a távolság, a méretek, a fizikai és kémiai körülmények nem alakíthatók tetszőlegesen, ezért 'kísérletezés' szóba sem jön. A kísérletezés csupán a megfigyelési, értelmezési módszerekkel kapcsolatban helyes fogalom. Itt kell megjegyezni, hogy főleg fizikusok által gyakran tévesen használt szó a 'kísérlet' csillagászati, asztrofizikai munkákkal kapcsolatban. Csak megfigyelés és értelmezés lehetséges, amelyeknek módszerei a spektroszkópia minden ágában ugyanazokon az alapokon nyugszanak.

Atmoszféra az a tartomány értjük, amelyben keletkezik az égitestből kijövő elektromágneses sugárzás, a színekép. Erről a tartományról kell felállítani modelleket, vagyis meg kell adni a kémiai összetétel, a fizikai paraméterek eloszlását, a kinematikai és dinamikai jellemzőket, az energetikai viszonyokat. Csillagászati spektroszkópiában a tárgyaláshoz az atomfizikai, hidrodinamikai ismeretek mel-

lett a sugárzás létrejöttével, áramlásával és a besugárzott közeg anyagával való kölcsönhatással kell foglalkozni, ezen összetevőkből kell modelleket felállítani.

Csillagok atmoszférájára nagyfokú homogenitás, kicsi gradiens és nagy kiterjedés jellemző, továbbá termikus egyensúlyhoz közeli állapotban van a sugárzó tartomány, amelyben jelentős lehet a nehézségi gyorsulás. A sugárzás intenzitása közel izotróp. Bolygónál hőháztartás bonyolultabb, a besugárzás forrása lehet csillag is, a légkör és a sugárzás forrása nincs mindenhol termikus egyensúlyhoz közeli állapotban, az intenzitás anizotrópiája lehet jelentős, a légkör alja lehet szilárd felszín is.

A következő részek megvilágítják, megértethetik azokat a fogalmakat, amelyeket az asztrofizikának ebben az ágában dolgozó kutatók szívtében-hosszában használnak, s megsejtetheti azt is, ami ma a témában zajlik a kutatás élvonalában. Ezenkívül asztrofizikai háttérrel kíván nyújtani olyan modern csillagászati témák megértéséhez, amelyekben a csillaglégkör jelenségei fontos szerepet játszanak.

Chapter 2

ELEKTROMÁGNESES SUGÁRZÁS ÁRAMLÁSA

Az égitestek légkörében olyan gyenge intenzitású elektromágneses sugárzás stationáriusnak tekinthető áramlása zajlik, amely ugyan kölcsönhatásba lép az ottani plazmával, de annak tulajdonságait számottevően nem változtatja meg.

Egy elektromágneses hullámban energia terjed, az $\mathbf{E}(\mathbf{r}, \mathbf{t})$, $\mathbf{H}(\mathbf{r}, \mathbf{t})$ az \mathbf{r} helytől és a t időtől függő térerősségek és a terjedési irány jobbsodrású koordináta-rendszert alkotnak. Egy tetszőleges felületen áthaladó sugárzási energia mennyiségét a számos különböző frekvenciájú és a különböző irányba haladó elektromágneses hullám (foton) Poynting-vektorainak — sugárvektorainak — rezgésidőre átlagolt összegzésével lehetne meghatározni. Így lehetne eljutni az intenzitáshoz, az égitestek légkörében a sugárzás terjedése szempontjából a kulcsfogalomhoz. Ennek következetes kivitelezése a jelenlevő hullámok nagy száma miatt azonban asztrofizikai problémákban igen körülményes volna. Mindazonáltal a fejezet elején a Maxwell-egyenletek alapján egy darab elektromágneses hullám terjedésének és elnyelődésének nagyon rövid leírása következik olyan plazmában, amelyben az anyagi állandók: dielektromos állandó, mágneses permeabilitás, elektromos ellenállás értéke — $\epsilon, \mu, \bar{\sigma}$ — helytől független állandó.

Statisztikus fizika szempontjából fotonok és a hőmozgás alkotják azokat a szabadsági fokokat, amelyek között ekvipartíció áll fenn, tehát az egy mikroszkópikus komponensre jutó átlagos energia égitestek légkörében kevés például párkeltésre: $kT < 511$ keV. Az ionok és a szabad elektronok jelenléte miatt a közeg elektromos szempontból jó vezetőnek számít, de a sugárzás terjedése szempontjából vákuumnak tekinthető. Kicsit elegánsabban ezt úgy is mondható, hogy a közeg és a rajta áthaladó fény kölcsönhatása a lineáris optika keretei között tárgyalható és a sugárzás transzportját kell modellezni.

A plazma sűrűsége a csillaglégkörökben olyan kicsi, hogy az elektromágneses

hullámok terjedése szempontjából szinte vákuumnak tekinthető, ezt $\epsilon \approx 1$, $\mu \approx 1$ fejezi ki. Ez az egyszerűsítés vezet az asztrofizikában széles körben alkalmazott, e fejezetben is részletesen tárgyalt fenomenologikus sugárzáselmélethez. Ebben az érdeklődés hangsúlya a sugárzási energia (teljesítmény) terjedésén, kölcsönhatásán van az égitest légkörét alkotó gázokkal, plazmával. Nem téma, és ezért el lehet tekinteni a kvantumelektrodinamikai részletektől, problémáktól, kérdésektől, amelyek inkább elméleti fizika szempontjából érdekesek, fontosak, és esetleg a megoldásuk is várat még magára.

2.1 Sugárzás intenzitása, fluxusa, energiasűrűsége

Az égitestek színképének keletkezéséhez, a sugárzás áramlásának kvantitatív tárgyalásához először a sugárzás intenzitását – egy felületegységen áthaladó teljesítményt – kell definiálni, majd ebből származtatók le különböző mennyiségek.

Legyen elektromágneses sugárzás az ϵ dielektromos állandójú, μ mágneses permeabilitású és $\bar{\sigma}$ elektromos ellenállású homogén térrészben, amelyben kompenzálatlan elektromos töltés nincs. A Maxwell-egyenletekből és az Ohm-törvényből leszármaztatható a telegráf egyenlet, amelynek egyik megoldása a ν frekvenciájú csillapodó síkhullám megoldás. Komplex írásmódban ez

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp\{i(2\pi\nu t - ks)\} \quad (2.1)$$

és $\mathbf{E} \rightarrow \mathbf{H}$ helyettesítéssel ugyanilyen függvény adódik a mágneses térerősségre is. (Az egyszerűség kedvéért az elektromágneses hullám z irányba halad, s e tengelyen jelöli a távolságot s .) A csillapodást

$$k = 2\pi\nu\mu^{1/2}(\epsilon - 2i\bar{\sigma}/\nu)^{1/2}/c \equiv 2\pi\nu\mu^{1/2}\bar{n}(1 - i\bar{\kappa})/c. \quad (2.2)$$

jelzi. Ha $\bar{\sigma} = 0$, akkor $\bar{\kappa} = 0$, tehát nincs elnyelődés, vagyis csillapodás, és

$$\mu\mathbf{H}^2 = \epsilon\mathbf{E}^2. \quad (2.3)$$

A sugárirányra merőleges $d\sigma$ felületelemen időegységenként átáramló sugárzási energia mennyiségét a sugárvektor (Poynting-vektor) adja meg. A sugárnyaláb útjában egy θ szöggel hajló \mathbf{n} normálisú $d\sigma$ egységnyi nagyságú felületelemen áthaladó sugárzási teljesítményt az

$$(\mathbf{nS}) = |\mathbf{S}|\cos\theta = \frac{c}{4\pi}|\mathbf{E} \times \mathbf{H}|\cos\theta = \frac{c\epsilon\mathbf{E}^2}{4\pi(\epsilon\mu)^{1/2}}\cos\theta = \nu u_\nu \cos\theta, \quad (2.4)$$

skalárszorzat adja meg, ahol $v = c(\epsilon/\mu)^{1/2}$ az elektromágneses hullám terjedési sebessége az adott közegben ($\approx c$, mivel a közeg majdnem vákuum), $u_\nu = (\epsilon\mathbf{E}^2 + \mu\mathbf{H}^2)/8\pi$ pedig a ν frekvenciájú síkhullám energiasűrűsége. Mivel a fotonok $h\nu/c$

impulzust hordoznak, (2.4)-ből a $d\sigma$ felületelemen időegységenként átáramló impulzus c -vel való osztással kapható meg. Ha a sugárzás vákuumban van, a haladási irányára merőleges elnyelő falra nehezedő sugárnyomás

$$P = |\mathbf{S}|/c = u_\nu. \quad (2.5)$$

Az elektromágneses hullám csillapodni fog, ha $\bar{\sigma} \neq 0$, ekkor

$$|\mathbf{S}| = \frac{c}{4\pi} |\mathbf{E}_0 \times \mathbf{H}_0| \exp\{(4\pi\nu i(t - \mu^{1/2}ns/c) - 4\pi\nu\mu^{1/2}n\bar{\kappa}s/c)\}, \quad (2.6)$$

ebből kiszámítható az ϵ , μ , $\bar{\sigma}$ anyagi állandókkal bíró közegben az elnyelt monokromatikus teljesítmény. Nincs túl jó egyezés az így számított és a megmért abszorpciós koeficiensek között az alkalmazott közelítés miatt: klasszikus elektrodinamika, az atomi elnyelési és fénykibocsátási folyamatok kvantáltságának figyelmen kívül hagyása, az anyagi minőséget csupán $\bar{\sigma}$, ϵ , μ képviseli. Mindazonáltal az asztrofizika korai szakaszában, a XX. sz. elején ezek a közelítések használatban voltak, s ha helytálló választ nem is adtak főként a használt $\bar{\sigma}$ nem jó ismerete miatt, például a csillagok légkörének kvantitatív leírására használatosak voltak, s nem is vezettek túl rossz eredményekre.

Ebben a tárgyalásmódban a lineáris optika azt jelenti, hogy az anyagi állandók (ϵ , μ , $\bar{\sigma}$) nem változnak meg az áthaladó elektromágneses sugárzás hatására, vagyis \mathbf{E} , \mathbf{H} -től való függésük elhanyagolható. Példa lehet a nemlineáris optikára az időtől is függő olyan intenzív sugárzás, amely ionizáció útján megváltoztatja $\bar{\sigma}$ -t, ezzel persze ϵ megváltozása is együtt jár. A csillagok légköre nagyon ritka plazmából áll, elektrodinamikai szempontból nagy vezetőképességű "vákuumnak" tekinthető. (Ezért mindig vehető $\epsilon = 1$, $\mu = 1$, a továbbiakban mást fognak jelölni ezek a szimbólumok.)

A fenomenológiai sugárzástan kulcsfogalma az $I_\nu(\theta, \phi)$ monokromatikus intenzitás, amit az a $dE_\nu(\theta, \phi)$ energiamennyiség definiál, amelyet a $d\sigma$ nagyságú felületelem az \mathbf{n} irányba mutató $d\Omega$ térszögtartományba dt idő alatt kisugároz az adott ν frekvencián a $d\nu$ frekvenciaintervallumba, vagyis

$$dE_\nu(\theta, \phi) = I_\nu(\theta, \phi) d\nu dt d\Omega \cos\theta d\sigma, \quad (2.7)$$

ahol $d\Omega = \sin\theta d\phi d\theta$ az elemi térszög. Asztrofizikai alkalmazások sajátossága (2.7) definícióban a $dt \gg \nu^{-1}$ feltétel teljesülése, kifejezendő azt, hogy $I_\nu(\theta, \phi)$ esetleges függése időtől nem elemi sugárzási fázisokra jellemző időtartamon belül fordulhat elő, például gyorsan pulzáló csillagok légkörének modellezésében. I_ν dimenziója teljesítmény/(felület \times frekvencia \times térszög). Ugyan a ν frekvencia argumentuma a monokromatikus intenzitásnak, a rövideg kedvéért régi hagyományt követve az indexbe szokás írni. Használatos még a hullámhosszegységre vonatkoztatott monokromatikus intenzitás is: I_λ , az átszámítás

$$d\nu = -\frac{c}{\lambda^2} d\lambda \quad (2.8)$$

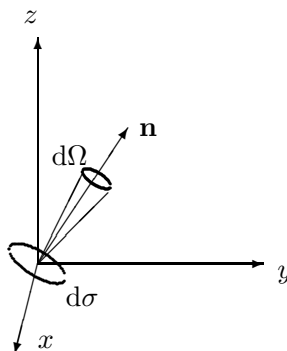


Figure 2.1: Az $I_\nu(\theta, \phi)$ monokromatikus intenzitás definíciója a z irányú sugárnyalábra helyezett $d\sigma$ elemi felületen áthaladó sugárzási teljesítmény mennyiségével.

segítségével könnyen elvégezhető. (Polarizált fény esetén is felírható (2.7), ilyenkor a polarizációs irányokra is tekintettel kell lenni, és I_ν ez esetben két egymásra merőleges síkban rezgő intenzitáskomponens összege.)

Az intenzitás matematikailag nézve skaláris mennyiség; bevezetésével nem sok-sok monokromatikus elektromágneses hullámra vonatkozó vektor-vektor függvények összegével kell dolgozni. A Poynting-vektor *egy darab* ν frekvenciájú \mathbf{E} , \mathbf{H} térerősségű elektromágneses hullám teljesítményét adja meg, amely átáramlik egy felületen. (2.7) alapján nyilvánvaló, hogy egy z tengely irányába terjedő síkhullámhoz, vagyis sugárnyalábrához képest θ szögben hajló σ felületen áthaladó teljesítmény

$$|\mathbf{S}|\cos\theta = \frac{c}{4\pi}|\mathbf{E} \times \mathbf{H}|\cos\theta = \frac{c}{4\pi}\mathbf{E}^2\cos\theta, \quad (2.9)$$

amint az (2.3) használatával következik és abból, hogy \mathbf{E} , \mathbf{H} , valamint a síkhullám terjedési iránya jobbsodrású derékszögű koordinátarendszert alkotnak. Ebből az összefüggésből látszik I_ν és \mathbf{S} kapcsolata.

A monokromatikus intenzitásból lehet származtatni egy égitest légkörének modellezéséhez szükséges egyéb mennyiségeket. A *közepes monokromatikus intenzitás* térszögre vett átlag:

$$J_\nu = \frac{1}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} I_\nu(\theta, \phi) d\Omega. \quad (2.10)$$

Dimenziója teljesítmény/(felület \times frekvenciaegység). *Izotrop sugárzás* esetén $J_\nu = I_\nu$, mert I_ν nem függ a θ , ϕ szögektől.

A *monokromatikus fluxus* a monokromatikus intenzitás $\cos\theta$ súlyfüggvénnyel képezett átlaga:

$$\pi F_\nu = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} I_\nu \cos\theta d\Omega \quad (2.11)$$

dimenziója ennek is teljesítmény/(felület \times frekvencia egység). (A (2.11) definícióban szereplő π régi hagyomány okán szerepel.) F_ν elnevezése asztrofizikai fluxus. A szakirodalomban használatos még a $\mathcal{F}_\nu = \pi F_\nu$ *fizikai fluxus*, valamint a $H_\nu = \mathcal{F}_\nu/4\pi = F_\nu/4$ *Eddington-féle fluxus*.¹

A monokromatikus fluxust célszerű két részre osztani a fel, le irány szerint a légkörön belül:

$$F_\nu = F_\nu^+ + F_\nu^- \quad (2.12)$$

ahol

$$\pi F_\nu^+ = \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} I_\nu \cos\theta d\Omega \quad (2.13)$$

a kifelé (a koordináta-rendszer z tengelye irányába) haladó sugárzási fluxus, vagyis I_ν átlaga $\cos\theta$ súlyfüggvénnyel. ($\int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \cos\theta d\Omega = \pi$, ez az eredete a (2.11) definícióban hagyományosan szereplő π -nek.) Hasonló módon belátható, hogy

$$\pi F_\nu^- = \int_{\pi/2}^\pi I_\nu \cos\theta d\Omega \quad (2.14)$$

a befelé ($-z$ irányba, $\pi/2 < \theta < \pi$) haladó sugárzási fluxus. Izotrop sugárzás fluxusa zérus: $-F_\nu^- = F_\nu^+$, csillagok légkörében az intenzitás már csak közelítőleg izotrop: $|F_\nu^-|/F_\nu \ll 1$, és a légkör határán nem lévén sugárzó anyag a visszafelé sugárzás eltűnik: $F^- = 0$.

Az $u_\nu(\mathbf{r})$ *monokromatikus sugárzási energiasűrűség* az \mathbf{r} pont környezetében a dV térfogatelemben levő sugárzási energia mennyisége, vákuumban a sugárvektorra vonatkozó (2.4) összefüggés szerint

$$cu_\nu = \int_\Omega I_\nu d\Omega, \quad (2.15)$$

dimenziója energia/(térfogat \times frekvencia). Izotrop sugárzás esetén

$$u_\nu = \frac{4\pi}{c} I_\nu. \quad (2.16)$$

¹ \mathcal{F}_ν , \mathcal{F}_λ asztrofizikában használt SI és cgs egysége, $1\text{Jy} = 10^{-26}\text{Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1} = 10^{-23}\text{erg} \times \text{s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{Hz}^{-1}$, K. G. Jansky (1905-1950) amerikai rádiócsillagász nevét őrzi ez az egység. Ez a nagyságrendje a csillagászati források tipikus látszó fényességének a $\nu = (1 - 100)\text{MHz}$ tartományban például a 3C Cambridge rádiócsillagászati katalógusban. A Kron-Cousins fotometriai rendszer V optikai tartományában ($\lambda \approx 530\text{nm}$, $\nu \approx 5.66 \times 10^{16}\text{Hz}$) például a Vega fluxusa (A&A 61,679,1977) $\mathcal{F} = 4.00 \times 10^{-9}\text{erg} \times \text{s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{Angström}^{-1} = 3.75 \times 10^{-22}\text{erg} \times \text{s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{Hz}^{-1} = 37.5\text{Jy}$. Ez a fizikai fluxus tartozik a Vega $V = 0.03$ magnitudós látszó fényességéhez.

Egy síkhullám t' periódusidejére átlagolva $u_\nu(t)$ -t:

$$\overline{u_\nu} = t'^{-1} \int_0^{t'} [\epsilon E^2(t) + \mu H^2(t)] dt = \frac{E_0^2}{8\pi} \quad (2.17)$$

lesz az eredmény, másrésztől (2.9) átlagolásával és (2.4) felhasználásával

$$u_\nu = I_\nu/c, \quad (2.18)$$

amiből tehát síkhullámra

$$I_\nu = cE_0^2/8\pi. \quad (2.19)$$

Frekvenciára való integrálással adódik az *sugárzási összintenzitás, fluxus, energiasűrűség*, ezek dimenziója rendre teljesítmény/(felület \times térszög), teljesítmény/felület, ez sokszor rövidítve csak fluxusként szerepel, és energia/térfogat.

$$I = \int_0^\infty I_\nu d\nu, \quad (2.20)$$

$$F = \int_0^\infty F_\nu d\nu, \quad (2.21)$$

$$u = \int_0^\infty u_\nu d\nu. \quad (2.22)$$

2.2 Monokromatikus emissziós, abszorpciós koefficiens, optikai mélység

Az ϵ_ν *monokromatikus emissziós koefficiens*t az a dE_ν energiamennyiség definiálja, amelyet egy dV térfogatelem időegységenként és frekvenciaegységenként kisugároz a $d\Omega$ térszögbe:

$$dE_\nu(\theta, \phi) = \epsilon_\nu(\theta, \phi) d\nu dt d\Omega dV, \quad (2.23)$$

dimenziója energiasűrűség/(térszög \times idő \times frekvencia).

A κ_ν *monokromatikus abszorpciós koefficiens*t az intenzitás dI_ν megváltozása definiálja, amelyet egy I_ν intenzitású sugárnyaláb szenved el ds úthosszon:

$$dI_\nu = -\kappa_\nu I_\nu ds. \quad (2.24)$$

Nyilvánvaló, hogy κ_ν dimenziója reciprokon hosszúság.² Használatos még a tömegegységre és az atomszámra vonatkoztatott monokromatikus abszorpciós koefficiens:

$$\kappa_{\nu,M} = \kappa_\nu/\rho, \quad (2.25)$$

²Asztrofizikai alkalmazásokban $\epsilon(\theta, \phi)$, κ_ν szinte mindig izotrop, ellenpélda az izotropiára például a poláros fény kisugárzása, ami erős mágneses térrel bíró égitestekben lehet fontos.

$$\kappa_{\nu,at} = \kappa_{\nu}/n, \quad (2.26)$$

ahol ρ az abszorbeáló anyag tömegsűrűsége, illetve n a számsűrűsége. (2.6)-tal való összehasonlítás alapján nyilvánvaló, hogy (2.24) nem empirikus összefüggés, hanem teljes összhangban van a klasszikus elektrodinamikával.

$\kappa_{\nu,at}$ dimenziója felület, az egy atomra jutó abszorpciós folyamatok leírására szolgál, amelyeket egy felület dimenziójú mennyiség, a hatáskeresztmetszet jellemez. Értéke nagyon tág határok között lehet és a hullámhossztól is erősen függ. Jellemző számszerű értéként álljon itt, hogy szabad elektronokon a fény szóródásának (Thomson-szórás) a hatáskeresztmetszete $6.65 \times 10^{-25} \text{cm}^2$, csillagok légkörében $\kappa_{\nu,at} = 10^{-19}$ de akár 10^{-25}cm^2 is lehet, és az abszorpciós küszöböknel $\kappa_{\nu,at}$ 1-2 nagyságrendet is változhat.

