

A Tejútrendszer szerkezete

Tóth L. Viktor

A Tejútrendszer szerkezete

Tóth L. Viktor

Szerzői jog © 2013 Eötvös Loránd Tudományegyetem

E könyv kutatási és oktatási célokra szabadon használható. Bármilyen formában való sokszorosítása a jogtulajdonos írásos engedélyéhez kötött.

Készült a TÁMOP-4.1.2.A/1-11/1-2011-0073 számú, „E-learning természettudományos tartalomfejlesztés az ELTE TTK-n” című projekt keretében. Konzorciumvezető: Eötvös Loránd Tudományegyetem, konzorciumi tagok: ELTE TTK Hallgatói Alapítvány, ITStudy Hungary Számítástechnikai Oktató- és Kutatóközpont Kft.

Nemzeti Fejlesztési Ügynökség
www.ujszechenyiterv.gov.hu
06 40 638 638



A projekt az Európai Unió támogatásával, az Európai Szociális Alap társfinanszírozásával valósul meg.



Tartalom

Előszó	vii
A Tejútrendszer korai kutatásának néhány érdekessége	viii
Referenciák és további olvasnivaló:	xi
1. A Tejútrendszer alapvonásai	1
1.1 Alapvető paraméterek	1
1.2 Alrendszerek	3
1.2.1. A Galaktikus Korong (Disk)	4
1.2.2. A Galaktikus Dudor (Bulge)	6
1.2.3. A Galaktikus Halo	6
Referenciák és további olvasnivaló a fejezet témájában:	8
2. Csillaghalmazok és asszociációk	9
2.1. Gömbhalmazok	9
2.1.1. A gömbhalmazok alapvető tulajdonságai	9
2.1.2. A gömbhalmazok HRD-je	10
2.1.3. Kék horizontális ág (BHB)	11
2.1.4. Kék csellengők (blue stragglers)	11
2.1.5. Gömbhalmaz katalógusok	12
2.2. Nyílthalmazok	12
2.2.1. A nyílthalmazok alapvető tulajdonságai	12
2.2.2. A nyílthalmazok HRD-je	13
2.2.3. A nullakorú fősorozat (ZAMS)	14
2.2.4. Nyílthalmazok kora	15
2.2.5. Mozgási halmazok és csillagáram parallaxis	19
2.3. Asszociációk	21
2.3.1. OB asszociációk	21
2.3.2. R és T asszociációk	23
2.4. Csillag-gáz komplexumok	25
Referenciák és további olvasnivaló a fejezet témájában:	26
3. Távolságmérés a Tejútrendszerben	28
3.1. A csillagászati távolságmérési módszerek fajtái	28
3.2. Geometriai módszerek	28
3.3. Fotometriai módszerek	33
3.3.1. Úgynevezett „standard gyertyák”	34
3.4. A cefeida parallaxis	34
3.4.1. A periódus-luminozitás reláció felfedezése	34
3.4.2. A cefeidák használatának előnye a távolság meghatározásban	38
3.4.3. A cefeida pulzáló változók fizikai leírásának alapjai	38
3.4.4. A periódus-luminozitás reláció alkalmazása a gyakorlatban	39
3.5. Egyéb távolság meghatározási módszerek	41
3.6. Példa: a Tejútrendszer centrumának távolsága	41
Referenciák és további olvasnivaló a fejezet témájában:	43
4. Sztellárstatistika és sztellárkinematika	45
4.1 Sztellárstatistikai vizsgálatok	45
4.2 A sztellárstatistika alapegyenlete	46
4.3 Kinematika I. – Individuális csillagmozgások	50
4.3.1. A sajátmozgás	50
4.3.2. A radiális sebesség	51
4.4 Kinematika II. – A Nap pekuláris mozgása	52
4.4.1. Apex	52
4.4.2. Vonatkoztatási rendszer kitűzése	52
4.4.3. Lokális nyugalmi pont meghatározása	53
4.5 Kinematika III. – Csillagcsoporton belüli mozgások	54
Referenciák és további olvasnivaló a fejezet témájában:	56
5. A Tejútrendszer rotációja	58
5.1. Forgás megfigyelése	58

5.2. Oort-féle nyírási és forgási együttthatók	61
5.2.1. Nyírási együtttható és ráta	61
5.2.2. Forgási együtttható	61
5.3. A rotációs görbe	61
5.4. Sztellárdinamika, tömegmodellek	62
5.4.1. Rotációs görbe és tömegeloszlás	62
5.4.2. Oort és Schmidt tömegmodellje	63
5.4.3. Becslés a tömegre a Nap Galaktikus pályáján belül	64
5.4.4. A Tejútrendszer tömege	64
Referenciák és további olvasnivaló a fejezet témájában:	65
6. A Tejút spirális szerkezete	66
6.1. Spirálkar indikátorok	66
6.1.1. A spirálkarok megjelenési formái	66
6.1.2. OB asszociációk és HII zónák	67
6.1.3. Óriás molekulafelhők és HI szuperfelhők	68
6.2. A korong stabilitása	68
6.3. Spirálkarok kialakulása - sűrűség hullám elmélet	69
6.3.1. A Tejútrendszer spirálkarjai	69
6.3.2. Kvázistacionárius sűrűség hullám elmélet	70
6.3.3. 4:1 rezonancia	70
6.3.4. Perturbáció galaxis ütközéssel	71
6.4. Spirálkarok és csillagkeletkezés	73
6.4.1. Önfenntartó csillagkeletkezés	75
6.5. Spirálgalaxisok az Univerzumban	75
Referenciák és további olvasnivaló a fejezet témájában:	77
7. A Galaktikus Halo és Korona	78
7.1. A Halo	78
7.1.1. Barionos, vagy csillagos halo	78
7.1.2. Sötétanyag halo	78
7.2. A Korona	79
7.2.1. Gázkorona	79
7.2.2. Egyéb objektumok a Galaktikus Koronában	80
Referenciák és további olvasnivaló a fejezet témájában:	80
8. Galaktikus populációk, a Galaktika kémiai összetétele	81
8.1. A csillagok szinképeinek vizsgálata – fémtartalom	81
8.1.1. Kémiai összetétel	81
8.1.2. Relatív gyakoriságok	81
8.1.3. Különösen fémgazdag csillagok	83
8.1.4. Különösen fémszegény csillagok	83
8.1.5. Takartság (blanketing)	84
8.1.6. Csillaghalmazok és fémség	86
8.2. Populációk	86
8.3. A csillagközi anyag kémiai összetétele	92
Referenciák és további olvasnivaló a fejezet témájában:	93
9. A Tejút központi vidéke	95
9.1. Fekete lyukak	95
9.2. Fekete lyuk a Tejútrendszer középpontjában – tömeg	97
9.3. A Tejútrendszer aktív galaxismagja működésének jelei	104
9.3.1. A központi korong	104
9.3.2. Jet a Tejútrendszer középpontjában	107
9.3.3. A „Fermi buborékok”	108
9.3.4. Eseményhorizont	109
9.4. Becslések a Nap távolságára a Tejútrendszer középpontjától	110
Referenciák és további olvasnivaló a fejezet témájában:	111
10. A galaktikus mágneses tér	114
10.1. A mágneses tér mérését lehetővé tevő jelenségek	114
10.1.1. Szinkrotron sugárzás	114
10.1.2. A hidrogén 21 cm-es vonalának Zeeman-effektusa	115