(2.24) felírásával ismét megfogalmazható, hogy mit jelent a lineáris optika: κ_{ν} nem függ I_{ν} -tól. Ez nyilván közelítés, ami a nem változó csillagok légkörében, belsejében előforduló intenzitásokon mindig jól teljesül, de esetleg egyáltalán nem teljesül a lézertényben előforduló $I_{\nu} \approx 3 \times 10^9 \text{kW/m}^2$ -es (közel monokromatikus) intenzitásokon. (Összehasonlítással annyit, hogy a Nap légkörének külső részében az összintenzitás $I \approx 5 \times 10^4 \text{kW/m}^2$.) Változó csillagok légkörében például elképzelhető, hogy I_{ν} időtől való függése miatt tekintettel kell lenni κ_{ν} I_{ν} -tól való függésére. Ez elvi nehézséget sosem okoz, de a numerikus megoldást igen megnehezítheti.

(2.24) felfogható úgy is, mint egy differenciálegyenlet. Megoldása:

$$I_{\nu}(s) = I_{\nu}(0) \exp\left\{-\int_0^s \kappa_{\nu}(s') ds'\right\} = I_{\nu}(0) e^{-\tau_{\nu}}, \quad (2.27)$$

ez a monokromatikus intenzitás változása a közegben s hosszúságú út megtétele után, ha reemisszió nincs, csupán abszorpció történik.³ (2.27) definiálja a τ_{ν} *monokromatikus optikai mélységet*, ami dimenziótlan szám. *Optikailag vékony*, illetve *vastag* egy közeg aszerint, hogy $\tau_{\nu} \ll 1$ avagy $\tau_{\nu} > 1$.

Az optikai mélység az asztrofizika igen fontos fogalma a geometriai mélység, távolság helyett, mert egy csillag légkörében, belsejében nem lehet például méterrudakkal használható távolságskálát definiálni, τ_{ν} pedig kiválóan alkalmas erre, mert az anyag sugárzással szembeni fizikai tulajdonságait jól egyesíti a geometriai távolságskálával. Mivel κ_{ν} nagyon erősen változhat ν függvényében, ugyanahhoz a geometriai mélységhez igen különböző optikai mélységek tartozhatnak ν értékétől függően.

2.3 Sugárzás spektruma termikus egyensúlyban

Termikus egyensúly akkor akkor jön létre, ha a $dV = d\sigma ds$ elemi térfogatban az

³A (2.27) megoldás $I_{\nu}(s)/I_{\nu}(0) = \exp\{-\tau_{\nu}\}$ formája, illetve sorfejtett, vagy ekvivalens átfogalmazásai Beer-Lambert törvényként ismertek, Pierre Bouguer vegyész fedezte fel 1729-ben. A planetológiai szakirodalomban ma is használatos hányados elnevezése *transzmittancia*, amelyet a monokromatikus ν infinitézimális intervalluma helyett a hullámhossz egy szélesebb intervallumára szokás értelmezni, amelyen belül gyengül az intenzitás, illetve fluxus.

elnyelt és kisugárzott sugárzási energia azonos, vagyis

$$\kappa_\nu I_\nu(\theta, \phi) d\nu d\Omega d\sigma ds dt = \epsilon_\nu(\theta, \phi) d\nu d\Omega dV dt, \quad (2.28)$$

I_ν csak a T hőmérséklet és a ν frekvencia függvénye; ez a Kirchhoff-törvény. Termikus egyensúlyban I_ν izotropiája miatt $I_\nu(\theta, \phi) = J_\nu$. Ilyen körülmények között a sugárzás intenzitása a következő függénnyel írható le:

$$\frac{\epsilon_\nu}{\kappa_\nu} = J_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}, \quad (2.29)$$

illetve (2.8) használatával a hullámhossz egységekre vonatkoztatott monokromatikus intenzitás

$$J_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/k\lambda T} - 1}. \quad (2.30)$$

A (2.29,2.30) Planck-függvény jelölése a szakirodalomban gyakran $B_\nu(T)$, és a Kirchhoff–Planck-függvény elnevezés is gyakori. Az általa leírt sugárzási intenzitás elnevezése *üregsugárzás*, *feketetest sugárzás*, illetve *hőmérsékleti sugárzás*. A legkönnyebben egyenletesen hevített átlátszatlan falú üregben kialakuló I_ν infintézimálisan kicsi lyukon keresztül való tanulmányozásával állítható elő. Innen származik az üregsugárzás elnevezés. A feketetest sugárzás elnevezés eredete az, hogy termikus egyensúly akkor tud kialakulni a sugárzás és az edény között, ha az edény fala minden sugárzást elnyel, majd maradéktalanul visszasugároz, ez pedig éppen az abszolút fekete test tulajdonsága. A hőmérsékleti sugárzás elnevezés arra utal, hogy minden $T > 0$ K hőmérsékletű test sugároz, mert termikus egyensúly fennállásakor a rendszer maximális entrópia állapotában van. A betölthető mikroszkópikus szabadságfokok az elektromágneses hullámok és a rendszer belső energiája (hőmozgás), és ezek között ekvipartíció áll fenn.⁴ Fontos korlátozó megjegyzés, hogy a csillagok, bolygók légkörében előforduló hőmérsékleteken más szabadsági foknak megfelelő párkeltésre nem található számottevő energia. Csillagok és bolygók légkörében nagyon széles körben alkalmazható (2.29,2.30), mivel a sugárzás anyagi minőségtől független, és a csillagok legkülső rétegeiig igen jó közelítés τ_ν lefelé igen gyors növekedése miatt.

A $0 \leq \nu \leq \infty$ teljes intervallumra érvényes (2.29,2.30) eloszlásból sorfejtéssel kapható meg a Rayleigh–Jeans-közelítés, ha $h\nu/kT \ll 1$:

$$J_\nu = 2\nu^2 kT/c^2, \quad (2.31)$$

$$J_\lambda = 2kTc/\lambda^4, \quad (2.32)$$

amelyet J. Jeans (1877-1947) a h elemi hatáskvantum feltételezése nélkül elméleti úton meg tudott kapni. Laboratóriumi spektroszkópiából ismert volt, hogy (2.31)

⁴Az ekvipartíció egyik triviális következménye, hogy egy felhevített üregbe behelyezett test a termikus egyensúly beállása után eltűnik a megfigyelő elől, mert a kontúrjai mentén ugyanúgy csak I_ν látható, mint az üreg más pontjaiban.

az ultraibolya katasztrófát jelenti: $J_\nu \propto \nu^2 \rightarrow \infty$ ha $\nu \rightarrow \infty$, ami ellentmondásban volt a laboratóriumi kísérletek, illetve a csillagászati spektroszkópiai megfigyelések eredményével.⁵

(2.30) λ szerinti maximumának megkeresése a Wien-féle eltolódási törvényt adja:

$$\lambda_{\max} T = 2,897 \times 10^6 \text{ nm} \times \text{fok}, \quad (2.33)$$

(2.29) ν szerinti integrálása⁶ pedig a Stefan–Boltzmann-törvényt:

$$\begin{aligned} \pi F^+ &= \int_0^\infty d\nu \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \cos\theta d\Omega = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} T^4 \\ &= aT^4 = 5,672 \times 10^{-8} T^4 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{fok}^4} = 5.672 \times 10^{-5} T^4 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{fok}^4}, \end{aligned} \quad (2.34)$$

ahol a a Stefan–Boltzmann konstans, és πF^+ a $d\sigma$ felületelem által az egyik hemiszférába kisugárzott fizikai fluxus.⁷

Csillaglégkörök fizikájában azért kedvelik inkább a (2.34) formát, mert az égítést egységnyi felülete által a féltérbe kisugárzott fluxusból adódik egy égítést (csillag, bolygó) L *luminozitása* (sugárzási teljesítménye) és T_e *effektív hőmérséklete*:

$$L = 4\pi R_*^2 \pi F^+(\tau = 0) = 4\pi R_*^2 a T_e^4, \quad (2.36)$$

ahol R_* az égítést sugara.⁸

⁵Sok tekintélyes fizikus szerint ez volt a XIX-XX. század fordulóján a fizika egyetlen megoldatlan súlyos problémája. Ezt M. Planck (1855-1947) az energia kvantáltságát jelentő h elemi hatáskvantum feltételezésével oldotta meg, ami neki a Nobel-díjat hozta, a fizikusoknak pedig a XX. században kibontakozott kvantummechanikát.

⁶ $x = \frac{h\nu}{kT}$, $\int_0^\infty d\nu \frac{2h\nu^3}{c^2(e^{h\nu/kT} - 1)} = \frac{2(kT)^4}{c^2 h^3} \int_0^\infty dx \frac{x^3 e^{-x}}{1 - e^{-x}} = \frac{2\pi^4 (kT)^4}{15c^2 h^3}$

⁷Kivenni legalább egy részt innen a végleges szövegből, mert inkább csak tankönybe illő részlet?

A fizika tankönyvekben az energiasűrűsége szokás levezetni a Stefan–Boltzmann-törvényt, vagyis ilyenkor az (2.34) a konstansának az értéke kicsit más: $u(T) = \frac{4\pi}{c} \int_0^\infty d\nu I_\nu \int_0^\pi d\theta \sin\theta \int_0^{2\pi} d\phi = \frac{8\pi^5 (kT)^4}{15(hc)^3} = 7.563 \times 10^{-15} T^4 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3 \text{fok}^4}$,

Vagy inkább így? Az izotrop I_ν -ből $x = h\nu/kT$ bevezetésével

$\frac{4\pi}{c} \int_0^\infty d\nu I_\nu = \frac{8\pi^5 (kT)^4}{15c^3 h^3} = 7.563 \times 10^{-15} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3 \text{fok}^4} = 7.563 \times 10^{-16} \frac{\text{J}}{\text{m}^3 \text{fok}^4}$.

πF^+ -hoz a térszögre integrálásból: $\int_0^{\pi/2} d\theta \sin\theta \cos\theta \int_0^{2\pi} d\phi = \frac{1}{2} \sin^2 \theta \Big|_0^{\pi/2} 2\pi = \pi$.

$u(T)$ -hez a térszögre integrálásból: $\int_0^\pi d\theta \sin\theta \int_0^{2\pi} d\phi = -\cos\theta \Big|_0^\pi 2\pi = 4\pi$.

$4\pi I_\nu/c \rightarrow u_\nu$ konverzió által jön izotrop I_ν -höz a térszögre integrálásból : $\int_0^\infty d\nu I_\nu/c \int_0^\pi d\theta \sin\theta \int_0^{2\pi} d\phi = -\cos\theta \Big|_0^\pi (2\pi/c) J = (4\pi/c) J$, Így tehát az energiasűrűsége számított Stefan-Boltzmann állandó:

$$u(T) = \frac{4a}{c} T^4 = a_u T^4, \quad a_u = \frac{8\pi^5 k^4}{15c^3 h^3} = 7.563 \times 10^{-15} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3 \text{fok}^4}, \quad (2.35)$$

(mert πF^+ a -jában már benne van egy π .)

⁸Légkörmodellek nagyon fontos paramétere az effektív hőmérséklet, amelynek definíciója (2.36). Fiktív, nem tényleges hőmérséklet! Az optikai mélységtől függő tényleges $T(\tau_\lambda)$ hőmérséklettel

Az üregsugárzás izotrop, az üreg fala által elnyelt fotonok vissza is sugárzódnak a termikus egyensúly miatt, ezért az üreg fala reflektálónak tekinthető. Az üreg falára tehát a sugárzás nyomást gyakorol, amelynek értéke I_ν segítségével származtatható le az alábbi szemléletes megfontolással. Az üregbe zárt elektromágneses (sík)hullámok essenek be valamilyen θ szög alatt a fal $d\sigma$ felületelemére a $d\Omega$ térszögintervallumon belül, amelyen így időegységenként $|\mathbf{S}|\cos\theta/c$ impulzus nyelődik el, majd visszacsugárzás miatt még egyszer ennyit kap a fal. A felületre merőleges komponens ennek $\cos\theta$ -szorosa, az impulzus felülettel párhuzamos komponensei pedig kiejtik egymást. $2|\mathbf{S}|\cos^2\theta/c$ térszögre való integrálása során, tehát a ν frekvenciájú elektromágneses hullámok által az üreg falára gyakorolt nyomás (2.9) felhasználásával

$$P(\nu) = \frac{2}{c} \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} I_\nu \cos^2\theta \sin\theta d\phi d\theta = \frac{4\pi}{c} \frac{I_\nu}{3} = \frac{u_\nu}{3}. \quad (2.37)$$

Az össznyomás pedig (2.29,2.34) felhasználásával

$$P = \int_0^\infty \frac{8\pi h\nu^3 d\nu}{3c^3 (e^{h\nu/kT} - 1)} = \frac{4aT^4}{3c} = 2,521 \times 10^{-14} T^4 \text{Pa}. \quad (2.38)$$

(Az SI és a cgs egységek: $\text{Pa} = \text{N}/\text{m}^2$, $\text{dyn}/\text{cm}^2 = 0.1\text{Pa}$. Használatos még: $1\text{atm} = 10^5\text{Pa} = 10^6\text{dyn}/\text{cm}^2$.)

2.4 A forrásfv.

A Planck-függvény igen jó közelítés a monokromatikus intenzitásra befelé haladva egészen kis geometriai mélységektől. Ennek oka (2.27) alapján érthető: a légkör befelé haladva optikailag vastaggá válik τ_λ gyors növekedése miatt, ezért az abszorpciót okozó rétegek szinte bezárják a sugárzást, és az igen kicsi a hőmérsékleti gradiens miatt közel azonos hőmérsékletű környezetben abszorbeálódik a sugárzás. A termikus egyensúly, a maximális entrópia állapota ki tud alakulni ugyanúgy, mint a fedő alatt az üregben. A sugárzás igen jó közelítéssel izotroppá válik, F^+ és F^- csak csekély mértékben tér el egymástól. Ezért a monokromatikus intenzitásra a lokális $T(\tau)$ hőmérséklethez tartozó (2.30) igen jó közelítés. Az erős színképvonalak frekvenciatartományán kívül (2.30) feltevésével még a vonalas színképet is meglehetősen jól lehet visszaadni amiatt, hogy a hőmérséklet gradiense nem nulla, noha (2.30) semmiféle anyagi minőségtől függő dologra, például színképvonalra utalást definíció szerint nem tartalmaz.

megegyezhet a légkör egy helyén, amely a modelltől függ. R_* tehát fiktív sugár, ahol az optikai mélység elvileg minden hullámhosszon nullára csökkent. Természetesen nem csak a hőmérsékleti sugárzásnak megfelelő (2.29) szerinti $I_\nu(T_e)$ alkalmazható a (2.36) definícióban, hanem bármilyen $\mathcal{F}^+[I_\nu(\theta, \phi)]$ is. Például lehet a forrás akár néhány intenzív vonalban nyálábolt emissziós színképet kibocsátó égitest. Az ilyen I_ν nyilvánvaló utalás arra, hogy a sugárzás nem termikus egyensúlyban lévő tartományból ered.

A monokromatikus sugárzás, az adott ν frekvencián végbemenő elemi mikroszkópikus folyamatok, kölcsönhatások intenzitásának egyenkénti számba vételével, vagyis a fotonok kibocsátásával, szórásával és elnyelésével járó intenzitásokból összegezéssel lehetséges meghatározni. E folyamatok tárgyalására asztrofizikában a Kirchhoff-Planck függvény analógiájára definiált az

$$S_\nu(\theta, \phi) = \epsilon_\nu(\theta, \phi) / \kappa_\nu(\theta, \phi) \quad (2.39)$$

forrásfüggvény szolgál. Termikus egyensúlyban a hőmérsékleti sugárzás izotrop, színképvonalak nélküli folytonos spektrumává fajul el: $S_\nu = J_\nu = B_\nu(T)$.

A (2.29-2.34) összefüggések nem érvényesek ha nem áll fenn a termikus egyensúly. A termikus egyensúlyt létrehozó elemi ütközési, sugárzási és fényelnyelési mikrofolyamatok megállapítása túlmutat a termodinamika tárgy körén. A részletekbe bocsátkozás nélkül fel kell hívni a figyelmet arra, hogy az asztrofizika jelenleg teljesen lezáratlan fejezete az, hogy mekkora sűrűségű és hőmérsékletű plazma tekinthető már termikus egyensúlyban lévőnek. Kvalitatív megfontolásokból nyilvánvaló, hogy csekély sűrűségeken, tetézzve esetleg alacsony hőmérséklettel, nem történik elegendő ütközés a plazma elemei — atomok, ionok, elektronok, fotonok — között. Ebben a tartományban az ekvipartíció, a Kirchhoff-Planck-függvénnyel azonos I_λ helyett kötött állapotok közötti átmenetekből vonalas színkép fog kialakulni, a folytonos színkép forrásai pedig nem kötött állapotok közötti átmenetek. Tájékoztató becslést adhat a T hőmérséklethez tartozó elektromágneses sugárzásban a fotonok számsűrűsége. Termikus egyensúlyban ez:

$$N(T) = \int_0^\infty \frac{u_\nu(h\nu)}{h\nu} d\nu = \frac{8\pi}{c^3} \int_0^\infty d\nu \frac{\nu^2}{e^{h\nu/kT} - 1} = \frac{16\pi(kT)^3}{(hc)^3} \sum_{m=1}^\infty \frac{1}{m^3} \approx .02T^3 \text{cm}^{-3}, \quad (2.40)$$

[...16 * π * [1.38 * 10⁻¹⁶ / (6.62 * 10⁻²⁷ * 2.997 * 10¹⁰)]³ * $\sum_{n=1}^\infty \frac{1}{n^3}$ = 2.016 * 10⁻² * $\sum_{m=1}^\infty \frac{1}{m^3}$ = 1 + .125 + .037037 + .015625 + .008 + .00462963 + .002915452 + .001953125 + .001371732 + .001 + ... \approx 1.19587...kidobni] Érdemes összehasonlítani a csillagok légkörében a fotonok és a $P = nkT$ nyomású plazmában, gázban a részecskék számsűrűségét: $N(T) \propto T^3$, $n(T) \propto P/kT$ amit a ... ábra mutat. Látható, hogy T növedésével gyorsan létrejön $N \gg n$. Ugyanakkor a Vénusz és a Föld légkörének talpánál $N/n \approx \dots$, ...

Néhány fizikai állandó és egység

A cgs és az SI teljesen következetes fizikai egységrendszer. Az asztrofizikai szakirodalomban használatuk ma is általános, és mivel a cgs egységrendszer jóval az SI rendszer előtt kialakult, ehhez igazodik az itteni használatuk. Az átszámítás különösebb nehézséget nem jelent. Az asztrofizikai szakirodalomban nemcsak a cgs egységrendszert használják széles körben, hanem az olyan különleges egységeket is, mint az $\text{Å} = 0,1 \text{nm}$ a hullámhosszra vagy a hullámszám: $\text{cm}^{-1} = 1,2395 \times 10^{-4} \text{eV} = 1,9856 \times 10^{-16} \text{erg}$ az energiára. Ez utóbbit spektroszkópikusok használják, definiáló egyenlete $E = h\nu = hc/\lambda = hc \times \text{hullámszám}$, dimenziója nyilván reciprok hosszúság. Néhány fontosabb fizikai állandó — Planck-állandó, fénysebesség, az elektron töltése, tömege, a proton tömege, Boltzmann-állandó, univerzális gázállandó, gravitációs állandó, parszek — szövegben használt értéke:

$$h = 6,626 \times 10^{-27} \text{ erg s} = 6,626 \times 10^{-34} \text{ J s}$$

$$c = 2,9979 \times 10^{10} \text{ cms}^{-1}$$

$$e = 4,803 \times 10^{-10} \text{ g}^{1/2} \text{ cm}^{3/2} \text{ s}^{-1}$$

$$m_e = 9,108 \times 10^{-28} \text{ g}$$

$$m_p = 1,67 \times 10^{-24} \text{ g}$$

$$k = 1,3806 \times 10^{-16} \text{ erg/fok} = 1,3806 \times 10^{-23} \text{ J/fok} = 8,64 \times 10^{-5} \text{ eV/fok}$$

$$\mathcal{R} = 8,31 \times 10^7 \text{ erg/(mól} \times \text{fok)} = 8,31 \text{ J/(mól} \times \text{fok)}$$

$$G = 6,67 \times 10^{-8} \text{ g}^{-1} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-2}$$

$$1 \text{ pc} = 3,08 \times 10^{13} \text{ km}$$

$$1 \text{ mas} = 7,72 \times 10^{-10}$$

Chapter 3

CSILLAGÁSZATI SZÍNKÉPEK MEGFIGYELÉSE

3.1 A színeképek fajtái, forrása

A XX. században indult az égitestek, csillagok, bolygók légkörének, csillagközi anyagnak, felhőknek, csillagok körüli korongoknak a tanulmányozása, a kvalitatív és a kvantitatív csillagászati spektroszkópia. A kvalitatív színeképelemzés célja csupán a sugárzó közeget alkotó elemek, molekulák azonosítása. A kvantitatív színeképelemzés célja a kémiai összetétel, a radiatív folyamatok teljes modellezése. Ehhez kell valamennyire a kibocsátó közeg, a légkör fizikai, kémiai, hidrosztatikai, hidrodinamikai paramétereinek, termodinamikai tulajdonságainak, helyfüggő eloszlásának előzetes megbecslése, majd ezek meghatározása a sugárzó tartományon belül, természetesen összhangban a feladattal, a színeképből ránézésre rögtön látszó sajátosságokkal, az első vizsgálatból származó eredményekkel. A színeképek értelmezésében a közelítések, módszerek kiválasztásához fontos elsődleges tájékoztató szempont a sugárzó tartomány (becsült) optikai mélysége, — optikailag vastag, vagy vékony, — és benne a hidrosztatikus, illetve termikus egyensúly megléte vagy hiánya.