10.1.3. Faraday-rotáció	116
10.1.4. A galaktikus háttérsugárzás rádiókomponensének polarizáltsága és Faraday-rotációja	119
10.1.5. Csillagközi por - optikai és infravörös polarizáció	119
10.2. A mágneses tér erőssége és szerkezete galaxisokban	122
10.2.1. A Tejútrendszer mágneses térszerkezete	122
10.2.2. Extragalaxisok mágneses térszerkezete	123
Referenciák és további olvasnivaló a fejezet témájában:	127
11. Sugárzási terek a Galaxisban	128
11.1. Kozmikus sugárzás	128
11.2. A kozmikus eredetű mikrohullámú háttérsugárzás	131
11.3. Diffúz röntgensugárzás	131
Referenciák és további olvasnivaló a fejezet témájában:	132
12. A Tejútrendszer kialakulása	133
12.1. A kialakulás elmélete	133
12.1.1. Törpegalaxisok összeolvadása	133
12.1.2. A Korong keletkezése	133
12.1.3. Hülő áramlás - disszipatív kollapszus	133
12.1.4. Akkréció korongra	133
12.1.5. A hülés	134
13. Sztellárdinamika – a Boltzmann-egyenlet	135
13.1. Az ütközésmentes Boltzmann-egyenlet	135
13.2. A Boltzmann-egyenlet momentumai	137
13.2.1. A Boltzmann-egyenlet sebesség szerinti 0. momentuma	137
13.2.2. A Boltzmann-egyenlet sebesség szerinti 1. momentuma	137
13.2.3. Anizotrópikus, szférikus, szimmetrikus galaxis esete	139
13.2.4. Izotróp, tengelyszimmetrikus galaxis	140
13.3. Jeans-probléma – a Boltzmann-egyenlet alkalmazása	141
Referenciák és további olvasnivaló a fejezet témájában:	143
14. Galaxismagok	144
14.1. Seyfert galaxisok	144
14.2. LINER-ek	146
14.3. BL Lac - blazárok	147
14.4. Rádió hangos AGN	148
14.4.1. A BLRG és NLRG osztályok	149
14.4.2. Az NLRG alosztályai az FRI és FR II típusok:	149
14.5. Kvazárok	150
14.6. Aktív galaxismaggal rendelkező rendszerek egyesített modellje	152
14.6.1. Az aktív galaxismaggal rendelkező objektumok spektrumai	152
14.6.2. Az aktív galaxismag mérete	153
14.6.3. Az aktív galaxismag luminozitása és energiatermelése	154
14.6.4. Az aktív galaxismag működése	155
14.6.5. A látóirány szerepe a mérhető paraméterek alakulásában	159
Referenciák és további olvasnivaló a fejezet témájában:	161
15. Függelék	163
15.1. Spektrális felbontás	163
15.2. Detektor jellemző paraméterei	163
15.3. Spektrumvonal félérték-szélessége	163
15.4. Fotometriai rendszerek	164
15.4.1. Johnson fotometriai rendszer	164
15.4.2. Az SDSS fotometriai rendszere	165
15.5. A Tejút Ha képe a por által okozott extinkció levonása után	167
15.6. GAIA	167
15.7. Fémesség és kinematika	169
Referenciák és további olvasnivaló a függelék témájában:	170
16. Animációk	172
16.1. Az NGC6604 nyílthalmaz	172
16.2. Az M55 gömbhalmaz	172

16.3. Utazás a Tejútrendszer középpontja felé	172
16.4. Az S2 csillag teljes pályája a Tejútrendszer középpontjában	172
16.5. Csillagok és felhő pályája a Tejútrendszer középpontjában	172
16.6. A Galaktikus fősík az ATLASGAL felméréssel	172
16.7. A Tejút elképzelt látképe	172
16.8. Szupernóva robbanás	173
16.9. Az Orion-köd 3D-ben	173
16.10. A Sas-köd	173
16.11. Fekete lyuk – interaktív	173
16.12. Különböző korú nyílthalmzok HRD-je – interaktív	173
16.13. Kozmikus hátersugárzás – interaktív	173
16.14. Anthracene – interaktív	173
16.15. Műveletek – interaktív	173
16.16. Fluxusok – interaktív	173
16.17. Szupernóva spektrumok – interaktív	173
16.18. Vöröseltolódás – interaktív	173

Előszó

Mert mi teremtünk szép, okos lányt
és bátor, értelmes fiút,
ki őriz belőlünk egy foszlányt,
mint nap fényéből a Tejút, -
és ha csak pislog már a Nap,
sarjaink bizóan csacsogva
jó gépen tovább szállanak
a művelhető csillagokba.

József Attila, 1937. Március

Az éggömbön azonosított 11 főkör egyike volt az ókori görögöknél a Tejút (a horizont, a meridián, az égi egyenlítő és az állatöv mellett). Az ókori görög elnevezésből *γαλαξίας κύκλος* (ejtsd: galaxiasz kuklosz, magyarul: tejes kör) származik a *galaxis* szavunk. Közvetve egy másik is, hiszen ezt a fényes sávot a latinok *Via Lactea*-nak hívták, melynek tükörfordítása a *Tejút*. Számos névtípusa él a magyar nyelvben, ezek mindegyikében előfordul az út szó: *Hadak útja*, illetve *csillagösvény* (például a Székely Himnuszban), *Országút* (például Arany János Toldi Kilencedik énekében), továbbá *Szalmásút*, *Angyalok útja*, és ezek mindegyikéhez fűződik egy-egy monda, melyek változatai más népek mondavilágában is feltűnnek.

A Tejútrendszer szerkezetét kutatók, illetve az erről az Eötvös Loránd Tudományegyetemen előadók közül ki kell emeljük Balázs Béla, Balázs Lajos és Marik Miklós személyét, akik egyetemi jegyzetekben és a sokak által csak „Nagy kék könyv”-ként emlegetett *Csillagászat* kötetben (Marik 1989) is közreadták a tudományág alapismereteit. A közelmúltban néhány fejezetet a *Kozmikus fizika* egyetemi jegyzetben (Cserepes & Petrovay 2002) és magyar nyelvű honlapokon is feldolgoztak, lásd például a Szegedi Tudományegyetem Fizikai Intézete „*Galaktikus csillagászat és kozmológia*” oldalait. A témában aktív hazai tudományos műhelyek az MTA Csillagászati és Földtudományi Kutatóközpont, a Szegedi Egyetem Kísérleti Fizikai Tanszéke és az ELTE Csillagászati Tanszéke.

Köszönöm Marschalkó Gábor, Szalai Nikolett és Zahorecz Sarolta, értékes hozzájárulását, Szegedi-Elek Elza lektori munkáját, valamint Weidinger Tamás tanácsait.

Ez a jegyzet a Csillagász mesterszak *Tejútrendszer szerkezete* c. egyetemi kurzusához készült, és az olvasók észrevételei, kiegészítései alapján továbbfejlesztendő.

Tóth L. V.

2013.

A Tejútrendszer korai kutatásának néhány érdekessége

A Lascaux barlangrendszer (Franciaország) bejáratának közelében egy bika néz ránk a sziklafalról. Válla felett, mintha a Fiastyúk csillagait látnánk, a „Hét Növért”, tőle balra lefelé pedig felfedezni véljük a ma Bika csillagképként számon tartott égi terület további csillagait, és ahogyan az égen is, az Orion övcsillagait. Valóban az egyik legközelebbi nyílthalmazt, a Hyadokat ábrázolta a 17000 évvel ezelőtti mester a bika szeménél, felette pedig a Fiastyúkot?



0.1. ábra: A Nagy Bika a Bikák terme jobb oldali falán a Lascaux barlangban, Franciaországban.

A Fiastyúk bronzkori ábrázolásaként tartják számon a németországi Nebra város mellett (Sachsen-Anhalt tartomány) talált kb. 3500 éves, úgynevezett nebrai korongon (Himmelscheibe von Nebra) lévő csillagcsoportot (lásd 0.2. ábra).



0.2. ábra: A nebrai korong egy 32 cm átmérőjű, kb. 3600 éves bronz korong. A Napot, a Holdat és a csillagokat egy aranybevonat segítségével ábrázolták rajta. A Nap és a Hold feletti csillagesoport feltételezések szerint a Fiastyúk (http://en.wikipedia.org/wiki/File:Nebra_Scheibe.jpg).

A Fiastyúknak az időszámításban lehetett fontos szerepe már a prehisztórikus kultúrákban is. Ezért lehet ott a csak 30 cm átmérőjű bronz korongon, ami 2013-ban bekerült az UNESCO Világemlékezet (Memory of the World) listájára .



0.3. ábra: A Fiastyúk Galilei távcsöves megfigyelése alapján (Galilei 1610)
<http://www.rarebookroom.org/Control/galsid/index.html>

Galileo Galilei 1609-től távcsöves megfigyeléseivel a Fiastyúk csillaghalmazt megfigyelve, a prehisztórikus korok óta ismert 7 csillag mellett számos újat rajzolt fel. A Tejút ködös sávjában felfedezett rengeteg csillag láttán pedig

azt feltételezte, hogy a Tejút nem más, mint távoli, szabad szemmel fel nem bontható csillagok összessége. Pierre-Louis Moreau de Maupertuis „*Discours sur les différents Figures des Astres... Seconde édition augmentée* (de Maupertuis 1742)” munkájában több korábbi csillagköd észlelést összefoglalt (Christian Huygens, Edmond Halley és William Derham megfigyeléseit). Ennek ismeretében Immanuel Kant már úgy vélte, hogy a Tejút valójában korongba rendezett csillagok összessége, és ehhez hasonlóak az elliptikus ködök (Kant 1755). A nem előzmény nélküli elképzelést később, mint a *sziget univerzumok* elméletét (Island Universe) idézték.