Különböző modellezési módszereket igényelnek a radiatív tulajdonságok tisztázásán túl a spektroszkópiai értelmezéshez, esetleg további megfigyelések végzéséhez, ha a vizsgálatok tárgya

- (1) csillagok közel termikus egyensúlyban lévő légkörének szerkezete, kémiai összetétele, csillagok fizikai paraméterei,
- (2) makroszkópikus mozgást végző pulzáló, expandáló csillagok, égitestek egyensúlyának, stabilitásának a kérdése,

- (3) bolygók légkörének stabilitása, energiaháztartásának, színekének kiértékelése, például üvegházhatás szempontjából
- (4) laboratóriumban nem (jól) reprodukálható körülmények között történő folyamatok, atomfizikai, sugárzási folyamatok vizsgálata,
- (5) intersztelláris anyag, köd, felhő, akkréciós korongok színekéből a sűrűség, hőmérséklet, összetétel, mozgások, kondenzálódások, stb meghatározása,
- (6) kvazárok, termikus és hidrosztatikus egyensúlytól távol álló égitestek és egyéb különleges színeknek az értelmezése.

Bolygóknál a modellezendő légkör a légnemű burok. A fő cél a kibocsátott $\mathcal{F}^+(\tau = 0)$ meghatározása a bolygórendszer csillagából származó $\mathcal{F}^-(\tau = 0)$ besugárzó fluxusból és *in situ* mérésekből. A légkör alsó határa természetesen felszínre jelentő fázisátmenet, szilárd kéreg, vagy óceán, a felső pedig az átmenet az interplanetáris térbe, a világtűr kezdete, $\tau_\lambda = 0, 0 < \lambda < \infty$, ami a légkörre nézve inkább csak matematikai idealizáció. Ilyen meghatározás jogos például a Föld, Mars, vagy a Titán légkörére. Ha nincs szilárd kéreg vagy cseppfolyós óceán egy gáznemű légkör alatt, tehát nincs egy olyan fázisátmenet a növekvő optikai mélységgel, amely természetesen határt szab, akkor légkörnek kell nevezni azt a tartományt, amelyen belül $0 \leq \tau_\lambda \leq 3$ egy bizonyos jellemző λ hullámhosszra. A betáplálás radiatív folyamatai mellé kiegészítés gyanánt esetleg oda kell venni az egyéb folyamatokat, például vulkanikus, nukleáris folyamatokból felszabaduló hőt, teljesítményt, vagy például a Földnél akár a nem elhanyagolható antropogén források disszipációját, amelyek végül mind radiatív úton távoznak a bolygóról. A radiatív folyamatok karakterisztikus ideje sokkal rövidebb az egyéb folyamatokhoz képest olyan bonyolult rendszerben, mint egy bolygó légköre. Ezért jól leválasztható a meglehetősen független ki- és besugárzás a betáplált teljesítmény légkörön belüli belső eloszlásától. Tehát $\mathcal{F}^+(\tau = 0)$, $\mathcal{F}^-(\tau = 0)$ jól elkülönülnek a számos különböző exoterm és endoterm szabadsági fok közötti eloszlástól, amelyek közül csak néhány: légköri, tengeri áramlások, hőt elnyelő és tároló kapacitások, kémiai folyamatok, fázisátalakulások. Azonban nem szabad eltekinteni a besugárzási $\mathcal{F}^-(\tau = 0)$ szóba jövő periódikus, szekuláris, és esetleg rezonanciákat okozó kváziperiodikus vagy kaotikus változásaitól külső okok, például égi mechanikai és egyéb hatások miatt, amelyek egy sok szabadsági fokkal bíró rendszert befolyásolhatnak.

Csillagoknál pedig természetes a meghatározás a légkörre $0 \leq \tau_\lambda \leq 3$ egy bizonyos jellemző λ hullámhosszra, (2.27) szerint ez a tartomány látható az adott hullámhosszon, az ez alatti rétegekből ($\tau_\lambda > 3$) származó intenzitásnak már több, mint 95 százaléka nem érkezik meg az égitest felületére, hanem elnyelődik. Természetesen nem marad ott, hanem kisugárzódik a légkör $0 < \tau_\lambda < 3$ tartományából, és ennek a sugárzásnak már számottevő hányada hagyja el az égitest légkörét. A definícióban csillagoknál, bolygóknál egyaránt célszerű a $\tau_\lambda = 3$ határ meghúzására olyan hullámhosszat választani, amelyenél $F_\lambda^+(0)$ maximális (ezt a Wien-törvény

alapján nem nehéz megtalálni), és ahol nincs színeképvonal, mert τ_λ igen erősen függhet a hullámhossztól. A Naphoz hasonló sárga csillagoknál például $\lambda_{\max} \approx 2,897 \times 10^6 \text{ nm} \times \text{K} / 5400 \text{ K} \approx 540 \text{ nm}$, ez a látható fényből nagyjából a sárga hullámhossza, ez a Johnson féle fotometriában a V sávba esik. Bolygóknál λ_{\max} az infravörös tartományba esik, a Földnél például $\lambda_{\max} \approx 10^4 \text{ nm} = 10 \text{ mikron}$.

Az interplanetáris, intersztelláris térben, felhőkben a hidrosztatikus, hidrodinamikai közelítés érvényét veszti, a plazma állapota különbözik a termikus egyensúlytól, $I_\lambda \neq B_\lambda(T)$, egyes erős színeképvonalakban jelentős a sugárzás áramlása, tehát I_λ nagy, kicsit különböző hullámhosszakon pedig szinte elhanyagolható. A kinematikát pedig részecskeáramok uralják. Ezek spektrumáról kell számot adni, nem jogos T hőmérsékletről beszélni, mivel nincs termodinamikai egyensúly, hanem például m tömegű, v sebességű részecskék kinetikus hőmérséklete, $T_{\text{kin}} \approx mv^2/2k$ értelmezhető. Ilyen tartományt kell modellezni kell a spektroszkópia kiértékeléséhez. Hasonló a helyzet különleges égitestek, például akkrécós korongok, kvazárok, galaxismagok stb színeképpel. Egyedi modell, definíció kell, olyan általános behatárolása a sugárzó tartománynak nincs, ami közelítőleg termikus egyensúlyban lévő égitestekre adható.

3.1.1 Csillagok légkörének empirikus felosztása

Pusztán empirikus alapon a Nap légkörét három részre szokás felosztani: fotoszféra, kromoszféra, korona. Ez a felosztás más csillagok légkörében is nagyjából így helyes azzal a kiegészítéssel, hogy fotoszféra mindig van, kromoszféra, korona hiányozhat.

Az abszorpciós színekép a fotoszférából származik, ennek vastagsága például a Napon mintegy 400 km, vagyis látható fényben a vonalakon kívüli hullámhosszakon körülbelül ekkora távolság kell, hogy optikailag vastaggá váljék a fotoszféra anyaga. A fotoszférában gyakorlatilag termikus egyensúly uralkodik, nagy kiterjedésű termikus plazma van a fotoszférában, mert a hőmérséklet gradiense igen kicsi, 1000 K/100 km a nagyságrendje. (Összehasonlításképpen: egy laboratóriumi ívkisülés aligha nevezhető termikus plazmának, mert ebben 1000 K/cm a hőmérséklet gradiense a nagyságrendje.)

A fotoszféra fölött már nincs termikus egyensúly. A kromoszférával kezdődik a légkörnek ez a tartománya, a Napon vastagsága körülbelül 12000 km. A folytonos intenzitáshoz képest innen már emissziós vonalak jönnek a fotoszférából származó abszorpciós vonalak hullámhosszán. A kromoszféra fölött található koronában a hőmérséklet 10^6 K nagyságrendjébe esik. Mérete $O(10^6)$ kilométerrel jellemezhető, s belőle többek között sokszorososan ionizált elemek színeképvonalai is származnak. Tovább haladva felfele a korona folytonosan megy át az interplanetáris plazmába, ezt a Napból származó plazmaáramok alkotják. Itt már nincs hidrosztatikus egyensúlyra jellemző rétegződés. Ezek az adatok tipikusnak tekinthetők egy fősorozati sárga törpecsillagra. A Napnál a kromoszféra és a korona a folytonos optikai színekép hullámhosszain, valamint még egyes erős színeképvonalak hullámhosszán is optikailag vékony. A fotoszférától kifelé már jelentős eltérések vannak a termikus egyensúlytól. Az itt megfigyelt hőmérsékleti inverziót nem okozhatják olyan ma ismert radiatív

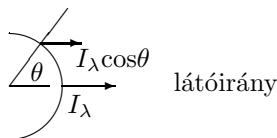
folyamatok, amelyek $O(10^6)\text{K} \gg T_{\text{eff},\odot} = 5780\text{K}$ hőmérsékletnél végbemehetnek.

A korona fölött található az interplanetáris plazma, az indulásnál szuperszónikus részecskeáramokkal. Valahol messze a Pluto pályáján túl szubszónikussá válik, s találkozik végül az intersztelláris anyaggal. Ez a hely heliopauza, a helioszféra határa.¹ Az interplanetáris plazmaáramok olyasféle helyzetet teremtenek az interplanetáris térben, mint a szelek a földi légkörben, ezzel megalapozva a XX. sz. második felében létrejött *űr-időjárás* tudományát.

A forróbb fősorozati csillagoknál (pl. Sirius, $T_e \approx 10^4\text{K}$) a légkör vastagsága körülbelül 3000 km. Kromoszférára és koronára utaló spektroszkópiai jelek nem látszanak. Óriás és szuperóriás csillagok légkörében $O(10^4)$, illetve $O(10^6)\text{km}$ a vastagsága $0 < \tau < 3$ tartománynak, és ez már egyre kevésbé tekinthető termikus egyensúlyban levő stabil, hidrosztatikus rétegződésnek.

3.2 Egy csillag megfigyelhető fluxusa

A Nap közelsége miatt $I_\lambda(\theta, \phi)$ közvetlenül is tanulmányozható, mert be lehet látni a légkörébe különböző szögek alatt. Egy csillagról azonban általában a nagy távolsága miatt csak \mathcal{F}_λ^+ mérhető meg az észlelések ma elérhető szögfelbontásával, mert a csillag felénk forduló hemiszférájára éppen a $\cos\theta$ súlyfüggvénnyel kell integrálni a teljes $I_\lambda(\theta, \phi)$, $\theta|_0^\pi, \phi|_0^{2\pi}$ -t, amint ez a 2.3. ábra alapján nyilvánvaló. E sajátosság alkalmazására már sor is került az effektív hőmérséklet definiálásakor. Fedési kettősök tanulmányozása átmenetet képez ebből a szempontból, mert a fedés során \mathcal{F}_λ^+ változásának megfigyelése lehetőséget nyújt $I_\lambda(\theta, \phi)$ rekonstruálására, lévén, hogy (2.34)-ben az integrálás határai a fedési geometriából ismertek gömbszimmetrikus, polarizálatlan fényt kibocsátó foltmentes csillagnál, mert $I_\lambda(\theta, \phi)$ izotropnak vehető a $(0 \leq \theta \leq \pi/2, 0 \leq \phi \leq 2\pi)$ tartományban. Nehezebb probléma, ha egy csillag alakja torzult – például gyors tengelyforgás, vagy nemradiális pulzáció miatt – $I_\lambda(\theta, \phi)$ jelentősen függhet a θ, ϕ szögektől, és ráadásul a csillag forgástengelyének irányától is.



2.3. ábra

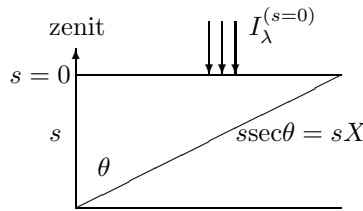
¹Az írás idején (2020) két mesterséges égitest, a Voyager 1 és 2 lépte át a helioszféra határát, $\approx 122\text{cs.e.} = 1.82 \times 10^{10}\text{km}$ heliocentrikus távolságban kiléptek az intersztelláris térbe.

3.3 Légekőri extinkció

A monokromatikus sugárnyaláb intenzitásának (2.27) szerinti gyengülése adja a fotometriai megfigyelések redukálásához a vázlatot: az s vastagságú földi légkőrön θ zenittávolságban áthaladó intenzitás abszorpciója

$$I_\lambda(\theta) = I_\lambda^{(s=0)} e^{-\kappa_\lambda s X}, \quad (3.1)$$

lesz, ahol $I_\lambda^{(s=0)}$ a megfigyelt égitest zérus levegőtömegnél, vagyis a légkör tetején, a $\kappa_\lambda s = 0$ optikai mélységnél megfigyelhető intenzitása.² Az extinkció (3.1) függése a levegőtömegtől természetesen érvényes akkor is, ha \mathcal{F}_λ áll I_λ helyett.



2.2. ábra

Ez az egyszerűsített modell feltételezi a homogén légkört, vagyis κ_λ azonos a légkör bármely pontján. (3.1)-t elosztva $I_\lambda^{(s=0)}$ -val, majd -2.5 -szeres logaritmusának kiszámításával a csillag látszó monokromatikus magnitúdójának változása adódik θ függvényében:

$$m_\lambda(\theta) = kX + m_\lambda^{(s=0)}, \quad (3.2)$$

ahol $[X, 1 < X = \sec\theta < \infty]$ a magnitúdómérések redukálásából ismert levegőtömeg, $X = 1$ a zenitben, $X = 2$ a $\theta = 60$ fok zenittávolságban stb, és $X = \infty$ a horizont felé, $k = 2,5s\kappa_\lambda \lg e$. (3.1), illetve (3.2) az extinkció egyszerűsített modellje. A földi atmoszféra felső határához megérkező $\mathcal{F}_\lambda^{(s=0)}$ fluxust, illetve intenzitást, (3.1) szerint kell kiszámítani a földi légkör aljánál θ zenittávolságban megfigyelt $\mathcal{F}_\lambda(\theta)$ felhasználásával. $\mathcal{F}_\lambda^{(s=0)}$ -t ugyanis a távolsággal való gyengülésen kívül már csak a csillagközi fényabszorpció módosította, ha van ilyen az égitest irányában. A földi légkör fölé lőtt űreszközök műszerei természetesen lehetőséget adnak $\mathcal{F}_\lambda^{(s=0)}$ közvetlen mérésére is.

Sík téridőben d távolságban található égitestre elhanyagolható intersztelláris fényabszorpció esetén az égitestet elhagyó fizikai fluxus $\mathcal{F}_\lambda^+ = \mathcal{F}_\lambda^{(s=0)} d^2$.

3.4 Disztorzió

A megfigyelésre használt eszköz kikerülhetetlenül eltorzítja akár $I_\lambda(\theta, \phi)$ -t, akár \mathcal{F}_λ^+ -t a $D(\lambda - \lambda')$ disztorziós függvényvel: a megfigyelt w_λ monokromatikus teljesítmény

²Ebben a modellben s lefelé növekszik.

az S felületű tükörrel felszerelt távcső fókuszpontjában

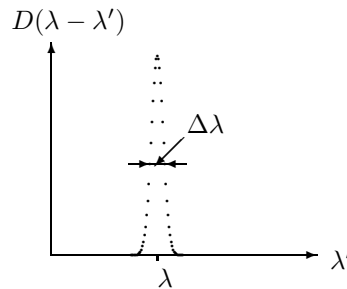
$$w_\lambda = S \int_0^\infty \mathcal{F}_\lambda^+ D(\lambda - \lambda') d\lambda' R_*^2 / d^2, \quad (3.3)$$

R_* a csillag sugara, d a távolsága, és $D(\lambda - \lambda')$ -t természetesen egyre kell normálni:

$$\int_0^\infty D(\lambda - \lambda') d\lambda' = 1. \quad (3.4)$$

Az esetleges intersztelláris abszorpció itt sem szerepel, de szorzó faktorként beépíthető S -be. Ideális esetben $D(\lambda - \lambda')$ a Dirac-féle deltafüggvény volna, a gyakorlatban azonban a távcső, s a hozzá csatolt diszperziós elemek — rács, prizma, szűrő — valamint a w_λ rögzítésére szolgáló fotolemez, fotokatód vagy elektronikus rögzítő (pl. töltéscsatolt eszköz, azaz CCD matrix) kissé eltorzítják a beérkező I_λ -t, \mathcal{F}_λ^+ -t. Ezt a torzítást első közelítésben $D(\lambda - \lambda')$ $\Delta\lambda$ félszélessége jellemezi az adott λ hullámhosszon a 3.1 ábra szerint, $\Delta\lambda/\lambda \approx 10^{-3} - 10^{-6}$ szokott lenni. (Angol nyelvű szakirodalomban $\Delta\lambda$ -t, illetve az annak megfelelő $\Delta\nu$ -t gyakran FWHM-nek rövidítik — full width of half magnitude.)

A disztorzió egy λ hullámhosszhoz (ν frekvenciához) ”hozzákeveri” az egyéb hullámhosszokról (frekvenciákról) származó monokromatikus intenzitást, illetve fluxust. Ennek mértéke különbözhet teleszkóponként.



3.1. ábra

3.5 Fotometria, spektroszkópia

Az asztrofizika szempontjából fontos információkat a színek hordozza. Vizuális és integrált fotometria volt használatban a XIX. sz. második felében, a szem, illetve a fotografikus emulzió milyensége szabta meg a megfigyelés kvantitatív eredményét, amit (integrált) magnitudónak neveztek. Az észlelésben a következő lépés, a fotografikus, és a fotoelektromos fotometria volt, a beiktatott szűrő $\Delta\lambda \approx O(1000, 100, < 10)$ Å szélessége szerint szélessávú, közepes sáv szélességű és keskenysávú fotometriák

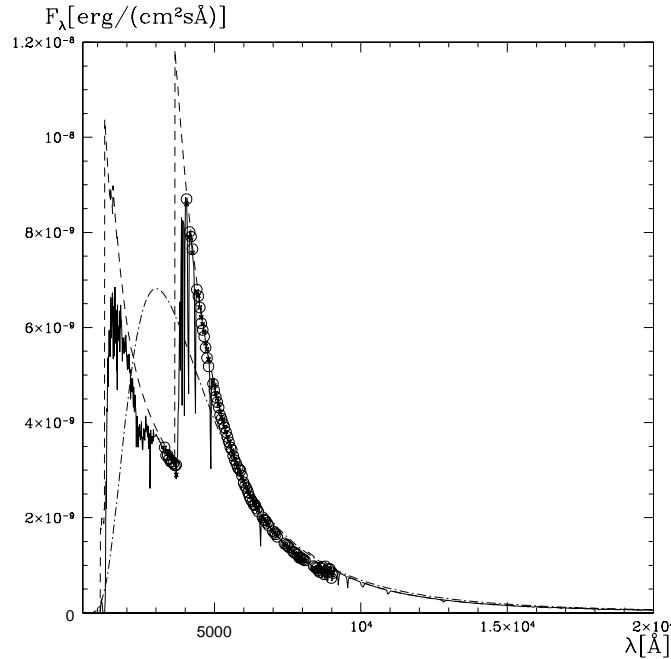
honosodtak meg. Ez utóbbit rendszerint diszperziós elem mögé helyezett fotokatóddal valósították meg.

A fotometriákat az egyre normált $S_x(\lambda)$ szűrőfüggvények jellemzik, ahol x helyén a sáv megjelölése áll, és a frekvencia helyett általában hullámhosszak használatosak $S_x(\lambda)$ megadásakor. Az alább részletesebben ismertetett Johnson-féle $UBVRI$, vagy a Kron-Cousins féle $UBVR_C I_C$ fotometria esetén az adott sávban az égitest látszó fényessége magnitúdóban kifejezve

$$U = -2,5 \log \int_0^\infty S_U(\lambda) w_\lambda d\lambda + U_0, \quad (3.5)$$

ahol U_0 a magnitúdóskála nullpontját rögzíti és (3.5) alapján nem ütközik semmi nehézségbe a többi szín és a színindexek — $U - B$, $B - V$ stb — szabatos definiálása és ezek átszámítása fizikai egységekbe, mint W , stb.

Nem árt hangsúlyozni, hogy $S_x(\lambda)$ a szűrő és az egyéb elemek, fotokatód vagy töltéscsatolt eszköz — CCD, tükrök stb, tehát fényútban minden elem együttes szűrő hatását foglalja magában. Ezért $S_x(\lambda)$ -t például a változó légköri extinkció színfüggése időtől függően torzíthatja, különösen erősen például a Johnson-féle U sávban, de a többi sávban is hozhat be szisztematikus hibát százalékos szinten.



3.2. ábra. Körök: a Vega megfigyelt $\mathcal{F}_\lambda^{(s=0)}$ fizikai fluxusa $X = 0$ levegőtömegre redukálva. Keresztek: ATLAS $T_e = 9650$ K, $\log g = 3.95$ (vagyis $g = 89,13 \text{ms}^{-2}$)

léggörmodell³ számított fizikai fluxusa interpolálva a megfigyelési hullámhosszakra és szorozva a Vega R_* sugarából és d távolságából kapott halványodásával: $\vartheta^2 = (R_*/d)^2 = 6,33 \times 10^{-17}$. Szaggatott vonal: $s = 0$ -hoz illesztett $\mathcal{F}_\lambda \vartheta^2$ a kontinuumban, vagyis $\mathcal{F}_\lambda^{(c)} \vartheta^2$. Kihúzott vonal a teljes fluxus, vagyis a folytonos és a vonalas színek együttesen: $\mathcal{F}_\lambda^{(1+c)} \vartheta^2$. Szaggatott vonal pontokkal: Planck-görbe $\times \pi \vartheta^2$, vagyis (2.30)-ból számított $\mathcal{F}_\lambda^+ \vartheta^2$ fizikai fluxus $T = 9650$ K hőmérsékletre.

A nullpontok tényleges definiálása összetett feladat. Például az $UBV(RI)_C$ rendszerben a rendszer definiálásakor, majd későbbi módosítása után a megállapodás az lett, hogy a Vega (α Lyrae) vizuális magnitúdója legyen $V = 0.030$ mag, színindexei pedig legyenek $U - B = -0.005$, $B - V = -0.003$, $V - R_C = -0.009$, $V - I_C = -0.005$. (A C index a Kron-Cousins rendszerre utal.) Abszolút spektrofotometriával megmérték a Vega 3.2. ábrán ábrázolt földi légkör fölötti $\mathcal{F}_\lambda^{(s=0)}$ fluxusát, majd kiszámították a (3.5) típusú integrálokat mindegyik sávra,

$$\mathcal{F}_U^{(s=0)} = 2.16 \times 10^{-7} \text{erg/scm}^2 \quad (3.6)$$

$$\mathcal{F}_B^{(s=0)} = 3.17 \times 10^{-7} \text{erg/scm}^2 \quad (3.7)$$

$$\mathcal{F}_V^{(s=0)} = 1.82 \times 10^{-7} \text{erg/scm}^2 \quad (3.8)$$

$$\mathcal{F}_{R_C}^{(s=0)} = 1.04 \times 10^{-7} \text{erg/scm}^2 \quad (3.9)$$

$$\mathcal{F}_{I_C} = 5.87 \times 10^{-8} \text{erg/scm}^2 \text{ és} \quad (3.10)$$

$$V_0 = 0.030 + 2.5 \log \mathcal{F}_V^{(s=0)}, \quad (3.11)$$

V_0 a V sáv nullpontja.⁴

A 3.2. ábra mutatja a Vega megfigyelt fizikai fluxusát, valamint a $T_e = 9650$ K, $\log g(\text{cm s}^{-2}) = 3.95$ ATLAS léggörmodell Földnél megfigyelhető fizikai fluxusát. (Ez utóbbi úgy adódik, hogy a Vega távolságához tartozó $\vartheta^2 = (R_*/d)^2 = 6,33 \times 10^{-17}$ -es halványodással kell megszorozni a modell $\mathcal{F}_\lambda(R_*)$ fluxusát, mert az interstelláris abszorpció 8 pc távolságon elhanyagolható, ezért a Vega luminozitása a Földnél d sugarú gömbön oszlik el. A Vega teljesítménye $L = 4\pi \mathcal{F} R_*^2 = 2.55 \times 10^{28} \text{W} = 6.39 L_\odot$, ez a teljesítmény d távolságban $4\pi \mathcal{F}^{(s=0)} d^2$, a kettő egyenlőségéből adódik a $\vartheta^2 = (R_*/d)^2$ -es gyengítő faktor.⁵ Figyelemre méltó a jó egyezés, a kereszttek a körökön belül vannak. Az összehasonlítás kedvéért van a $T = 9650$ K-es Planck-görbe szaggatott vonallal, szintén megszorozva ϑ^2 -es halványodással. Infravörösből jó az egyezés a megfigyelt fluxussal, de a Balmer- és Lyman-ugrásnál, illetve az egész $\lambda < 6000 \text{\AA}$ tartományban igen jelentős az eltérés.⁶

³forrás: R. L Kurucz, <http://www.cfaku5.cfa.harvard.edu>

⁴A Vega megfigyelt fluxusában a földi légkör tetején ($s = 0$) a fotonok száma $N = 947 \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ $\lambda = 5640 \text{\AA}$ hullámhossznál a $\Delta\lambda = 1 \text{\AA}$ széles intervallumban.

⁵A Vega távolsága $d = 8.28 \text{ pc} = 2.56 \times 10^{14} \text{ km}$, szélessugara $\vartheta = R_*/d = 7.95 \times 10^{-9}$. Egyébként a Vega sugarára $R_* = 2.03 \times 10^6 \text{ km} = 2,9 R_\odot$ adódik így.

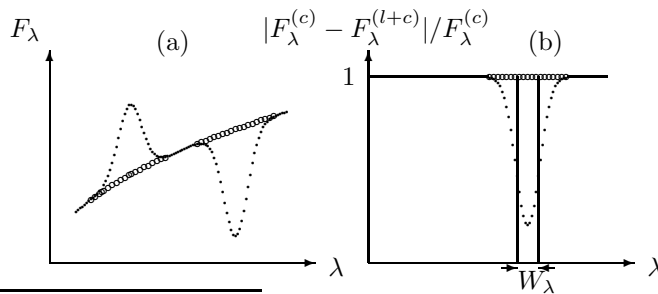
⁶A jó egyezés miatti örömben egy kis üröm vegyül amiatt, hogy az ATLAS léggörmodell nem forgó csillag légkörére vonatkozik. Márpedig az ATLAS modellekhez való illesztés (1979, 1980-as

A 3.3. ábra az $UBV(RI)_C$ rendszer S_λ szűrőfüggvényeit mutatja, a Vegára a (3.5) definíció szerint számolt nullpontok, és az ezekkel képzett $w_\lambda = \mathcal{F}_X, X = U, B, \dots$ fizikai fluxusok szerepelnek (3.6-3.11) alatt.

3.5.1 Spektrofotometria, nagydiszperziós spektroszkópia

A nagydiszperziós spektroszkópiának több lehetséges definíciója volt, van használatban, régebben volt az Angström/mm, ami a fotografikus emulziók ≈ 50 mikronos méretéhez viszonyított: nagydiszperziós színeknek számított a $10\text{\AA}/\text{mm}$, vagyis a Johnson féle $\approx 1000\text{\AA}$ széles V sávot 100mm szélességre képezte le, például a fotolemezen lehetővé téve ez által $.02\text{\AA}$ finomsággal részletek tanulmányozását. Manapság a spektrográf disztorziós függvényéből képezett szám reciproka használatos $D(\Delta\lambda)/\lambda$, nagydiszperziós feloldásnak számít, ha ez a reciproka nagyobb mint 10000 . Az elméletileg meghatározott modellekkel való összehasonlításhoz $\int_{\Delta\lambda} d\lambda w_\lambda$ integrált fluxus a mérési eredmény, amiből számíthatóak a magnitúdók.

A színekben belül található a kontinuum és a vonalak, ez utóbbiak lehetnek abszorpciósak, vagy emissziósak, és természetesen a spektrográf felbontóképességétől függően esetleg bizonyos gyenge vonalak beleolvadhatnak a kontinuumba, vagy összeolvadhatnak egymással: ez utóbbi angol elnevezése *blend*. A vonalak jellemzésére a hullámhosszuk és profiljuk szolgál. A vonalprofil helyett közelítő jellemzésre használható a W_λ ekvivalens szélesség, mértékegysége a mÅ, szemléletes definíciója a 3.4. ábráról olvasható le. Értéke annak az egységnyi magasságú téglalapnak a szélessége, amelynek területe abszorpciós vonal esetén a vonal által a kontinuumból kikapart területtel, emissziós vonal esetében pedig a vonal által a kontinuumhoz hozzáadott területtel egyezik meg.



évek) óta kiderült, hogy a Vega gyorsan $v_{eg} \sin i \approx \dots \text{km/s}$, !!, majdnem a centrifugális szétszakadás sebességével forog, az egyenlítőjén $T(\theta = 0) \approx 8000\text{K}$, a pólusain pedig $T(\theta = \pi) \approx 10000\text{K}$, tehát jelentős gradiense van θ szerint a légköri hőmérsékletének, ami azt jelenti, hogy a fluxusának kiszámításakor a 3.2 alfejezetben $I_\lambda(\theta)$ függést kellene figyelembe venni, ami akkoriban nem volt ismert, és ezért nem történt meg. A jó illesztést adó ATLAS modell $T_e = 9650\text{K}$ effektív és a poláris $T \approx 10000\text{K}$ hőmérséklete közel áll egymáshoz. Mindez mutatja, hogy a $[\text{konst} \times \mathcal{F}_\lambda \rightarrow \text{modellparaméterek összefüggés}]$ nem kölcsönös és egyértelmű megfeleltetés. Egy vagy akár több $[\lambda_1, \lambda_2]$ intervallumban megfigyelt \mathcal{F}_λ monokromatikus fluxuselozzláshoz nem ritkán rendelhető több légkörmodell is.

3.4. ábra. (a): Pontozott vonal: a megfigyelt F_λ . ($F_\lambda^{(c)}$ a kontinuumban, $F_\lambda^{(l+c)}$ a vonalakban.) Körök: az extrapolált kontinuum. (b): Az (a)-ban szereplő abszorpciós vonal W_λ ekvivalens szélességének szemléltetése.

A disztorzió hatása a nagydiszperziós spektroszkópián belül lehet számottevő, mert módosíthatja a vonalprofil.

Mind a fotometriának, mind a spektroszkópiának négy nagyobb korszaka volt: kezdődtek a vizuális észleléssel, folytatódtak a fotografikus, majd fotoelektromos rögzítési módszerekkel, ma pedig ezeket is egyre inkább kiszorítja az elektronikus rögzítés. A vizuális megfigyelések hibájáról nehéz nyilatkozni. A fotografikus úton w_λ mintegy 10% pontosan mérhető meg, a legnagyobb gond és hibaforrás a fotografikus denzitás átszámítása monokromatikus intenzitásba, fluxusba. A fotoelektromos megfigyelésekkel a százalékos pontosságot nem nehéz elérni, jó asztroklimájú helyeken jó fotométerrel az ezrelékes pontosság sem lehetetlen. A jelenleg is fejlődő elektronikus rögzítési technikákban a százalékos pontosság elérése nem okoz különösebb gondot, s az ezrelék elérése sem lehetetlen. Magnitudóba átszámolva ezek a számok 0.1 – 0.01 – 0.001 pontosságot jelentenek. Mindezekből következik, hogy F_λ^+ vagy $I_\lambda(\theta, \phi)$ kiszámítására irányuló törekvéseinkben a százalékosnál, ezrelékesnél nagyobb pontosságra nincs szükség.

A XX. sz. vége felé jelentek meg a műholdakról végzett fotometriai észlelések. Az általuk végzett mérések pontossága lehet akár $O(10^{-5}, 10^{-6})$, de rendszerint csupán egy, legföljebb két fotometriai sávban. A megfigyelések célja nagy tömegben szerezni hosszú időtartamra stabil, pontos adatokat, amelyekből periódusok, ezek száma, szekuláris változása határozható meg, vagy csillag előtt keringő bolygó(rendszer)k, exoholdak fedezhetőek fel. A csillagokról nyert ilyen fotometriai idősorok által ontott számos megfigyelés bekötése, asztrofizikai ismeretekké konvertálása nem egyszerű feladat. Ezek között meg kell említeni azt a ritkán vizsgált problémát, hogy a légkör, a legkülső sugárzó rész ($\tau < 3$) periódusok szempontjából szürkének tekinthető-e, tehát a megfigyelt periódus tisztán a csillag belsejéből hoz információt, vagy esetleg eltorzítja azt a sugárzó a sugárzó tartomány esetleges sajátperiódusa.⁷ A műholdakon használt fotometriai rendszerek asztrofizikai igényekre is tekintettel levő egységes színrendszer egyelőre nem alakult ki,

A kifejezetten spektroszkópiai céllal felbocsátott műholdak eleinte inkább a földi légkör által elnyelt ultraibolya, infravörös tartományban észleltek, ami csak szélessávú fotometriának felelt meg. Az űrkutatás szélesebbé válásával a gammától a mikrohullámig terjedő spektrális észlelések valósultak meg, nem csak égitestekre irányulva, hanem például a mikrohullámú háttérsugárzás szerkezetének a kutatása is. Ezen modern mérések általában költséges, nagyszámú kutatói és technikai segédzsemet igénylő vállalkozások, egy-egy kérdés megoldására alakult intézetek, amelyek részvénytársaságok jellegzetességeit mutatják. 'Célgépek' kellene, amelyeket a megválaszolni szándékozott kérdésre adott válaszhoz fejlesztenek ki, ezek manapság elvonják a forrásokat a régebbi típusúnak tekinthető " multifunkcionális'

⁷Példát szolgáltathatnak légköri globális sajátrezgésekre a Schumann rezonanciák ($P \approx 8\text{Hz}$.)

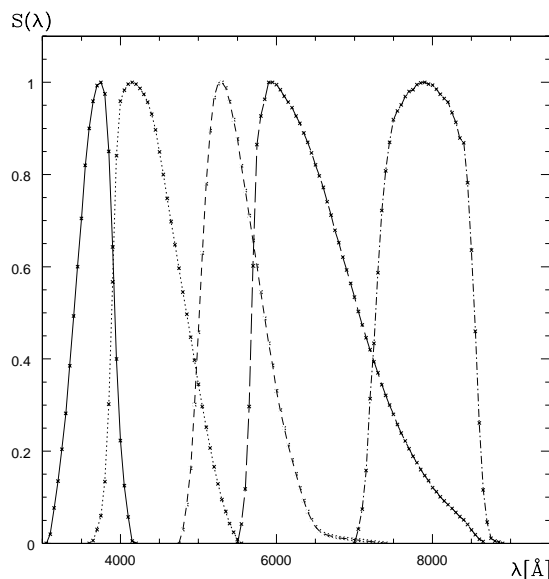
műszerek, teleszkópok, spektrográfok, fotométerek, vagy éppen csak meridiánkörök fenntartásától, amelyeket egy-egy tudományos testület, egyetem, akadémia üzemeltetett, és amelyekhez számos kutató, munkatárs javaslatokat nyújthatott be.

3.5.2 Technikai megjegyzések a fotometriákról

Jó fotometria az, amelyet az $S_x(\lambda)$ szűrőfüggvényekkel definiáltak, például ilyen a Strömngren-féle *wby* közepes sáv szélességű fotometria. Szűrőfüggvényeinek elhelyezése is olyan, hogy különböző színindexek képzésével a lehető legtöbb asztrofizikai információt kapjuk. Az igen széles körben elterjedt Johnson-féle *UBV* fotometria nem ilyen, mert azt a standardcsillagaival definiálták: bizonyos csillagok színindexeit megmérték igen sokszor ugyanazzal a műszerrel ugyanazon helyről, és utalásokat ugyan adtak arra vonatkozóan, hogy milyen fotokatóddal és szűrőkombinációkkal lehet jól megvalósítani az *UBV* rendszert, de az alapállás az, hogy a standard színrendszert kell létrehozni olyan eszközökkel, amilyenekkel lehet. Eredetileg a szűrőfüggvényeket meg sem mérték. Ez az álláspont az elméleti asztrofizika szempontjaira nem sok tekintettel van: a cél ugyanis az, hogy a szűrőfüggvények felhasználásával ki lehessen számítani például egy modell színindexeit, de ez az $S_x(\lambda)$ -k pontos ismerete nélkül nem megy. Az *UBV* rendszert definiáló fotométer kiseljezése után évekkel, hosszadalmas munka árán tudták csak megállapítani mégis a rendszer szűrőfüggvényeit. E munkák során aztán kiderült, hogy az *U* sávot a rövidhullámú oldalon nem a szűrőfüggvény, hanem a földi légkör vágja le, ezért helyről helyre kicsit más lesz az *U* szín, főleg az obszervatórium tengerszint feletti magasságától függően! Előnye viszont ennek a fotometriai rendszernek, hogy megvalósítása egyszerű, és sok csillagot lehet vele elérni. Széles körű elterjedtsége miatt asztrofizikai szempontokat is figyelembe vevő megreformálásáról nemigen lehet álmodni.

A fizikai egységekbe konvertáláshoz szükséges abszolút fotometriai megfigyelés meglehetősen nehéz, és ezért ritkán végzett észlelések, mérések. A Lowell Obszervatórium (tszf=2210m) 61 cm-es Morgan teleszkópjához illesztett ráccsal kalibrálás céljára $\lambda = 3295$ és $\lambda = 9040\text{\AA}$ között megmérték réz és platina olvadáspontjára hevített üregsugárzást, vagyis (2.29) szerinti $B_\lambda(T = 1358, 2042\text{K})$ -t, 10, illetve 20 \AA sáv szélességű spektrofotometriával. Ugyanezzel a spektrofotométerrel észlelték onnan a Vega és a 103 Vir monokromatikus fluxusát. A (3.1) típusú összefüggés pontosított változatával a Vegára kapott eredmény $\mathcal{F}_\lambda^{(s=0)}$, ezt ábrázolják a körök a 3.2. ábrán.⁸ Külön "balszerencse", hogy a Vega nemcsak nagyon gyorsan forog, hanem még kis amplitudójú δ Scu változónak is bizonyult azóta, hogy fotometriai standard lett.

⁸Forrás: Tüg, H.; White, N. M.; Lockwood, G. W., *Astronomy and Astrophysics*, 61, 679, 1977.



3.3. ábra: Az $UBV(RI)_C$ fotometriai rendszer normálatlan szűrőfüggvényei, balról jobbra U , B , V , forrás: *Astronomy and Astrophysics* 70, 555, 1978, R_C , I_C , forrás: *Publ. Astr. Soc. Pacific*, 95, 480, 1983

Fotokatód hatására példa az 1P21-es típusú és a galliumarzenid fotokatód különböző spektrális érzékenységi függvénye. Ezen túl a CCD csipek körülbelül 1300nm-ig észlelik a sugárzást, ezért az I_C infravörös sávban a fotometriai rendszer jó létrehozása nem egyszerű feladat, mert a kereskedelemben kapható olcsóbb infravörös szűrők átengedik a fényt 1000 és 1300nm között. Méréstechnikai gondot okoz az $UBVRI$, $UBVR_C$, I_C fotometriai rendszer megvalósítása az olcsóbb, de a gyengébb kvantumhatásfokú 1P21-es típusú fotokatóddal szemben a jobb, újabb (és persze drágább) GaAs fotokatóddal.⁹

Számos fotometriai rendszer létezik, említésre méltó, hogy az RGU rendszert fotografikus rögzítéshez dolgozták ki, ezért ma már eltűnt a használatból, míg például az SDSS-hez (Alfred Sloan Digital Sky Survey) egy külön szűrőrendszert konstruáltak. Ez az $u'g'r'i'z'$ rendszer, amihez az abszolút kalibrációt szintén megcsinálták¹⁰, tehát a magnitúdó–fizikai fluxus konverzió nem jelent problémát. Az $UBV(RI)_C$, $UBVRI$ rendszer helyett egyre inkább az $u'g'r'i'z'$ rendszerre való áttérés a kívánatos, ami az obszervatóriumokban jelenleg fokozatosan történik is. Egy-egy színrendszerhez az abszolút kalibráció elkészítése nagyon sok munka, ezért elkészítéséhez a számos egyéb színrendszerhez nem könnyű vállalkozót találni.

⁹Ide bevenni példaként a V372 Ser mátrai és tenerifei szimultán észlelt V fénygörbójét? Pontatlan szűrőfvk, tükrök, disztorzió, stb, monokromátoros hitelesítés, mérés kellene, tszf magasság.

¹⁰AJ 123, 2121, 2002

A Strömgren-féle *uvby* fotometria közepes sáv szélességű: $\lambda_2 - \lambda_1 \approx 20\text{nm}$, míg az *UBVRI*, vagy az *RGU* fotometria szélessávú körülbelül 100 nm széles sávokkal. Az ebbe a kategóriába tartozó fotometriai rendszereket szűrőkkel jól meg lehet valósítani. A keskenysávú fotometriák hatékony megvalósításához már diszperziós elem (rács vagy prizma) kell, és a sávok kiválasztása mechanikus úton történik: kapukkal vagy újabban CCD matrixok megfelelő elhelyezésével.

A nagy, $\Delta\lambda > 1000\text{\AA}$ tartományt átfogó CCD matrixokkal lehetővé vált a spektrális energia-eloszlás, az SED rögzítése, így utólag megvalósítható magnitudók, színindexek numerikus becslése, képzése. A 'finom analízishez', a manapság néha spektrális szintézisnek nevezett elméleti számításhoz észlelt nagydiszperziós színképekből is becsülhetők így az induló adatok.¹¹

¹¹Spectral energy distribution, spectral synthesis.

Chapter 4

A MONOKROMATIKUS SUGÁRZÁS ÁRAMLÁSI EGYENLETE

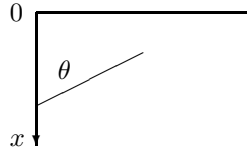
A fejezetben követett tárgyalási mód áttekintést ad, és mennyiségileg helyes eredményekre vezet a sugárzás áramlásának problémájában nem túl bonyolult geometriájú és nem túl inhomogén plazmák esetén. Példa erre szinte valamennyi csillag légköre, a különféle kisülési csövek vagy az ívkisülések. Ellenpéldaként vehetők az akkréciós korongok, esetleges forró foltjaikkal együtt, amelyek a korong éle felől optikailag vastagok, míg felülről nézve vékonyak.