Lieux des Nébulosités.	Leur Ascension droite pour l'an 1660.			Leur Déclinaison pour l'an 1660.		
	D.	M.	S.	D.	M.	S.
Dans la ceinture d'Andromède.	6.	4.	45.	39.	27.	57. N.
Dans le front du Capricorne.	100.	2.	53.	10.	1.	53. S.
Une autre précédant l'œil du Capricorne.	101.	59.	55.	19.	11.	30. S.
Une autre qui le suit.	102.	35.	9.	19.	36.	0. S.
Une au-dessus de celles-là, qui joint l'œil du Capricorne.	102.	25.	31.	18.	48.	58. S.
Celle qui précède au-dessus de la Queue du Cigne, & la dernière de son Pied.	104.	54.	8.	47.	54.	20. N.
Une qui est après une Etoile au-dessus de la Queue du Cigne, hors de la Constellation.	112.	10.	5.	51.	5.	20. N.
Au dehors du Pied gauche d'Hercule.	164.	52.	46.	48.	9.	10. N.
Dans la jambe gauche d'Hercule.	165.	38.	37.	38.	5.	50. N.
Sur le sommet de la Tête d'Hercule.	252.	24.	3.	13.	18.	37. N.
A l'Oreille de Pégase.	332.	38.	45.	3.	3.	32. N.
Au bord Occidental du Bouclier de Sobieski.	272.	32.	34.	14.	23.	35. S.
Sur le fleau de la Balance.	219.	26.	15.	9.	16.	27. S.
Au dessus du Dos de la Grande Ourse.	183.	12.	41.	60.	20.	33. N.
Sur la troisième jointure de la Queue du Scorpion.	12.	43.	00.	19.	1.	0.
Entre la Queue du Scorpion, & l'Arc du Sagittaire.	24.	32.	00.	11.	25.	0.
			→ long.			S. lat.
			→ long.			S. lat.

Source gallica.bnf.fr / Bibliothèque nationale de France

0.4. ábra: Ködök táblázata (de Maupertuis 1742)

William Herschel nem tudott a csillagközi extinkcióról, és azt feltételezte, hogy a csillagok sugárzási teljesítménye azonos, látszó fényességük csak távolságuk miatt különböző. Megfigyelései nyomán egy lapult csillagtársulásként adta meg a „mennyek szerkezetét” (Herschel, 1785). Jacobus Cornelius Kapteyn már fotografikus felmérésekre alapozva, egy erősen lapult, néhány kpc vastagságú és 20kpc-nél valamivel kisebb átmérőjű ellipszoidális csillagrendszert rajzolt, és a Naprendszer annak közepe közelébe helyezte (Kapteyn & Van Rhijn 1920). Shapley ugyanakkor a gömbhalmazok eloszlásából következtetve kb. 15kpc-re tette a Napot a Tejútrendszer középpontjától.

A köd, vagy nebula elnevezés a 20. század elejéig használatos volt csillaghalmazokra, csillagközi felhőkre és extragalaxisokra egyaránt. Kant sejtését csak is addigra lehetett tudományos mérésekre alapozva érdemben elbírálni.

Referenciák és további olvasnivaló:

Appenzeller, T., 2013: „*Neanderthal culture: Old masters - The earliest known cave paintings fuel arguments about whether Neanderthals were the mental equals of modern humans.*” *Nature*,
<http://www.nature.com/news/neanderthal-culture-old-masters-1.12974>

Derham, W. et al. 1733: „*Observations of the Appearances among the Fix'd Stars, Called Nebulous Stars.*”, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, Vol. 38, No. 428 (April-June, 1733), p. 70-74,
<http://messier.seds.org/xtra/similar/derham.html>

Galilei, G., 1610: „*Siderius Nuncius*”, kiadó: Thomas Baglioni,
<http://www.rarebookroom.org/Control/galsid/index.html>

Herschel, W., 1785: „*Construction of the Heavens*”,

József Attila Összes költeménye
<http://www.mek.oszk.hu/00700/00708/html/kolto00000/kotet00001/ciklus00519/cim00531.htm>

Kant, I., 1755: „*Allgemeine Naturgeschichte und Theorie des Himmels*”, Zeitz, Bei W. Webel, 1798. Neue aufl.