A stationárius, vagyis időtől független, térben egydimenziós áramlás tárgyalása következik először, majd a megismert fogalmak képezik az alapot a bonyolultabb problémák tárgyalásához is. A térben egydimenzióssá tehető problémák manapság numerikusan szinte korlátlanul tárgyalhatók. Ezek egyben az elemi folyamatoknak tekinthetők a térben két- és háromdimenziós modellek szerkesztéséhez, amelyekkel nem matematikai, elvi nehézségek vannak, hanem a jelenlegi szuperszámítógépek tárkapacitása és sebessége nem mindig elégséges. Térben egydimenziós, időfüggő (tehát matematikailag kétdimenziós) problémák — például radiálisan pulzáló csillagok légkörének elméleti modelljei — a számítástechnikai kezelhetőség határán belül vannak.

A csillagok légköre igen jó közelítéssel planparalelnek tekinthető, ami egy kicsit megkönnyíti a sugárzás áramlásának tárgyalását. Például a Nap fotoszférájának 400 km-es vastagsága eltörpül a Nap ≈ 700000 km-es görbületi sugara mellett. Szférikus geometria esetén sincs különösebb nehézség, csupán kicsit többet kell számolni, hogy a fluxus ($\propto r^{-2}$) hígulását a növekvő sugárral figyelembe lehessen venni, mivel a csillag teljesítménye a légkörében a geometriai mélység függvényében már állandó. Szuperóriás csillagoknál lehet például szükség a szférikus geometria alkalmazására.

4.1 A monokromatikus áramlási egyenlet, sugárzási egyensúly

Legyen x a geometriai mélység a planparalel rétegződés felső határoló rétegétől



4.1. ábra

lefelé számítva, a ds elemi úthossz legyen a $d\sigma$ felületelem normálisa felé irányítva, amely θ szöveget zár be $-x$ irányával. Ekkor

$$ds = -dx \sec \theta, \quad (4.1)$$

és (2.7), (2.23) (2.24) alkalmazásával a monokromatikus energiamérleg:

$$dI_\nu(\theta) = -\kappa_\nu I_\nu(\theta) ds + \epsilon_\nu(\theta) ds. \quad (4.2)$$

Ez mindössze annyit jelent, hogy a monokromatikus intenzitás megváltozása θ irányban az elnyelt és a kisugárzott monokromatikus teljesítmény különbsége. (4.1), a (2.27)-ből következő

$$d\tau_\nu = \kappa_\nu dx, \quad (4.3)$$

és a (2.39) forrásfüggvény felhasználásával ez a következő alakot ölti:

$$\cos \theta \frac{dI_\nu(\theta, \tau_\nu)}{d\tau_\nu} = I_\nu(\theta, \tau_\nu) - S_\nu(\theta, \tau_\nu), \quad (4.4)$$

ami teljes nevén a (stacionárius) *monokromatikus sugárzás áramlási egyenlete*.¹

(4.4) bonyolultságát az adja, hogy κ_ν frekvenciától jelentős függése miatt τ_ν -n keresztül a különböző mélységekben levő, különböző hőmérsékletű rétegek sugárzása kapcsolódik össze, és ezenkívül S_ν -n keresztül a más ν' frekvenciákon elnyelt sugárzási teljesítmény is ad járulékot a ν frekvencián. Erősen inhomogén közegekben — akkréciós korongokban, nagy mágneses térrel bíró égitestekben — az még tovább fokozza ezt a bonyolult helyzetet, hogy κ_ν , tehát τ_ν függ θ -tól, és ezért I_ν , S_ν nem lesz izotrop.

A forrásfüggvény dimenziója ugyanaz, mint I_ν -é, termikus egyensúlyban pedig azonos a (2.29) Kirchhoff–Planck-függvénnyel. Elnevezése azt tükrözi, hogy S_ν

¹Angol nyelvű irodalomban *transfer equation*. κ_ν asztrofizikai alkalmazásokban erősen mágnesezett közegtől eltekintve mindig izotrop, ezért $I_\nu(\theta, \phi, \tau_\nu)$ azimuttól függetlensége miatt az Ω szerinti $\int_0^{2\pi} \dots d\phi$ integrálásban ez csupán szorzást ad 2π -vel, ami a további tárgyalásban elhagyható.

adja meg azt, ahogy az égitest légkörét alkotó plazma sugároz, (4.4) alapján világos, hogy egy csillag légkörében a plazma elemi sugárzási folyamatainak számbavételével adható meg. Egy csillag belsejében a Planck-függvény lesz, mert ott termikus egyensúly áll fenn, (4.4) megoldása tehát arról ad számot, ahogyan a légkör mélyében keletkezett hőmérsékleti sugárzás a megfigyelt vonalas színképpé átalakul. S_ν általában izotrop, nem függ θ -tól, ϕ -tól, míg I_ν θ -tól való függésére már feltétlenül tekintettel kell lenni.

4.1.1 Sugárzási egyensúly

A monokromatikus energiamérleget fejezi ki (4.4): a monokromatikus intenzitás megváltozása a $d\tau_\nu$ optikai mélység intervallumban az elnyelés és a kisugárzás eredője. Az égitestek légkörében energia (teljesítmény) már nem termelődik, ezért (4.4)-höz még egy integrális mellékfeltétel is tartozik. Például plánparalel geometria és sugárzási egyensúly esetén a (2.21)-ben definiált sugárzási fluxus konstans az x geometriai mélység függvényében:

$$\frac{1}{4} \frac{dF}{dx} = \frac{1}{4} \int_0^\infty \frac{dF_\nu(x)}{dx} d\nu = \int_0^\infty \kappa_\nu J_\nu(x) d\nu - \int_0^\infty \kappa_\nu S_\nu(x) d\nu = 0, \quad (4.5)$$

amint ez (4.4) Ω térszögre való integrálásából megkapható. (A lépések: szorzás $\kappa_\nu d\Omega/4\pi$ -vel, integrálás a teljes térszögre és frekvenciatartományra, (2.11), (2.10) definíciók és I_ν , S_ν izotropiájának felhasználása.)

Egy adott ν frekvencián elnyelődött sugárzásnak valamilyen más formában jelentkeznie kell, minden időpontban, ha stacionárius az áramlás. A folyamatok modellezése viszonylag egyszerű addig, amíg az elnyelt sugárzás más ν' frekvencián sugárzásként jelenik meg ugyanabban az x geometriai mélységben $S_{\nu'}$ részeként, ekkor ugyanis (4.5) szerint

$$\int_0^\infty \kappa_\nu J_\nu(x) d\nu = \int_0^\infty \kappa_\nu S_\nu(x) d\nu. \quad (4.6)$$

Sugárzási egyensúly áll fenn egy bizonyos $[x_1, x_2]$ intervallumban, ha (4.6) teljesül.

Az integrál dimenziója (4.6)-ben teljesítményszűrűség. Térfogatra és egy időtartamra integrálva az egyenlőség jelentése az, hogy az elnyelt $\int \kappa_\nu J_\nu(x) d\nu$ sugárzási teljesítmény teljes mértékben megjelenik a forrásfüggvényben, tehát az energia megmaradás nem sérül. A természeténél fogva nem monokromatikus energiaháztartás megjelenítése nem mindig tartozik a könnyű feladatok közé, amikor sugárzási energia (teljesítmény) valamilyen endoterm folyamat energiaszükségletét fedezi — például mozgás indul meg, ionizáció történik stb., tehát (4.6) bal oldalának egy része eltűnik, — vagy valamilyen exoterm folyamat zajlik — például kinetikus energia disszipál az égitest légkörében, ionizált anyag rekombinálódik, molekulák képződnek stb. Ekkor pótlólagos tagok gyanánt jelennek meg a (4.6) egyenletben. Konvekció, pulzáció esetén vannak olyan tartományok a csillag külső részeiben, amelyekben

a sugárzási egyensúlytól számottevő eltérések tapasztalhatók, amelyet például a kinetikus és sugárzási energia mennyiségének, sűrűségének a hányadosa jellemez az adott tartományban.

4.2 A monokromatikus áramlási egyenlet formális megoldása

(4.4) elsőrendű lineáris differenciálegyenlet, *formális* megoldása nem nehéz feladat, mivel a $\tau_\nu \rightarrow \tau'_\nu$ helyettesítéssel és $\exp -\tau'_\nu \sec\theta$ -val szorzás után átírható teljes differenciállá:

$$\frac{d}{\sec\theta d\tau'_\nu} \left(e^{-\tau'_\nu \sec\theta} I_\nu \right) = -S_\nu e^{-\tau'_\nu \sec\theta}, \quad (4.7)$$

amelyet τ_0 és τ_ν között τ'_ν szerint integrálásra és $e^{\tau_\nu \sec\theta}$ -val szorozva következik, hogy

$$I_\nu(\tau_\nu, \theta) = - \int_{\tau_0}^{\tau_\nu} S_\nu(\tau'_\nu) e^{-(\tau'_\nu - \tau_\nu) \sec\theta} d\tau'_\nu \sec\theta + I_\nu(\tau_0, \theta) e^{-(\tau_0 - \tau_\nu) \sec\theta}, \quad (4.8)$$

és τ_0 is természetesen a ν frekvencián veendő.² A kifelé haladó sugárzás monokromatikus intenzitását írja le (4.8) ha $0 \leq \theta \leq \pi/2$, míg $\pi/2 \leq \theta \leq \pi$ a befelé haladó sugárzásra vonatkozik. Ebből adható meg a (4.4) elsőrendű differenciálegyenlethez szükséges kezdeti feltétel, $I_\nu(\tau_0, \theta)$ értéke.

4.2.1 Az $I_\nu(\tau_0, \theta)$ kezdeti feltétel

Csillagok légkörében a kívülről befelé haladó sugárzás monokromatikus intenzitása τ_ν optikai mélységben adódik, ha (4.8)-ben a kiinduló optikai mélység $\tau_0 = 0$, ami az égitest külső határának értelemszerű definíciója. A kezdeti feltétel pedig csillagok esetében $I_\nu(0, \theta) = 0$, lesz³ $\pi/2 \leq \theta \leq \pi$, tehát

$$I_\nu(\tau_\nu, \theta) = \int_{\tau_\nu}^0 S_\nu(\tau'_\nu) e^{-(\tau'_\nu - \tau_\nu) \sec\theta} d\tau'_\nu \sec\theta. \quad (4.9)$$

Csillag közepéből a kifelé jövő $I(\tau_\nu, \theta)$, $0 \leq \theta \leq \pi/2$ monokromatikus intenzitás kiszámításában elhanyagolható hibát okoz a véges, de igen nagy τ_0 helyettesítése $\tau_0 = \infty$ -nel. Ezzel (4.8) az

$$I_\nu(\tau_\nu, \theta) = \int_{\tau_\nu}^{\infty} S_\nu(\tau'_\nu) e^{-(\tau'_\nu - \tau_\nu) \sec\theta} d\tau'_\nu \sec\theta, \quad (4.10)$$

² $\tau_0 = 0$, $S_\nu = 0$, $\theta = \pi$ helyettesítéssel (4.7) a Beer-Lambert törvénnyé alakul.

³Meg kell itt jegyezni, hogy az $I_\nu(0, \theta) = 0$ zérus határfeltétel a tárgyalás kedvéért bevezetett matematikai idealizáció, a valóságot $I_\nu(0, \theta) \ll I_\nu(\tau_\nu \approx 0.1, \theta) = 0$ jobban írná le. El lehet játszani azzal az $\mathcal{F}_\nu = \int_{\pi/2}^{\pi} I_\nu(0, \theta) \cos\theta d\Omega = B_\nu(T = 3K)$ határfeltétellel is, jóllehet erősen kétséges, hogy sugárzási egyensúly állapotán keresztül simul bele egy égitest a környező "vákuumba", ami nem más, mint a $T = 3K$ kozmikus háttérsugárzás intenzitása.

alakra egyszerűsödik, a csillag felületén kiáramló sugárzás monokromatikus intenzitása pedig:

$$I_\nu(0, \theta) = \int_0^\infty S_\nu(\tau'_\nu) e^{-\tau'_\nu \sec \theta} d\tau'_\nu \sec \theta, \quad (4.11)$$

ez erősen irányfüggő akkor is, ha S_ν izotrop.

Bolygók légkörében a megoldás sokkal kisebb τ_ν intervallumra vonatkozhat, ha szilárd kéreg létezik és a modellezésében jóval nehezebb megadni $I_\nu(\tau_0, \theta)$ értékét, mert jelentősen eltér a beérkező és a távozó sugárzás hullámhossza, a (4.8) megoldásban $I_\nu(\tau_\nu, \theta)$ -t anizotropiája miatt olyan $I_\nu(\tau_0, \theta)$ kezdeti érték indítja, amely nagyon különböző sajátosságokkal bír az optikai és az infravörös sugárzás számára. Közel izotrop $I_\nu(\tau_\nu, \theta)$ eleve nem alakul ki $\tau_\nu \approx \tau_0$ környékén, mert nincs termikus egyensúlyban a közeg.

A befelé haladó sugárzásnál $\tau_0 = 0$ a légkör teteje, ahova beérkezik a csillagból származó $I_\nu(\tau_0, \theta)$, amely a keringés síkjában $\theta = 0$ szög alatt éri a légkört, míg erre merőlegesen $\theta = \pi/2$ a beesési szög.⁴ Az elnyelt $I_\nu(\tau_0, \theta)$ teljesítmény, időbeli átlaga az energetikai betáplálás a bolygó légköre számára. Jól meghatározható esetleges periódikus, valamint szekuláris változása ellenére is elkülöníthető a légkörben lezajló számos, nehezen modellezhető nemradiatív folyamattól, amelyek között kaotikus, sztochasztikus folyamatok is történnek.

Optikailag vékony légkörű bolygónál a kifelé haladó kisugárzás forrása a teljes légkörben, illetve annak aljára megérkezett $\int d\nu I_\nu(\tau_\nu)$ teljesítmény elnyelt részének reemissziója.⁵ A különböző frekvenciákon az optikai mélység igen változatos a teljes transzparenciától ($\tau_\nu \approx 0$) a teljes átlátszatlanságig ($\tau_\nu > 5$).

A Naprendszer óriásbolygóinak légköre optikailag vastag, ezért a $\tau_0 \geq 3$ rétegekben található, termikus egyensúlyhoz közeli állapotban levő ismeretlen összetételű, hőmérsékletű, halmazállapotú óceán, avagy gáz $I_\nu(\tau_0, \theta)$ forrása, de ennek súlya kisebb (4.8) $e^{-(\tau_0 - \tau_\nu) \sec \theta}$ faktora miatt.

A bolygólégkörök termikus stb modellezéséhez olyan átlagolt optikai mélységet kell választani, amely a (4.8) megoldásból számított $\int \mathcal{F}_\nu^+ d\nu$ integrált teljesítmény, fluxus szempontjából fontos.

4.2.2 Fluxusok az integrál exponenciális függvénnyel kifejezve

A monokromatikus fluxus a csillag felületén (2.11) és (4.11) felhasználásával (a lépések: beszorzás $\cos \theta$ -val, integrálás ϕ szerint 0 és 2π között, egyszerűsítés π -vel)

$$F_\nu(\tau_\nu = 0) = F_\nu^+(0) = 2 \int_0^{\pi/2} \int_0^\infty S_\nu(\tau'_\nu) e^{-\tau'_\nu \sec \theta} d\tau'_\nu \sin \theta d\theta, \quad (4.12)$$

⁴Tovább bonyolíthatja a helyzetet, ha a bolygó forgástengelye nem merőleges a keringés síkjára. Ettől még bonyolultabb periódikus változása is kialakulhat az elnyelt teljesítménynek.

⁵A Földnél ennek egyik összetevője a mérések szerint elég pontosan hőmérsékleti sugárzás, T=?? hivatkozást ide

mert a (4.9) kapcsán tárgyaltak szerint $I_\nu(0, \theta) = 0$ ha $\pi/2 \leq \theta \leq \pi$, tehát $F_\nu^-(0) = 0$.

A

$$w = \sec\theta, \quad dw = d\theta \sin\theta / \cos^2\theta \quad (4.13)$$

változók bevezetésével definiált n -edik integrál exponenciális függvény:

$$K_n(\tau_\nu) = \int_1^\infty e^{-w\tau_\nu} dw / w^n. \quad (4.14)$$

felhasználásával integrálni lehet (4.9-4.11)-ben θ szerint ha S_ν izotrop az integrálás τ_ν tartományában. Például a közepes monokromatikus intenzitás a csillag felületén

$$J_\nu(0) = \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty \int_0^\pi \int_0^{2\pi} S_\nu(\tau_\nu) e^{-\tau_\nu \sec\theta} \sin\theta \sec\theta d\phi d\theta d\tau_\nu = \frac{1}{2} \int_0^\infty S_\nu(\tau_\nu) K_1(\tau_\nu) d\tau_\nu. \quad (4.15)$$

A fluxusok $\cos\theta$ -val szorzással adódnak:

$$F_\nu^+(\tau_\nu) = 2 \int_{\tau_\nu}^\infty S_\nu(\tau'_\nu) K_2(\tau'_\nu - \tau_\nu) d\tau'_\nu, \quad (4.16)$$

$$\int_{\pi/2}^\pi e^{-(\tau'_\nu - \tau_\nu) \sec\theta} \sec\theta \cos\theta \sin\theta d\theta = \int_\infty^{-1} e^{-(\tau'_\nu - \tau_\nu)w} dw / w^2 = \int_1^\infty e^{-(\tau_\nu - \tau'_\nu)w} dw / w^2 \quad (4.17)$$

miatt

$$F_\nu^-(\tau_\nu) = 2 \int_{\tau_\nu}^0 S_\nu(\tau'_\nu) K_2(\tau_\nu - \tau'_\nu) d\tau'_\nu, \quad (4.18)$$

a csillag felületén pedig

$$F_\nu(0) = F_\nu^+(0) = 2 \int_0^\infty S_\nu(\tau_\nu) K_2(\tau_\nu) d\tau_\nu. \quad (4.19)$$

Ebből az összefüggésből nyilvánvaló, hogy a luminozitás (2.36) definíciójában szereplő R sugár a $\tau = 0$ optikai mélységhez tartozó sugár.

A színek vizsgálatahoz, (4.8) kiszámításához légkörmodellt kell alkotni, és a (4.8), (4.12), (4.15-4.19) formulákban szereplő paraméterek rétegződését ebből kell venni.

4.3 A megoldás értelmezése

4.3.1 Homogén, izoterm plazmalyaláb sugárzása

Legyen κ_ν ugyanakkora mindenhol, S_ν csak T függvénye és az x vastagságú homogén nyaláb optikai mélysége $\tau_\nu = \kappa_\nu x$, a beeső sugárzás $\tau_0 = 0$ -nál $I_\nu(0, \pi) = 0$.

A nyalábban terjedő sugárzás intenzitását a $\theta = \pi$ irányban (4.9) közvetlenül adja:

$$I_\nu(\tau_\nu, \pi) = \int_0^{\tau_\nu} S_\nu(T) e^{\tau'_\nu - \tau_\nu} d\tau'_\nu = S_\nu(T)(1 - e^{-\tau_\nu}). \quad (4.20)$$

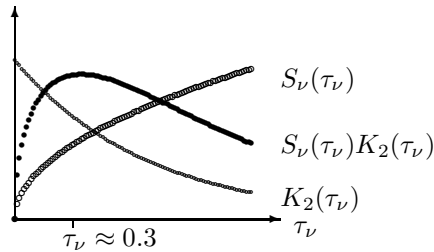
A sugárzás (4.20) intenzitása $S_\nu(T)[\tau_\nu - O(\tau_\nu^2)]$, az $I_{\nu_1}/I_{\nu_2} = S_{\nu_1}\kappa_{\nu_1}/(S_{\nu_2}\kappa_{\nu_2})$ összefüggésből megmérhető a monokromatikus abszorpciós koeficiensek hányadosa különböző frekvenciákon, ha $\tau_\nu \ll 1$, tehát ha optikailag vékony a nyaláb mindkét ν_1, ν_2 frekvencián. Laboratóriumi spektroszkópia számára fontos ez az egyszerű összefüggés, és asztrofizikai vagy akár ipari, egyéb alkalmazás céljára megmérhető egy-egy színkép vonal erőssége, profilja. Ezenkívül optikailag vékony égitestek — például csillagközi felhők tanulmányozásánál is kiindulópontot jelenthet (4.20).

Optikailag vastag esetben κ_ν mérése nem lehetséges, mert $I_{\nu_1}/I_{\nu_2} \approx S_{\nu_1}/(S_{\nu_2})$, κ_ν nem szerepel a hányadosban, vagyis a monokromatikus intenzitás tart a forrásfüggvényéhez.

Ebből a megfontolásból az is világos, hogy izoterm atmoszféra esetén csak a forrásfüggvényt látszik, és ha az például a Planck görbe, akkor vonalas színkép egyáltalán nem keletkezik.