Kapteyn, J. C. & Van Rhijn, P. J., 1920: „*On the Distribution of the Stars in Space Especially in the High Galactic Latitudes*”, *ApJ*, 52, 23K

Magyar néprajzi lexikon, Akadémiai Kiadó, Budapest 1977-1982: <http://mek.oszk.hu/02100/02115/html/5-502.html>

Marik, M., 1989: „*Csillagászat*”, Budapest, Akadémiai kiadó

de Maupertuis, P-L. M. 1742: „*Discours sur les différents Figures des Astres* (2nd edition, 1742)”, A Paris, rue S. Jacques, chez G. Martin, Jean-Baptiste Coignard & les frères Guérin
<http://gallica.bnf.fr/ark:/12148/bpt6k5822771k/f20.image?image=Discours%20sur%20les%20diff%C3%A9rentes%20figures%20des%20astres.langEN>

Memory of the World - Nebra Sky Disc:
http://www.unesco.org/communication/information/projects/activities/memory_of_the_world/registers/teaching/registering/6/nebraskydisc/

1. fejezet - A Tejútrendszer alapvonásai

1.1 Alapvető paraméterek

A Nap körül 1 CSE (csillagászati egység) távolságban keringő Földtől a Proxima Centauri (α Centauri) már 268 ezer CSE-re (1,3pc-re) van, pedig ez a Nap után a legközelebbi csillag. A Nap kb. 0,01 CSE átmérőjéhez képest ez óriási távolság. Derült éjszakákon az égbolton feldereng a Tejút sávja, melyben a csillagok fénypontjai összeolvadni látszanak, pedig 1,3-1,4pc az átlagos távolság közöttük. Látszik a Sas (Aquila) csillagképben, hogy a „Hadak Útja ketté válik” – a Galaxis középpontja irányában, az előtérben sötét csillagközi felhők árnyékolják a világító hátteret (lásd 1.1. ábra). A Tejútrendszer csillagainak 90%-a szimmetriasíkjához közel helyezkedik el, ez a sík a galaktikus koordináta-rendszer alapsíkja, ami $62,87^\circ$ -ot zár be az Égi Egyenlítő síkjával. A galaktikus koordináta-rendszer nevezetes pontjainak koordinátáit az IAU 1958-as kongresszusán elfogadott definíció szerint (lásd Blaauw et al. 1960) adjuk meg 1950-es és 2000-es epochákra.

A Tejútrendszer középpontjának ekvatoriális koordinátái:

$$\alpha(\text{GC}) = 17^{\text{h}} 42^{\text{m}} 24^{\text{s}}; \delta(\text{GC}) = -28^\circ 55' \text{ (J1950)}.$$

$$\alpha(\text{GC}) = 17^{\text{h}} 45^{\text{m}} 36^{\text{s}}; \delta(\text{GC}) = -28^\circ 56' 24'' \text{ (J2000)}.$$

Az északi galaktikus pólus koordinátái:

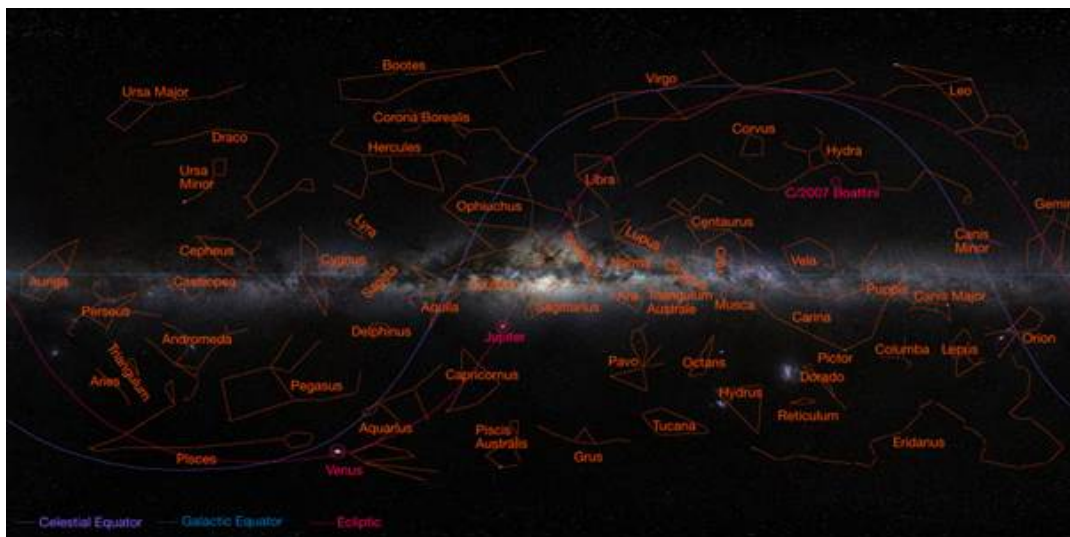
$$\alpha(\text{NGP}) = 12^{\text{h}} 49^{\text{m}}; \delta(\text{NGP}) = 27^\circ 24' \text{ (J1950)}.$$

$$\alpha(\text{NGP}) = 12^{\text{h}} 51^{\text{m}} 26^{\text{s}}; \delta(\text{NGP}) = 27^\circ 07' 42'' \text{ (J2000)}.$$

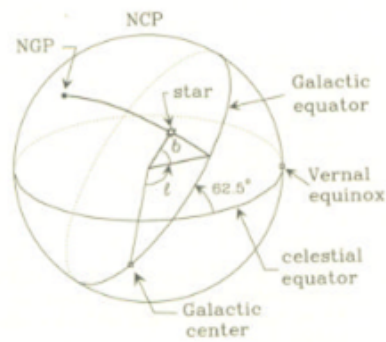
Az északi égi pólus galaktikus koordinátái:

$$l(\text{NCP}) = 123,932^\circ; b(\text{NCP}) = 27,13^\circ$$

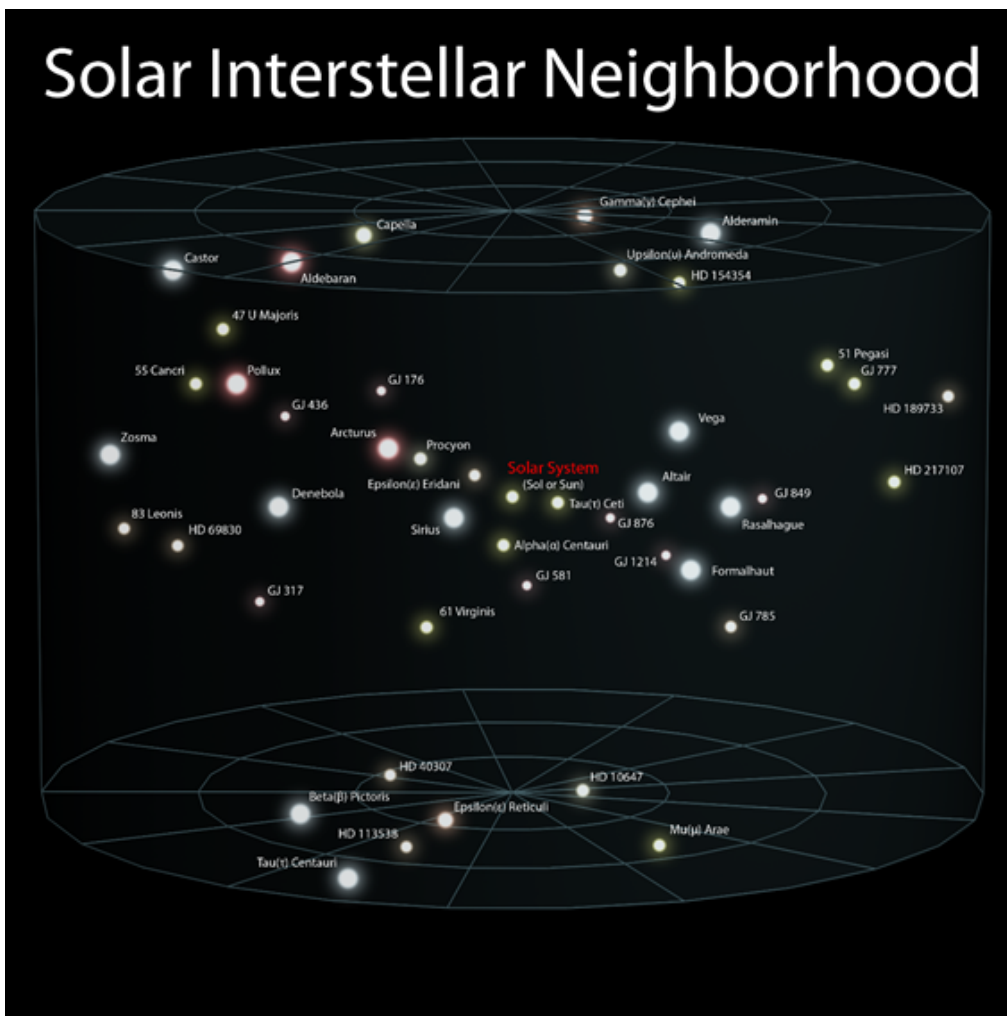
A galaktikus koordináták: az l galaktikus hosszúság, amit a Galaxis középpontjának irányától mérünk ($0^\circ < l < 360^\circ$), és a b galaktikus szélesség, amit a Galaktikus fősíktól mérünk ($-90^\circ < b < 90^\circ$), az északi galaktikus pólus felé pozitív.