4.3.2 A színkép vonalak keletkezési mélysége

A 4.2. ábra önkényes egységekben mutatja $K_2(\tau_\nu)$, $S_\nu(\tau_\nu)$ és szorzatuk menetét. Az $S_\nu(\tau_\nu)e^{-\tau_\nu \sec \theta}$, szorzat menete is hasonló, és az itt elmondandó tulajdonságok minden fizikailag plauzibilis forrásfüggvényre ugyanazok.



4.2. ábra

Egy bizonyos τ_ν optikai mélységben (4.11) és (4.19) integrandusainak maximuma van, ez igen különböző forrásfüggvények feltevése mellett is $\tau_\nu \approx 0,3$ -nál található. Ez az optikai mélység a ν frekvenciájú sugárzás keletkezési mélységének tekinthető, mert ennél nagyobb mélységekből sugárzás már alig jön ki.

A szemléltetés kedvéért legyen a csillag légkörében a κ_ν monokromatikus abszorpciós koeficiens független az x geometriai távolságtól, vagyis $\tau_\nu = \kappa_\nu x$ a szemléltetés kedvéért. Ekkor a $\tau_\nu \approx 0,3$ optikai mélységnek $x = 0,3/\kappa_\nu$ geometriai mélység felel meg. Mivel az erős színkép vonalak frekvenciájánál a $\kappa_\nu^{(l+c)}$

monokromatikus abszorpciós koefficiens értéke több nagyságrenddel meghaladhatja a környező kontinuumban $\kappa_\nu^{(c)}$ értékét, az erős színekvonalak frekvenciájánál kis geometriai mélységből származik a fluxus túlnyomó hányada. Ez a sajátosság lehetőséget ad az égitest légkörében a fizikai paraméterek⁶ szondázására a geometriai mélység függvényében.

Ha a csillag légkörében a hőmérséklet kifelé haladva csökken, abszorpciós színekvonalat keletkezik, mert S_ν a hőmérséklettel gyorsan csökken, s a vonal közepében ez mérhető, átlagolva a vonal keletkezési mélységére. Ha kifelé haladva nő a hőmérséklet, emissziós színekvonal keletkezik, mert ezúttal a kisebb geometriai mélységhez nagyobb átlaghőmérséklet tartozik. Ez alapján rögtön nyilvánvaló, hogy az emissziós színek hőmérsékleti inverzióról árulkodik egy csillag légkörében, s mivel az ilyesmi kromoszféra sajátossága, csillagszínekvonalakban az emissziós vonalak a kromoszferikus aktivitást sejtetik.

Egy csillag légköre egyáltalán nem izoterm, (4.11), illetve (4.19) integrandusának a 4.2. ábrán bemutatott menete vonalas színekvonal keletkezéséhez vezet már akkor is, ha $S_\nu(\tau_\nu)$ helyén a Planck-függvény van, amely ugyan csupán folytonos színekpet ír le, hiszen az üregsugárzásban szó sincs színekvonalakról. A csillagok légköre optikailag vastag, a forrásfüggvény jó közelítése a Planck függvény, a vonalas színekvonal keletkezésének feltétele tehát a hőmérséklet zérustól eltérő gradiense.

4.3.3 Peremsötétedés

Egy csillag peremsötétedését — $I_\nu(0, \theta)$ változását a θ szög függvényében — (4.11) alapján lehet megérteni. A 4.2. ábrát különböző $0 \leq \theta \leq \pi/2$ szögekre megszerkesztve látható, hogy a perem felé haladva (az egyre nagyobb szögű rálátáskor, tehát $\theta \rightarrow \pi/2$, $\sec\theta \rightarrow \infty$), (4.11) döntő járuléka egy adott ν frekvencián egyre kisebb τ_ν értékekből, vagyis a kisebb x geometriai mélységből jön, ami kisebb fényességet is jelent, ha nincs hőmérsékleti inverzió a ν frekvenciájú sugárzás keletkezési mélységében. (Hőmérsékleti inverzió esetén — ha ez az inverziós réteg még optikailag vastag is — a perem felé haladva növekvő $I_\nu(0, \theta)$ lenne az észlelés, ami peremfényesedéssel egyenértékű!)

A Nap peremsötétedését megfigyelték már a XIX. század végén, a fenomenológikus sugárzási elmélet egyik nagy sikere volt, hogy sikerült ezt a jelenséget megérteni.

4.3.4 $F_\nu(\tau_\nu)$ numerikus kiszámítása

Feltételezhető, hogy egy $\tau^* \geq 0$ optikai mélység környezetében a forrásfüggvény Taylor-sorba fejthető, vagyis:

$$S_\nu(\tau) = S_\nu(\tau^*) + \frac{dS_\nu}{d\tau}(\tau - \tau^*) + \dots \quad (4.21)$$

⁶ $T(x)$, $\varrho(x)$, atomfizikai paraméterek: oszcillátor erősségek, színekvonalak kiszélesedése stb

A numerikus megoldást tartja szem előtt a (4.21) sor létezéséből fakadó alábbi két közelítés.

Közelítés összeggel

Időigényes numerikus integrálás helyett (4.11), illetve (4.15-4.19) tényleges kiszámításakor a

$$\sum_i c_i S_\nu(\tau_{\nu_i}) \quad (4.22)$$

típusú összeget szokás venni, amely 5–6 tag esetén már a kívánatos egy százaléknál lényegesen pontosabb, c_i -k pedig különösebb nehézség nélkül meghatározhatók. Például a konstans fluxusú modelleszaládok készítésekor ezt az összeget, illetve (4.9-4.11,4.15-4.19) integrálokat $S_\nu(\tau_\nu)$ -k (4.22) alakú kombinációjával nagyon sokszor kell kiszámítani, ezek összességét szokás Λ -operátor módszernek is nevezni.

Eddington-Barbier közelítés

Az áramlási egyenlet (4.11) formális megoldásába beírva a (4.21) sorfejtést és $x = \tau' \sec\theta$ helyettesítéssel elvégezve az integrálást adódik, hogy

$$I_\nu(0, \theta) = S_\nu(\tau^*)\Gamma(1) + \frac{dS_\nu}{d\tau} \left[\Gamma(2)\cos\theta - \Gamma(1)\tau^* \right] + \dots \quad (4.23)$$

A második tag nullává tehető a $\cos\theta = \tau^*$ választással $\Gamma(2) = \Gamma(1) = 1$ miatt, majd elhanyagolva a magasabb rendű tagokat adódik, hogy a csillag felszínén

$$I_\nu(0, \theta) \approx S_\nu(\tau^* = \cos\theta). \quad (4.24)$$

Ez az Eddington-Barbier közelítés. A (4.24) szögfüggés tulajdonképpen a csillag peremsötétedésére, az $I_\nu(0, \theta)/I_\nu(0, 0) \propto \cos\theta$ hányadosra jó közelítés.

Beírva (4.21)-t a csillag felszínén a fluxusra kapott (4.12) kifejezésbe, integrálás után adódik, hogy

$$F_\nu(\tau_\nu = 0) = S_\nu(\tau_\nu^*)\Gamma(1) + \frac{dS_\nu}{d\tau} \left[\frac{2\Gamma(2)}{3} - \Gamma(1)\tau^* \right] + \dots \approx S_\nu(\tau_\nu^* = \frac{2}{3}). \quad (4.25)$$

mert a második tag itt is nullává tehető $\tau^* = 2/3$ választásával

Figyelemre méltó a viszonylag jó egyezés a színekvonalak keletkezési mélységéről a 4.3.2. alfejezetben említett $\tau_\nu = \frac{1}{3}$ -dal. A folytonos színekp hullámhosszaihoz tartozó $\tau_\nu^* = \frac{2}{3}$, illetve a vonalakhoz köthető $\frac{1}{3}$ nagyon különböző x geometriai mélységekhez tartozik, mivel S_ν exponenciálisban tartalmazza a hőmérsékletet. Rögtön érthetővé válik az, hogy a vonalas színekpben a hullámhossz igen csekély különbségéhez igen sok különböző monokromatikus fluxusok tartoznak.⁷

⁷A (4.12) kifejezés itt említett tulajdonságai adják az alapot a ma már inkább csak történeti

4.3.5 1D Léggörmodellek elméleti megalkotásának vázlata

A sugárzás áramlásának planparalel rétegződésre megoldott feladata az elemi feladat a többdimenziós feladatok tárgyalásához: (4.11), illetve $\mathcal{F}_\nu(\tau_\nu)$ meghatározása után a következő lépés a megoldott elemi feladatok összeillesztése az égitest geometriájára. Az égitest légkörének, modelljének ily módon megalkotását követheti az esetleges általánosítás, az integrált színekép kiszámítása, a hidrodinamikai, pulzációs (in)stabilitás vizsgálata és lehetővé válik az összevethetés az égitest megfigyelt színeképével.

A modellek alkotásához ez szabja meg a további programot: S_ν , κ_ν függ a plazma paramétereitől, például a hőmérsékletétől, sűrűségétől, mozgásállapotától, a benne lévő mágneses tértől és még sok egyébtől. Ezek eloszlását az x geometriai mélység függvényében ki kell számítani, illetve meg kell adni a csillag, bolygó légkörében.

A hőmérséklet eloszlása az égitest, a csillag légkörének energiaháztartásával van szoros kapcsolatban: például kisugárzás, mozgások kialakulása hűtik a légkört, sugárzás elnyelése, mechanikai energia disszipációja fűtenek. A sűrűség eloszlása és a mozgásállapot aztán a légkör hidrodinamikai sajátosságaitól, vagyis impulzusháztartásától is függ.

Az itt vázoltak teljes megoldása három nagyobb egységre bontható. Az 5. fejezet nagy vonalakban vázolja a hőmérséklet rétegződésének kiszámítását. A 6. fejezet a csillag légkörének egyensúlyáról, a légkör globális tulajdonságairól és a légkört alkotó plazma mikroszkopikus tulajdonságairól ad számot. A 7. és ???. fejezetben azokkal az atomfizikai, plazmafizikai folyamatokkal foglalkozik asztrofizikai sugárzástan szempontból, amelyek égitestek sugárzására, azok elnyelésére és keletkezésére vezetnek.

Megemlíteni V. Kourganoff Methods in Radiative Transfer Problems, Oxford, Clarendon Press, 1952, majd többször újra kiadott monográfiát, amely ismerteti a számos különböző félanalitikus és numerikus megoldási módszert az intenzitás és a forrásfüggvény közelítésére a tényleges stacionáris áramlási problémákban, amikhez többek között κ_ν megfelelő megszerkesztése, választása, átlagolása a különböző paramétereire ν, T, ρ, \dots is fontos. (a dolgozatba majd mehet úgy, hogy 'the choice of κ_ν must be tailored to the problem'.) Azon kívül még vázolja a problémát, hogy az elnyelt teljesítmény dimenziójú $\int_{\nu_1}^{\nu_2} d\nu I_\nu$, $\int_{\nu_1}^{\nu_2} d\nu F_\nu$ intenzitásból, fluxusból mi keletkezik: sugárzás, milyen formában, vagy valami egyéb, belső, vagy mozgási energia, stb.

érdekességként számontartott megfordító-réteg közelítésnek. "Megfordító réteg"-nek nevezték a XX. század elején a csillaglégkört, illetve egész pontosan annak azt a részét, amelyben átalakul a vonalakat nem tartalmazó hőmérsékleti sugárzás a vonalas színeképpé. Ha ez a tartomány izoterm volna, akkor a 4.3.1. alfejezet szerint csak az $S_\nu(T)$ forrásfüggvényt lehetne látni, csillaglégkör esetén ez a T hőmérsékletű Kirchhoff-Planck függvény volna.

Chapter 5

SZÜRKE MODELLEK

Fölöttébb megnehezíti a sugárzás eloszlásának, áramlásának leírását még a leg-egyszerűbb, a térben egydimenziós, stacionárius esetben is az, hogy a monokromatikus abszorpciós koeficiens nagyon erősen változik a frekvencia függvényében. A (4.4) monokromatikus áramlási egyenlet $\kappa_\nu(x)$ helyett egy alkalmasan választott, frekvenciától független izotrop $\kappa(x)$ szürke abszorpciós koeficiens¹ bevezetésével a

$$\cos\theta \frac{dI_\nu}{dx} = \kappa[I_\nu(x, \theta) - S_\nu(x, \theta)], \quad (5.1)$$

állandó együtthatós elsőrendű közönséges differenciálegyenletté egyszerűsödik, amelynek többféle közelítő megoldását analitikusan is meg lehet kapni és így be lehet pillantani a probléma asztrofizikai háttérébe a nehezen kiszámítható számszerű részletek között. A közelítő megoldást azután numerikus korrekcióval pontosítani kell, például az integrált energiamérleg figyelembe vételéhez, stb. Ez el is maradhat, ha a folyamatban a szerepe csupán másodlagos, vagy elegendő rá utólag tekintettel venni.

Az (5.1) áramlási egyenlet a térszögére átlagolva $d\tau = \kappa dx$ szürke optikai mélység bevezetése után és a szürke modell $\Delta\nu = |\nu_1 - \nu_2|$ frekvenciájára integrálva² a modell fluxusát adja meg x függvényében a $[\nu_1, \nu_2]$ intervallumban:

$$\frac{1}{\kappa} \frac{dF}{dx} = \frac{dF}{d\tau} = J(\tau) - S(\tau), \quad (5.2)$$

ahol $S(\tau)$ közepes intenzitás dimenziójú mennyiség, amelyet a plazmában sugárzó részecskék rendezetlen térbeli orientációja miatt a mindig izotropnak feltételezhető

¹A elnevezés onnan ered, hogy a szürke testek tulajdonsága a hullámhossztól független optikai viselkedés az elektromágneses sugárzással szemben. *Opacitás*nak is szokták nevezni κ -t, asztrofizikai problémákban csupán a nagyon erős mágneses térrel bíró légkörökben kell figyelembe venni az anizotropiáját.

²Ez formálisan ν elhagyása (5.1)-ben

$S(\tau, \theta, \phi)$ -ből (2.10) szerint kell képezni. Nem radiatív folyamatokból származó intenzitás dimenziójú mennyiségekkel kiegészíthető $S(\tau)$.

5.1 A szürke modellek két fő fajtája

A szürke modellek két osztálya alkotható meg a szürke κ definiálásával. Sugárzási egyensúlyban (4.5) szerint

$$J(\tau) - S(\tau) = 0, \quad (5.3)$$

ezért a szürke abszorpciós koefficiens

$$\cos^2 \theta \frac{1}{\kappa} \frac{dI}{dx} = \int_{\Delta\nu} d\nu \cos^2 \theta \frac{1}{\kappa_\nu} \frac{dI_\nu}{dx} \quad (5.4)$$

típusú feltétel kirovásával kell megalkotni, hogy a jobb oldalra a fluxus kerüljön.³ A modell a $J(x)$ szürke összintenzitás változásának közelítő értékét a modell $\Delta\nu$, x tartományában a monokromatikus κ_ν és $I_\nu(x)$ használatával, és ebből a sugárzás eloszlását lehet meghatározni, azokat a fizikai paramétereket, amelyek ezt megszabják.

Ha nincs sugárzási egyensúly a modellezett légkör egy x tartományában a

$$\kappa_{\text{abs}} \int_{\nu_1}^{\nu_2} [J_\nu - S_\nu] d\nu = \int_{\nu_1}^{\nu_2} \kappa_\nu [J_\nu - S_\nu] d\nu \quad (5.5)$$

abszorpciós közép a meghatározó abszorpciós koefficiens, amellyel a sugárzás áramlása során a közegben a található (stacionárius!) teljesítmény kapható meg.⁴

A szürke modellek e két változata a sugárzástani szempontból a két szélső lehetőséget jelenti, a valóságban előforduló esetek nyilván a kettő között fordulnak elő. Néhány lehetőség a modellek további finomítására.

- Az integrálási intervallum $\Delta\nu$ nagysága lehet véges, vagy végtelen,
- a monokromatikus intenzitás I_ν, S_ν spektrális összetétele lehet konstans, vagy τ függvényében különböző, például a lokális hőmérséklethez tartozó Planck-függvény, vagy éppen állandónak tekinthető intenzitás a $\Delta\nu < \infty$ intervallumban,

³Legalább $I(x)$ vagy $S(x)$ anizotropiája szükséges egy x pontban ahhoz e modell felállításánál, hogy a triviálistól eltérő megoldás létezzék.

⁴Radiation driven engine'-hez ez az $F(\tau), J(\tau)$ a betáplálás, a forrás. Ennek modellezése pl. planetológóban, pulzáció elméletében lehet fontos. Klímatológiai problémák tárgyalása kapcsán a sugárzási egyensúlytól távol álló rendszer miatt szokás visszacsatolásnak nevezni az $S(\tau)$ forrásfüggvényben megjelenő teljesítményt, mert nem a besugárzás $\Delta\nu$ frekvenciáján belüli sugárzásként jelenik meg.

- de lehet a forrásfüggényt teljes egészében elhagyni: $S_\nu(\tau) = 0$, ez a Beer-Lambert törvény.⁵

Az opacitást konstans fluxusú modellekben κ_ν^{-1} súlyozott közepelése, míg az áramlási feladatokban κ_ν súlyozott átlagolása szabja meg. Az esetek tulajdonságai, használhatóságuk, korlátaik egyaránt érvényesek.

5.2 Konstans fluxusú szürke modellek

Csillagok légkörében közelítőleg sugárzási egyensúly uralkodik, ami a növekvő optikai mélységgel egyre inkább kialakul. Ez a

$$\lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{F(\tau)}{4\pi} \ll I(\tau) \quad (5.6)$$

feltétel teljesülését jelenti és (5.2) megoldása a konstans $F(\tau) = F(0)$ fluxus, amelynek értéke vehető például a sugárzó tartomány külső határánál, tehát csillaglégkörökben $F^+(0)$.

E modellekben a κ abszorpciókoefficiens megszerkesztésében (5.4) a

$$\frac{dK(\tau)}{d\tau} = \frac{1}{\kappa} \frac{dK(x)}{dx} = \int_{\nu_1}^{\nu_2} d\nu \frac{1}{\kappa_\nu} \frac{dK_\nu(x)}{dx}, \quad (5.7)$$

alakot ölti, ahol

$$K_\nu(\tau) = \frac{1}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} I_\nu(\tau) \sin\theta \cos^2\theta d\phi d\theta \quad (5.8)$$

Az (5.7) összefüggés bármilyen I_ν monokromatikus intenzitás spektrális összetételre és $[\nu_1, \nu_2]$ mekkora tartományra érvényes, és az $I(\tau) = \int_{\nu_1}^{\nu_2} I_\nu(\tau) d\nu$ integráljára. Természetesen $dF/d\tau = 0$, $\rightarrow F(\tau) = \text{const}$ csupán a $\Delta\nu$ intervallumban érvényes, $\Delta\nu$ -n belül I_ν lehet más, mint a termikus egyensúlyban propagálódó sugárzást leíró (2.29) Planck-függvény. E korlátozott szürke modell használható akár egyetlen kiszélesedett színekvonal értelmezésére, tehát egy-egy szűkebb $\Delta\nu/\nu \ll 1$ intervallumban rendelkezésre álló radiatív teljesítmény meghatározására, amely más, nemradiatív folyamatok energetikai fedezéséhez lehet a forrás, illetve minden olyan paraméter eloszlásának becslésére, meghatározására τ függvényében, amelytől $K(\tau)$ függ.

⁵A törvényt, amit oldatokban koncentráció megváltozásának, gradiensek vizsgálatának kapcsán fedeztek fel a XVIII. sz-ban. Nyilvánvaló, hogy fluxus reemisszió nélküli terjedésére is hasonló exponenciális törvény igaz. Klímatológiai modellekben alkalmazása fontos rész elhanyagolását jelenti.

5.2.1 Az Eddington-közelítés

Csillagok légkörére jó közelítő $I(\tau)$ kapható (5.2) megoldásával az Eddington-közelítés⁶ keretein belül, amelynek sugárzástani szempontból a lényege $dF(\tau)/d\tau \approx 0$ és a külső határfeltétel legyen a kétértékű függvény:

$$I(\tau = 0) = \int_{\nu_1}^{\nu_2} d\nu I_\nu(\tau = 0, 0 \leq \theta \leq \pi/2), \quad (5.9)$$

$$0 = I(\tau = 0, \pi/2 < \theta \leq \pi), \quad (5.10)$$

$$\pi F(\tau) = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} I(\tau) \sin \theta \cos \theta d\phi d\theta = \pi I(\tau), \quad (5.11)$$

ahol $I(\tau = 0) = J(0)$ a kifelé irányuló szögtartományban képezett átlagos érték, ez adja a $\neq 0$ részt a fluxusba, amitől csak közelítőleg lesz konstans fluxusú ez a szürke modell.⁷

A légkör határa alatt levő részbe visszafelé sugárzás nincs, ezt jelzi (5.10). (5.9),(5.10) megfelel a fluxusra kirótt határfeltételnek (2.13),(2.14) szerint, mert ott sugárzó anyag nincs. A közepes intenzitás

$$J(\tau) = \frac{1}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} I(\tau) \sin \theta d\phi d\theta = -\cos \theta \Big|_0^\pi I(\tau) = I(\tau), \quad (5.12)$$

$I(\tau)$ momentumai a $\cos \theta/4\pi$ súlyfüggvénnyel

$$I(\tau) = \frac{1}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} I(\tau) \sin \theta \cos \theta d\phi d\theta = \frac{F(\tau)}{4} \quad (5.13)$$

$$K(\tau) = \frac{1}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} I(\tau) \sin \theta \cos^2 \theta d\phi d\theta = \frac{I(\tau)}{3} = \frac{J(\tau)}{3}, \quad (5.14)$$

$$S(\tau) = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} S(\tau, \theta, \phi) \cos \theta d\Omega = \sin^2 \theta \Big|_0^\pi \pi S = 0. \quad (5.15)$$

Csupán a $0 \leq \tau \ll 1$ tartományban sérül (5.15), mert $S(\tau, \theta, \phi)$ gyorsan válik izotroppá τ növekedésével. (5.12)-(5.14) egzakt összefüggés $\tau = 0$ -nál, és a $\tau > 0$ mélyebb tartományban gyorsan növekszik és izotroppá válik $I(\tau)$, de a $F(\tau > 0) = \text{const} \neq 0$ teljesüléséhez szükséges anizotrop jelleg továbbra is megmarad. Az (5.12)-(5.14) összefüggések alkalmazása tulajdonképpen az $I(\tau > 0, 0 \leq \theta \leq \pi/2) = I(\tau)$ kifelé jelentkező kvázi izotrop intenzitás megbecslését teszik lehetővé az átlagos összintenzitásra felírt (5.2) egyenlettel azáltal, hogy mintegy leválasztja a teljes problémáról az izotropiát létrehozó $S(\tau)$ hatását, ami miatt (5.9) és (5.10)

⁶Ez az elnevezés tisztelgés a modell megalkotója, A. S. Eddington (1882-1944) előtt, aki a sugárzás áramlásának tárgyalásában is maradandót alkotott az asztrofizikában.

⁷Az (5.11) fluxust az intenzitás (5.9),(5.10) típusú megmaradó anizotropiája adja az integrálba a $0 \leq \theta \leq \pi/2$ intervallumból.

kiegészül az $S(\tau) \gg I(\tau = 0, 0 \leq \theta \leq \pi/2)$ nem nulla járulékkal. Ez a leválasztás matematikailag megtehető (5.2) átlagolásával a $\cos\theta/4\pi$ súlyfüggvényt használva:

$$\frac{dK(\tau)}{d\tau} = \frac{1}{3} \frac{dJ(\tau)}{d\tau} = \frac{F(\tau)}{4} = \frac{F(0)}{4}. \quad (5.16)$$

A jobb oldalra a konstans fluxus miatt kerülhetett $F(\tau) = F(0)$, ez tulajdonképpen a sugárzási energia megmaradását jelenti a csillag légkörében, ahol nukleáris energia nem szabadul fel. A megoldás

$$J(\tau) = \frac{3}{4}F(0)\left(\tau + \frac{2}{3}\right), \quad (5.17)$$

az integrációs állandó értékét $J(0) = F(0)$ szabta meg (5.12),(5.11) szerint.

Összefoglaló értékelés:

- az Eddington-közelítés, a légkör határánál teljesülő (5.9),(5.10) határfeltételek kiterjesztése növekvő optikai mélységre,
- ezzel szétválasztva a kifelé propagálódó intenzitás $I(0 \leq \theta \leq \pi/2) = F(0) > 0$ (5.17) anizotrop hányadának becslését és az összintenzitás növekedésének becslését, számítását a növekvő τ függvényében.
- A szürke modell fluxusa konstans,
- az elkövetett hiba körülbelül $F(0)/J(\tau)$, ami nullához tart, ha $\tau \rightarrow \infty$.
- Az Eddington-Barbier közelítés kapcsán a (4.25) sor első két tagjára szorítkozás $\tau_* = 2/3$ választással igen jó közelítés volt, amint azt (5.17) igazolja.
- A $\Delta\nu$ intervallum nagyságától, I_ν spektrális összetételétől függetlenül alkalmazhatók a szürke modell eredményei.

5.2.2 Csillagok peremsötétedése

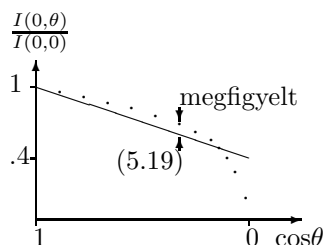
A szürke modell és az Eddington-közelítés minőségét jelzi egy csillag megfigyelt és (4.11) alapján számított

$$I(0, \theta) = \frac{3}{4}F(0) \int_0^\infty \left(\bar{\tau} + \frac{2}{3}\right) e^{-\tau \sec\theta} d\tau \sec\theta = \frac{3}{4}F(0) \left(\cos\theta + \frac{2}{3}\right), \quad (5.18)$$

peremsötétedésének összehasonlítása a sugárzási egyensúly, $S = J$ és a szürke modell (5.17) szerinti közepes intenzitása használatával. Ebből csillag korongjának peremsötétedését az igen egyszerű összefüggés

$$\frac{I(0, \theta)}{I(0, 0)} = \frac{2}{5} \left(1 + \frac{3}{2} \cos\theta\right) \quad (5.19)$$

adja, amelynek a Napon megfigyelt értékeit az 5.1. ábra ábrázolja. Az egyezés jó, és ugyanez elmondható a fedési takarás geometriáját figyelembe vevő számítások és e kettőscsillagok megfigyelt fénygörbéi között is.



5.1. ábra. A peremsötétedés a Napon.

5.2.3 Az Eddington-közelítés alkalmazása, ha I_ν a Planck-függvény

A hőmérséklet rétegződése

A termikus plazmából álló csillaglégkörben a (2.29) izotrop Planck függvényhez tartozó effektív hőmérséklet a Stefan-Boltzmann törvényből $F(0) = F^+(0) = aT_e^4$. A (2.36) definíció (2.29) átlagolásával a $J(\tau) = aT^4(\tau)$ értéket adja, s ez utóbbi $\tau \rightarrow \infty$ esetén biztosan jó közelítés. Ezen $J(\tau)$ helyettesítése az (5.17) megoldásba adja, hogy

$$T^4(\tau) = \frac{3}{4}T_e^4\left(\tau + \frac{2}{3}\right), \quad (5.20)$$

lesz a modellben a *sugárzási* hőmérséklet a τ szürke optikai mélységben. Így a modell fluxusa pont annyi, mint amennyit a T_e hőmérsékletű fekete test bocsát ki az egyik hemiszférába. Nyilvánvaló, hogy a csillag belseje felé haladva (5.20) egyre jobb közelítés.

A modellben a *fizikai* $T(\tau)$ hőmérséklet a $\tau = 2/3$ optikai mélységben lesz T_e .⁸

A modell *határhőmérséklete* $T(0) = 2^{-1/4}T_e$. Tájékoztatásul annyit, hogy a Napon $T_e = 5780$ K, míg a határhőmérséklet 4860 K. Az empirikus légkörmodellek szerint ennél kevesebb a határhőmérséklet. Az eltérés oka nyilván az, hogy J_ν eltérése a (2.29) monokromatikus intenzitástól $\tau = 0$ optikai mélység felé egyre nő, és az $I_\nu(\theta, \phi)$ izotropiáját jelentő Eddington-közelítés csupán közelíti a valóságot.

5.2.4 A Rosseland-féle opacitás, κ_{abs} abszorpció közép

Az Eddington-közelítéshez illesztett (5.4) szürke abszorpció koefficiens a Rosseland-féle középérték, κ_R , amelynél I_ν a (2.29) Planck-függvény a teljes $0 \leq \nu \leq \infty$ fre-

⁸Ezért van az a konvenció, hogy a csillagbelső modellezésében $\tau = 2/3$ a szokásos külső határ.

vencia tartományban.⁹ amely az Eddington-közelítés (5.17) megoldását, a (2.29) Planck-függvény használatával köti össze a csillaglégkör teljes x geometriai mélysége mentén és a frekvencia a teljes $0 \leq \nu \leq \infty$ tartományában. Ez (5.7) szerint

$$\frac{1}{\kappa_R} \frac{dK(x)}{dx} = \frac{4a}{3\kappa_R} T^3 \frac{dT(x)}{dx} = \int_0^\infty d\nu \frac{1}{3\kappa_\nu} \frac{dJ_\nu(x)}{dx} \quad (5.21)$$

kielégítését követeli meg:

$$\frac{1}{\kappa_R} = \int_0^\infty \frac{1}{\kappa_\nu} \frac{15}{4\pi^4} \frac{\alpha^4 e^\alpha}{(e^\alpha - 1)^2} d\alpha, \quad (5.22)$$

ahol $\alpha = h\nu/kT$. Nyilvánvaló, hogy κ_R a plazma kémiai összetételétől κ_ν keresztül függ, és ugyanazon kémiai összetételű plazmára is más-más lesz $T(x)$ változásával. Az 5.1. ábra példát mutat a monokromatikus abszorpciós koefficiens és a Rosseland-féle középérték értékére a hullámhossz függvényében.

5.1. ábra. $\log \kappa_\lambda$ és $\log \kappa_R$ cm^{-1} egységekben.

Egy csillag közepében, illetve a légkör már nem is túl nagy optikai mélységeiben a Rosseland-féle középérték jó lesz, mert a levezetésekor kikötött feltételek: sugárzási egyensúly, termikus egyensúlyhoz közeli állapot, Eddington-közelítés, J_ν a Planck-függvény gyorsan teljesülnek τ növekedésével.

A κ_R -rel képezett τ optikai mélységet szokták használni a leggyakrabban a szakirodalomban táblázatosan megadott csillaglégkör-modellekben az x geometriai mélységskála helyett. Nyilvánvaló ennek a választásnak az értelme: τ a szürke modellek keretein belül egy méréssekkel is megfogható fizikai mérőszám.

Áramlási problémák modellezésében a középérték

$$\kappa_{\text{abs}} = \int_{\nu_1}^{\nu_2} \kappa_\nu J_\nu d\nu / \int_{\nu_1}^{\nu_2} J_\nu d\nu, \quad (5.23)$$

arról ad számot, hogy a közepes intenzitásból mekkora $\kappa_{\text{abs}} J(\tau)$ fajlagos teljesítmény nyelődik el $x = \tau/\kappa_{\text{abs}}$ mélységben. Lehet véges $\Delta\nu$, vagy ∞ , J_ν helyén valamilyen más monokromatikus közepes intenzitás állhat. akkor az (5.23) által definiált

Ha J_ν a (2.29) Planck-függvény, κ_{abs} a középérték elnevezése Planck-féle abszorpciós középérték.

Konstans fluxusú csillaglégkör modellezésében hiba κ_{P1} használata, erről $K_\nu = J_\nu/3$ alkalmazása után az (5.7) egyenletbe helyettesítéssel meg lehet győződni. Igen kis sűrűségű plazmák, például csillagközi gázfelhők, vagy termikus egyensúlytól távol álló bolygók légkörének tárgyalásakor viszont az (5.23) κ_{P1} hasznos lehet.¹⁰

⁹Svein Rosseland (1894-1985) norvég elméleti asztrofizikus nevéhez kötődik

¹⁰MF magánközleményét említeni a κ_R -szal kapcsolatban: κ_{P1} lett jó! NLTE miatt? Ezt esetleg ide tenni.

Az abszorpciós középérték kiszámításakor a plazma egyes komponenseihez tartozó κ_ν -k additív módon járulnak $\kappa_{\text{absz.}}$ -hoz, ami a kiszámítást megkönnyíti különböző gázkeverékekre. A Rosseland-féle középértéknek nincs meg ez a tulajdonsága.

5.2.5 A hőmérséklet eloszlásának korrekciója szürke modellekben, konstans fluxusú légkörmodellek

A Rosseland-féle opacitással megszerkesztett szürke modellek F fluxusa nem állandó τ függvényében, mert a modell feltételei csak közelítőleg teljesülnek. A csillag légkörében a monokromatikus abszorpciós koeficiens helyettesítése bármely frekvencián ugyanakkora κ szürke (Rosseland) abszorpciós koeficienssel (opacitástal) eltérést hoz, mert az Eddington-közelítés is csupán közelítés. A jó kiindulásnak számító (5.7) $T(\tau)$ -t még iteratív hőmérséklet-korrekciónak kell alávetni a konstans fluxusú légkörmodell előállításához. A hőmérséklet korrekciójára több numerikus algoritmus is létezik, amelyeknek az asztrofizikai lényege az, hogy a korrigált $T(\tau)$ használata (4.5,4.6) teljesülésére vezessen:

$$\pi F(\tau) = \pi[F^+(\tau) - F^-(\tau)]/aT_e^4 \quad (5.24)$$

hibája kisebb legyen egy hibánál. A korrekció menete az, hogy $T(\tau)$, s ezen keresztül $F(\tau)$ értékét addig kell változtatni, amíg $|\pi F(\tau) - aT_e^4|$ szórása a légkör teljes τ tartományában egy adott bizonyos érték (például 1%) alá nem csökken. Ehhez a pontossághoz $T(\tau)$ -t nyilván körülbelül 0,25% pontosan kell meghatározni. A szükséges iterációk száma természetesen ügyességen kívül a kiinduló $T(\tau)$ jó minőségétől is függ.

Elvi nehézség nincs, a numerikus nehézségek érzékeltetésére csak a részletek: $F^+(\tau)$ és $F^-(\tau)$ kiszámításában a $0 \leq \tau \ll 1$ tartományban tekintettel kell lenni arra, hogy egy τ optikai (geometriai) mélységhez különböző monokromatikus optikai mélységek tartoznak. $F^+(\tau)$ kevésbé érzékeny rá, $F^-(\tau)$ számításába, mert például izotrop $S_\nu(\tau) = B_\nu[T(\tau)]$ feltételezése $\tau_\nu \approx 0$ környékén, hibát hozhat be. Ez a hiba terjed tovább $I_\nu(\tau_\nu, \theta)$ számításánál (4.9) használatakor, majd a fluxussá konvertáláshoz a $\cos\theta$ súlyfüggvény használatával. Tetemes mennyiségű numerikus munkával kisebbíthető a tovagyrűző hiba. Ezek miatt a hőmérséklet rétegződésének kiszámítása a légkör külső részében nem tartozik a könnyű feladatok közé. Azért kell foglalkozni ezzel a tartománnyal, mert a sok rezonancia vonal — például a Na I D₁ és D₂ vonalai a Napon — ebben a tartományban keletkeznek.

Tapasztalati tényként kell tudomásul venni, hogy a szürke modellek értékesek ma is, mert minimális munkával egészen jó kiinduló $T(\tau)$ forrásai. Eleinte csak a folytonos színképről számot adó κ_ν -vel végezték a hőmérséklet korrigálását, később az erős színképvonalakat is belevették κ_ν -be (főleg a Balmer-vonalakat a látható színképtartományban), az 1980-as évek vége felé pedig már megjelentek azok a légkörmodellek, amelyekben a fluxus állandóságának kiszámításakor többmillió gyenge fémvonal hatására is tekintettel voltak. (Angol szakirodalomban "line-blanketed"

modellekről szokás beszélni.) A színekvonalak hatása egyfajta visszamelegítés ("back-warming") a csak folytonos abszorpciós koefficiensre tekintettel lévő modellekhez képest: az egyes frekvenciatartományokban ez által jelentősen megnövekvő κ_ν hatása az, hogy meredekebbé teszi a hőmérséklet eloszlását, vagyis egy adott τ -hoz tartozó korrigált T nagyobb lesz.

Az itt vázolt korrekciós eljárás sugárzási egyensúlyban lévő csillaglégkörre vonatkozik. A korrekció után még meg kell vizsgálni, hogy a légkör τ tartományában van-e konvektív instabilitás, s ha igen, ott a konvekció hatását is be kell számítani a $T(\tau)$ rétegződésbe. Így kell eljárni akkor is, ha a csillag légkörében a hővezetés számottevő.

Chapter 6

Planetológiai, klímatológiai következmények sugárzástani vonatkozásai

Az alábbiakat hátrább, legyen legalább új fejezet. Vagy inkább külön kötet(?), esetleg a megfigyelések, a mérési adatok kritikai ismertetésével is, [MF] elérhető anyagának bevonásával, összevetésével, tágabb klímatológiai kitekintéssel? [MF] személyes közlése arról, hogy a $\kappa_{\text{abs}} \rightarrow \kappa_{\text{Ross}}$ csere mindent elrontott, mert nincs sugárzási egyensúly! Ez igazolja, hogy a $F(\tau) \neq \text{konst}$ a teresztriális atmoszférában, és a légkör nem radiatív szabadsági fokaiiban található teljesítmény.

NLTE miatt S-B tv-ből T_e , ez nem túl jó T_{surf} -t ad, mert $T_e \propto I^{1/4}$ "effektív" hőmérséklet csak LTE fennállása esetén igaz a "sugárzás" hőmérsékletére. Táblázattal szemléltetni $T_{\text{surf}} \neq T_e, T_{\text{kin}}, T_{\text{ion}}, T_{\text{Boltzmann}}$ közül melyik és hol mérhető, mérendő, $z = 0$ m, vagy $\tau_{\nu} = 0$ -hoz tartozó m méter magasságban, és felel meg a klímatológusok definícióinak, az emberek hőérzetének?

Legalább utalni arra, hogy T intenzív mennyiség, amit az extenzív mennyiségből, pl. belső energiából ($\propto T$), elnyelt teljesítményből ($\propto T^{1/4}$) lehet származtatni. Ezek, és több egyéb folyamat az atmoszferikus folyamatok forrása, amelyek végül disszipáció révén időbeli késéssel szintén hozzájárulnak az OLR -hez.

A hígult I_{ν} , TSI(1950–2010), $TSI \propto L_{\odot}(t)d^{-2}(t)$, $d(t)$ változása, t : földtörténeti, sztochasztikus és szekuláris pályaháborgás, a többi bolygó hatása miatt a Napr. tömegközéppontjának bolyongása miatt, albedo, excentricitás, inklináció égi mech. okok miatti változása $L_{\odot}(t)$ változásai.

Mi az üvegházhatás, Arrheniustól Ramanathan definíciójáig áttekinteni. Ábrát ide: energia és teljesítmény háztartás NLTE körülmények között. Betáplálás, bizonyos ideig itt "tárolás", a nem szinkron kisugárzás miatt "gerjedő" folyamatok, amelyek disszipációja után végül visszasugárzás. A végső mérleg: a visszasugárzás

teljesítménye = besugárzásé, az egyensúly beállításához szükséges idő.

– Besugárzás:

$TSI(d, \dots)$, levonva az albedo miatti "veszteség", de mennyi(?) és hol (mekkora z magasságban?) $L_{\odot, \dots}$, pályák stabilitása és háborgásuk mi mindennek a függvénye? A besugárzásból elnyelt radiatív teljesítmény adiabatikus folyamattal, vagy inkább izoterm lesz hővé? (l. a publikálatlan soproni írásba bevett fajhő $\times T^{??-1} [dT/dt] \propto \kappa \times I$) milyen fajhővel, mekkora ??-vel érvényes.

– A bolygó fizikai paraméterei, szabadsági fokok, szükséges teljesítmény a légköri mozgások, tengeráramlások kin. energia szükségletének, disszipációjának fedezésére, ami végül hevíti a légkört (növeli az entrópiát.)

– Az eltávozó teljesítmény: OLR , albedo miatti "veszteség".

Légkörrel bíró bolygók, és elsősorban a teresztriális klímakutatás, klímaingadozás, a földgolyó ma kétségtelenül zajló globális melegedése. Ilyesmi volt a földtörténeti múltban is, olykor pedig lehűlése, szinte megfagyása kapcsán került az üvegházhatás az érdeklődés homloktébe. Az újkeletű, és meglehetősen bonyolult probléma sugárzástani vonatkozásaiból e fejezetbe tartozik a 'határfeltételek', a besugárzás és kisugárzás, fizikai egységekben kifejezett mértéke, konverziója, ezek aránya hol és hogyan változik légköri paraméterek függvényében, amit például jelenthetnek a fázisátalakulások, kémiai összetétel, sűrűség, hőmérséklet eloszlása, a lehetséges visszacsatolásokkal (nemlin. optika $\kappa \propto I_{\nu}$ miatt, l. (4.2): $dI_{\nu} \propto I_{\nu} \kappa \propto I_{\nu}$.)

A kvantitatív válaszhoz a molekulafizikából származó $\kappa_{\nu}(z) = \sum_{\nu} n(z) \kappa_{\nu}(z)$ a monokromatikus abszorpciós koeficiensek és az abszorbens $n(z)$ együtt számítandó. A probléma sugárzástani részének tárgyalásához (4.8) megoldásait kell aztán használni (ami egy-egy elemi egységben, tehát légoszlopban állítható fel), majd egyesíteni az égitest planetográfiai sajátosságaihoz. Végül így lehet megsejteni a választ a kulcskérdéshez a légkör viselkedéséről az antropogén változtatásoktól és egyéb változásairól az $n(z)$ számsűrűségekben. Ez végül a teljes légkör integrált τ optikai mélységének (optikai és infra tartományban) megszabja sugárzástani betáplálás és az OLR/TSI arányt, ha ≤ 1 a klíma melegedése, ha ≥ 1 hűlése következik be mindaddig, amíg be nem áll az egységnyi értékre.

Indokolt a megfogalmazás: az, hogy légkörrel bíró bolygónak a besugárzó csillagtól \bar{d} átlagos távolságban levő csillag felé forduló surf felszínén egy τ időtartamra átlagolt elnyelhető beeső $\bar{d}^2 \int_{\nu, \tau, \text{surf}} dI_{\nu}$ energiát létrehozó $\overline{I_{\nu}(\tau_0 = 0)}$ átlagolt fluxushoz a légkör tetején a (2.34) Stefan-Boltzmann törvénnyel rendelhető $T_e(\tau_0 = 0)$ effektív hőmérséklet meghaladja-e a bolygó felszínén megfigyelhető átlagolt $\overline{T_{p1}}$ hőmérsékletet. Az elnyelt fluxus "tárolódik" (a közeg mely szabadsági fokaiiban), megváltoztatva "tároló" közeg (egyfajta hőtartály hőmérséklete, további fontos és érdekes kérdés az, hogyan változik $\overline{T_{p1}}$ a bolygó légkörének esetleges változásától.

$T(z = 0)$ definiálásának nehézségei. $TSI, W/nm \rightarrow$ egyensúlyi $T(\text{felszín}) \rightarrow$ kisugárzás= TSI !!

6.1. BECSLÉS AZ ATMOSZFERIKUS $n(\text{CO}_2)$ NÖVEKEDÉSE ÁLTAL LÉTREJÖVŐ NÖVEKMÉNYRE AZ

$$\int_{R^2 \pi, t} dt' \text{TSI}(t') = \dots = \int_{4\pi R^2, t} dt' \text{OLR}(t'), \quad (6.1)$$

és (6.1) mekkora t intervallumra van szükség, $\dots = \int_t dt'$ a bolygó energiát igénylő disszipatív folyamatai a t időtartam alatt, aminek csak egy része belső energia $\propto T(z)$,

És ezután végre jöhet az eredetileg feltett kérdésre a válaszadás kísérlete: milyen az egész $T(z)$, $z = 0$ m függése az n_{CO_2} koncentráció antropogén megváltoztatásától: $290 \rightarrow 410$ ppm. Látva a kérdés komplex függését a probléma számos paraméterétől nyilvánvaló, hogy a "klímaváltozás" nem nagyon befolyásolható az "üvegházhatású" gázok antropogén kibocsátásának kiiktatásával, de óvatosan szabad ilyesmit kimondani, nehogy ez felhívásnak legyen értelmezhető az atmoszféra felelőtlen elszennyezésére.

6.1 Becslés az atmoszferikus $n(\text{CO}_2)$ növekedése által létrejövő növekményre az üvegházhatásban

A II.kötebe nem kell belevenni, hanem külön kell publikálni, pl. az AGG-ben. 21.01.18 A későbbi szerkesztés kedvéért veszem most ide.

Az AGG 52... a (...)múholdas mérései az OLR fluxus változásáról 10 év alatt összevetve T S-B tv.-ből becsülhető megváltozásával azt az eredményt adták, hogy $n(\text{CO}_2)$ antropogén növekedése 10 év alatt az üvegházhatásban 30% növekményt tud megmagyarázni, a maradék $\approx 70\%$ eredete ismeretlen. A B-L tv. deriválásával kapható hasonló becslés.

idáig a hátrább teendő, az új fejezet vagy inkább a II. kötet?

Chapter 7

A FORRÁSFÜGGVÉNY

A Kirchhoff-törvény analógjára definált forrásfüggvény termikus egyensúlyban a Planck-függvény, amely csak a frekvenciától és a hőmérséklettől függ.

A csillagok légköre azonban nincs termikus egyensúlyban, ezért a forrásfüggvény úgy volna megadható, hogy számbavesszük az összes elemi folyamatot, amelyek sugárzás kibocsátására vezetnek. Ha átgondoljuk, így reménytelen a feladat, mert egy-egy kémiai elemnek akár többmillió energiaszintje is lehet a $0 < E \approx kT$ energiaintervallumban, s ezek között számtalan megengedett átmenet van. Az itt mondottak miatt megpróbáljuk a főbb elemi sugárzási folyamatokat típusuk szerint rendezni, majd fölírni rájuk a forrásfüggvényt, és ezzel a sugárzás áramlásának problémáját jegyzetünk formalizmusának keretei között a lehető legáltalánosabban fölírni.

Sugárzási egyensúly – TE, LTE tartozik hozzá, ha kicsit sérül, NLTE jó közelítés, stationary for number densities in populations, rate equations for them if time dependence. NLTE in planetary atmospheres.

Vázlatosan ide venni az átmeneti valószínűségek mérésének, számításának problémáit, a dipól átmenetektől a hiperfinom átmentekig, és a kvadratus Zeeman eff.-t is. Egzakt hullámfü kellene, ami csak a hidrogénszerű ionokra van. Labor spektr. vonatkozások.

7.1 Az átmenetek típusai

Ebben a fejezetben a ν index nélküli abszorpciós vagy szórási koefficiens folytonos, tehát nem vonalas színképben lezajló átmenetre utal. A folytonos színképet alakító mikroszkópos folyamatok fő típusa a szabad-szabad (sz-sz) átmenet, amelynek során a plazma egy részecskéjén szóródik egy foton. A vonalas színképet a kötött-kötött (k-k) típusú átmenetek alakítják. Ezek mellett vannak még a kötött-szabad típusú átmenetek, amelyeknek a két lényegesen különböző típusa létezik.

A *radiatív ionizáció* során foton elnyelése árán kapunk egy szabad elektront, a folyamat inverze pedig a *rekombináció*. A folyamat sémája

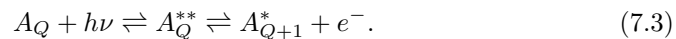


Q az atom vagy ion ösztöltése. Ezek a folyamatok a színek folytonos részét formálják az abszorpciós küszöbhöz tartozó frekvenciák fölött. Ilyen abszorpciós küszöböket az

$$E_n = -\frac{Z^2 m e^4}{2 \hbar^2 n^2} \quad (7.2)$$

Balmer-képlet kapcsán a hidrogén spektrumából ismerünk: $n = 1, 2, 3, 4$ -hez rendre a Lyman-, Balmer-, Paschen- és a Pfund-küszöbök tartoznak, amelyeknek frekvenciája $\nu = |E_n|/h$, $\lambda = c/\nu \approx 91, 2, 365$ stb nm. A küszöböket szokás ugrásnak is nevezni, mert a küszöbnél nagyobb energiákon belép egy újabb fajta átmenet, amely kisebb energiákon nem lehetséges. Ez nyilvánvalóan a küszöbnél hirtelen ugrással jár a monokromatikus abszorpciós koefficiens értékében. A Balmer-ugrás például az A csillagok színekében egy nagyon szembeötlő sajátosság. Az egyelektron spektrumok aszimptotikusan mind hidrogénszerűek, ezért a hidrogénnél nehezebb elemek színekében is jelentkeznek abszorpciós küszöbök, például a semleges He abszorpciós küszöbei szembetűnőek a B típusú csillagok színekében.

Az *autoionizáció* (*kételektronos ionizáció*) során egy foton a Q töltésű A iont (atomot, ha $Q = 0$) először oly magasra gerjeszti, hogy egy Bohr-féle atommodellben gondolkozva két elektron kerül az alapállapot fölé, vagyis úgynevezett kétszeresen gerjesztett állapot jön létre, amely igen gyorsan szabad elektronná és fotonná bomlik el akkor, ha a kétszeresen gerjesztett állapot energiája A_Q ionizációs küszöbe fölött, tehát a kontinuumában van. Ezután a $Q + 1$ töltésű ion egyszeresen gerjesztett vagy alapállapotban marad vissza. Nem fizikai szükségszerűség, de a tapasztalat szerint például a semleges héliumnál az A_Q^{**} kétszeresen gerjesztett állapotok egytől egyig az A_{Q+1} ($Z = 2$ magtöltésű) hidrogénszerű ion kontinuumában helyezkednek el. Ez a két lépcsőben lezajló k-sz típusú átmenet (először egy k-k típusú folyamat, amit egy k-sz típusú követ) igen erős és széles vonalakat hoz létre bizonyos ν értékek körül, amelyek rezonanciacsúcsok a radiatív ionizáció egyébként ν szerint meglehetősen egyenletesen változó κ_ν -jén. Természetesen a folyamat inverze is létezik, amelyet *kételektronos rekombináció*nak nevezünk. A folyamat sémája:



Megjegyezzük még, hogy a héliumnál bonyolultabb elektronkonfigurációjú atomok körében számos olyan kétszeresen gerjesztett állapot van, amelynek energiája az atom ionizációs küszöbe alatt helyezkedik el.

Az autoionizáció és a kételektronos rekombináció járuléka jelentős híg plazmákban, olyanokban, amilyenek csillagok kromoszférájában vagy koronájában fordulnak elő. Bár asztrofizikai szempontból is fontos volna pontosan, mennyiségileg érteni a kételektronos folyamatokat, amelyek jelentőségéről már a negyvenes évek óta

tudunk, be kell vallani, hogy távol állunk ettől. E folyamatok ma is folyó kutatások tárgyává váltak az utóbbi években, mert sikerült előállítani olyan laboratóriumi plazmákat, melyekben fontos szerepet játszanak. Hogy csak egy fontos példát említsünk: gyorsítóknál előállított ionsugarakat úgy lehet hűteni, hogy hideg elektronsugarat vezetünk be az ionsugárba. Hűtés akkor jön létre, ha az ionok random mozgásait az elektronsugár lefékezi, ennek a hűtésnek az előfeltétele, hogy ne tudjanak az ionok rekombinálni. A radiatív egyelektronos rekombináció valószínűsége kicsi, nem így a kételektronos rekombinációé, ha a hűtendő ionoknak legalább egy törzselektronjuk van, és a hűtő elektronok energiája szerencsétlenül, egy kontinuumban fekvő kételektronos gerjesztett állapot közelébe esik. (Ilyenkor a hűtő elektront elnyelik a hűtendő ionok, amelyeknek ettől megváltozik a Q -ja, s ezért kirepülnek a mágneses csapdában tartott nyálából.)

Később még gyakran fog szerepelni a *rezonanciavonal* fogalma, a lehetséges átmenetek osztályozása jó alkalom annak pontos definiálására, hogy mit nevezünk rezonanciavonalnak. Ha egy ion vagy atom alapállapota és első gerjesztett állapota között átmenet jön létre, az alapállapotba visszakerülés valószínűsége igen nagy, mivel máshová nincs spontán út. Az első gerjesztett állapot élettartama ráadásul általában igen rövid, mert nagy az átfedés a két állapot hullámfüggvénye között. E két dolog eredőjeként ez a vonal általában sokkal erősebb az ion többi vonalánál. Ilyen vonal például a CaII H és K vonala, a NaI D₁ és D₂ vonala, hogy csak néhány ismertebb Fraunhofer-vonalat említsünk a Nap színekéből. (A római II helyesen úgy olvasandó, hogy a kalcium *második* színekének H stb vonala. E régi spektroszkópiai megjelölés onnan ered, hogy az elgőzöltetett elem színekvonalai a hőmérséklet fokozódásával egymás után jelentek meg a római számok által megadott sorrendben, I felel meg a semleges elemnek, II az egyszeresen ionizáltnak és így tovább.) Csak annyi közös a rezonanciavonalakban és a folytonos színekben megjelenő abszorpciós rezonanciákban, amilyenekről az előző bekezdésben szoltunk a kételektronos ionizáció, illetve rekombináció során, hogy mindkettő nagy szélességét a gerjesztett állapot rövid élettartama okozza. (A vonalkiszélesedésről szóló fejezetben még visszatérünk a kérdésre, és belátjuk, hogy miért vezet széles vonalakra a gerjesztett állapot rövid élettartama.)

E bevezető megjegyzések után számba vesszük a forrásfüggvénybe járulékat adó folyamatok típusait, s ezekkel végül felírjuk a monokromatikus áramlási egyenletet. (4.20) kapcsán beláttuk, hogy izoterm, optikailag vastag plazmában $S_\nu \rightarrow I_\nu \tau_\nu$ növekedésével. A csillag légkörében $\tau_\nu < 3$ és a hőmérséklet gradiense sem nulla, ezért S_ν jelentősen eltérhet I_ν -től, de a kettő között még mindig szoros és viszonylag könnyen áttekinthető kapcsolat áll fenn.

7.2 Koherens, inkoherens szórás, valódi abszorpció, extinkció

Koherens szórásról akkor beszélünk, ha az elnyelt és a kibocsátott foton hullám-

hossza azonos. A σ és σ_ν szórési koefficiensekkel jellemezzük (ez is távolság⁻¹ dimenziójú), amelynek iránytól való függetlensége esetén a koherens szórás járuléka a forrásfüggvényhez

$$\int_{\Omega} (\sigma + \sigma_\nu) I_\nu \frac{d\Omega}{4\pi} = (\sigma + \sigma_\nu) J_\nu, \quad (7.4)$$

(7.4) szavakban kifejezve azt mondja, hogy a szórési folyamatban elnyelt fotonok azonos frekvencián hiánytalanul megjelennek és térbeli eloszlásuk gömbszimmetrikus. Gömbszimmetriától való eltérés esetén az integráljel után be kell iktatni a szórás szögfüggését, és természetesen már nem fejezhető ki a forrásfüggvénybe kapott járuléka a szögétől független J_ν -vel.

Mivel a csillag légkörében sem σ , sem I_ν nem iránytól független, gondoljunk például a Rayleigh- és a Thomson-szórás indikatrixára ($\sigma \propto 1 + \cos^2\theta$), és a peremsötétedés tárgyalásakor levezetett $I_\nu \propto 1 + (3/2)\cos\theta$ -ra, (7.4) bizonyos közelítést jelent természetesen, amely azonban nem is nagyon rossz, mert (7.4)-ben a $\sigma_\nu I_\nu$ szorzat szerepel. A koherens szórás inkább a szabad-szabad típusú átmenetekre jellemző: fotonok rugalmas szóródásáról van itt szó, valamint a rezonanciavonalaknak főleg a közepére, mivel ez a rész olyan átmenetekből származik, amelyekben a gerjesztett állapot élettartama igen rövid, s szemléletesen szólva nincs idő a gerjesztés rövid ideje alatt arra, hogy számottevően megváltozzék az atom mozgásállapota a foton elnyelése és kibocsátása között. Ezért az elnyelt, majd kibocsátott foton frekvenciája azonos lesz.

Inkoherens szórásról akkor beszélünk, ha egy elnyelt ν frekvenciájú fotont egy ν' frekvencián ad vissza egy atom, és $|\nu - \nu'|/\nu \ll 1$. A kis frekvenciaváltozás például a Doppler-effektus miatt következhet be, mert a gerjesztés rövid, de véges időtartama alatt az atomunk mozgásállapota megváltozott. A rezonanciavonalak közepétől távol már az inkoherens szórás határozza meg a vonal profilját. A folyamatot az ι_ν szórési koefficiens segítségével jellemezzük: (7.4) analógiájára az inkoherens szórás járuléka a forrásfüggvényhez

$$\frac{\iota_\nu}{\int \iota_\nu d\nu} \int_{\Omega} \int \iota_\nu I_\nu d\nu \frac{d\Omega}{4\pi}. \quad (7.5)$$

(Az atomi reemisszió az atomok rendezetlensége miatt teljesen izotrop, ezért ι_ν izotropnak tekinthető. Kivétel képezhet például az, ha erős mágneses tér rendezi az atomokat.)

Természetesen ι_ν csak a tárgyalt vonalon belül tér el számottevően a nullától. (7.5) szavakban elmondva azt jelenti, hogy a színeképvonalban I_ν teljesen átrendeződik, de ez az átrendeződés csak a színeképvonal frekvenciatartományára vonatkozik. Ezért *teljes redistribúciónak* is szoktuk nevezni ezt a folyamatot.

Valódi abszorpcióról akkor beszélünk, ha az elnyelt ν frekvenciájú foton egy teljesen más ν' frekvencián jelenik meg, az abszorpció és az emisszió frekvenciái csak egész lazán kapcsolódnak egymáshoz. Első pillanatra ez ugyan ijesztőnek tűnhet, hiszen sokmillió ν' frekvenciára kellene tekintettel lennünk, de ez mégsincs így. Ha

ugyanis sokmillió lehetséges energiaszintje van a vizsgált atomnak a $0 < E \approx kT$ energiaintervallumban, akkor ezek elegendő számú ütközés esetén a Boltzmann-statisztika szerint lesznek betöltve, s ilyenkor igen igen jó közelítés S_ν -re a Planck-függvény, mert a rendszerünk a maximális entrópia állapotához van közel. A Boltzmann-statisztika érvényességét csillagunk légkörében éppen a valódi abszorpcióból származó vonalak segítségével tanulmányozhatjuk empirikusan. Az ilyen vizsgálatok során sikerült megbizonyosodni arról, hogy a csillagok fotoszférájában az Boltzmann-statisztika igen jó közelítés, s az attól való számottevő eltérés csak a csillagok kromoszférájában és koronájában jelentkezik. A Schwarzschild-féle integrodifferenciálegyenlet

Beszélni fogunk még *extinkció*ról, amit δ jellemez oly módon, hogy a forrásfüggvény a valódi abszorpcióhoz képest kicsit módosul

$$S_\nu = (1 - \delta)B_\nu(T). \quad (7.6)$$

Egy frekvenciától függő δ segítségével formálisan tudunk jellemezni olyan sugárzási folyamatokat, amelyekben a kezdő (esetleg a vég-) állapot betöltési számai között összefüggés nem írható le a Boltzmann-statisztikaával. Híg plazmában fordulnak elő ilyen sugárzási folyamatok. Éppenséggel $\delta < 0$ is lehet, ami annak felel meg, hogy megjelennek az adott frekvencián fotonok. $\delta = 1$ a totális kioltást, extinkciót jelenti, az autoionizáció, vagyis a (7.3) séma szerint lezajló folyamatok éppen az itt tárgyalt kategóriába tartoznak: egy foton eltűnt, s megjelent helyette egy elektron.

7.3 A Schwarzschild-féle integrodifferenciálegyenlet

Az eddig megtárgyalt folyamatokra felírjuk most a (4.4) monokromatikus áramlási egyenletet, az x geometriai mélységben

$$\cos\theta \frac{dI_\nu(t, \theta)}{dx} = \tilde{\kappa}_\nu I_\nu - \left\{ [\kappa + \kappa_\nu(1 - \delta)] B_\nu(T) + (\sigma + \sigma_\nu) J_\nu(t) + \iota_\nu \frac{\int \iota_\nu I_\nu d\nu}{\int \iota_\nu d\nu} \right\}, \quad (7.7)$$

ahol $\tilde{\kappa}_\nu = \kappa + \kappa_\nu + \sigma + \sigma_\nu + \iota_\nu$, tehát az összes (k-k, k-sz, sz-sz típusú) folyamatból származó abszorpciókoefficiens összege. A forrásfüggvény

$$S_\nu = \tilde{\kappa}_\nu^{-1} \left\{ [\kappa + \kappa_\nu(1 - \delta)] B_\nu(T) + (\sigma + \sigma_\nu) J_\nu(t) + \iota_\nu \frac{\int \iota_\nu J_\nu d\nu}{\int \iota_\nu d\nu} \right\}. \quad (7.8)$$

(7.7) a Schwarzschild-féle integrodifferenciálegyenlet, ezt kell megoldani a vonalakon belül a sugárzás áramlásának tárgyalásához. A vonalakon kívül $\kappa_\nu = \sigma_\nu = \iota_\nu = 0$. A megoldásból aztán (4.19) alkalmazásával a csillagot elhagyó fluxus, vagyis egy vonalprofil vagy a vonalakon kívül a kontinuum közvetlenül megkapható. A megoldás numerikus integrálással és iterációval nem túl nehéz feladat, jóllehet a jobb oldalon S_ν és az ismeretlen I_ν függvény frekvencia és térszög szerinti integrálját tartalmazza. Koherens szórásra akár egzakt, analitikus megoldások is

ismertek. A (4.22) kapcsán bevezetett Λ operátor talán trivialitásnak tűnt, hiszen egy összeg értékét határozta csak meg. Ha azonban (7.3.2)-re alkalmazzuk Λ -t, s figyelembe vesszük, hogy azzal az ismeretlen függvény különböző mélységekben és frekvenciákon vett megfelelő kombinációját állítjuk elő, akkor érezzük, hogy könnyebb numerikus algoritmust írni így (7.7) megoldására, ami tulajdonképpen a Λ -val rögzített x, ν rácson történik. Bizonyos egyszerűsítő feltételek fennállása esetén pedig Λ akár lineáris operátorra egyszerűsödik.

Ha olyan légkörmodelleket akarunk szerkeszteni, amelyek a sugárzás áramlásában nem csak a kontinuumra vannak tekintettel ("line-blanketed model atmospheres" az angol szakkifejezés rájuk), akkor szintén (7.7)-hez kell visszanyúlnunk. Az 1970-es évek eleje óta indult fejlődésnek ez a terület, s ma már vannak olyan modellek, amelyek többmillió gyenge színpvonal hatását is figyelembe veszik sugárzás áramlásának kvantitív tárgyalásában. Az eljárás lépései a következők: kiszámítjuk $\tilde{\kappa}_\nu$ -t, ezzel specifikáltuk, hogy a sugárzás áramlásában milyen folyamatokat akarunk figyelembe venni, veszünk egy szürke modellt kiindulásul, s addig változtatjuk $T(\tau)$ -t, míg az F fluxus a megkívánt pontosságon belül konstans nem lesz. Eközben a sugárzás áramlásának problémáját (rövidebben szólva a transzfer problémát) sokezerszer kell numerikusan megoldanunk. Ezért fontos, ma is élő kutatási terület az asztrofizikában (7.7) minél hatékonyabb numerikus megoldási módozatainak keresése.