1.1. ábra: A Tejút sávja, az éggömb fontosabb főköréi és a csillagképek. A Galaktikus Egyenlítőt kék, az Égi Egyenlítőt lila, az Ekliptikát piros vonal jelzi. (ESO's GigaGalaxy Zoom, 2013)
<http://www.gigagalaxyzoom.org/images/maps/constellations.jpg>



1.2. ábra: Az Égi Egyenlítő és a Galaktikus Egyenlítő, valamint a galaktikus hosszúság és galaktikus szélesség az éggömbön.



1.3. ábra: A Nap csillagkörnyezete, koncentrikus körök 5, 10, 15 pc-nél (Z. Colvin, [http://en.wikipedia.org/wiki/File:3_Solar_Interstellar_Neighborhood_\(ELitU\).png](http://en.wikipedia.org/wiki/File:3_Solar_Interstellar_Neighborhood_(ELitU).png))

A Tejút látszó sávja Galaktikánk, a Tejútrendszer becslések szerint kb. 200 milliárd (vagy 400 milliárd) csillagának zömét tartalmazza. Ha térben korlátosan is, de ezeket a csillagokat részletes vizsgálatnak vehetjük alá, meg tudjuk határozni helyüket és sebességüket, kémiai összetételüket. A Világegyetem nagyjából 100 milliárd galaxis tartalmazhat. Miért jelentős mégis ez a térben erősen korlátos felmérés? Az ismert Univerzum csillagainak fele a miénkhez (méretében, tömegében, kémiai összetételében) hasonló galaxisban világít. A Tejútrendszer tehát bár

„csak egy galaxis”, elég tipikusnak gondoljuk ahhoz, hogy megismerve általános érvényű megállapításokat tegyünk a hozzá hasonló objektumokra.

A Tejútrendszert az óriás spirálgalaxisok közé soroljuk, össztömege elérheti a $8,5 \times 10^{11}$ naptömeget (Bovy et al. 2012). Ez a tömeg a fő összetevők között nagyjából a következő arányban oszlik meg:

por: 0,01%; gáz: 1%; csillagok: 9%; sötét anyag: 90%



1.4. ábra: NGC 4631, a „Bálna” galaxis – egy a Tejútrendszerhez hasonló spirálgalaxis a Vadászebek csillagképben.
(Credit: Diane Zeiders, Adam Block (KPNO Visitor Program), NOAO, AURA, NSFÖ
<http://apod.nasa.gov/apod/ap040123.html>)

1.2 Alrendszerek

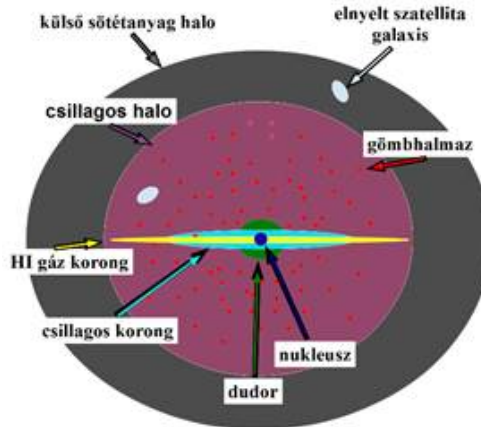
A galaxisokban a következő alrendszerekből egy vagy több található: sferoid, korong, halo.

A sferoidot általában öreg csillagok alkotják, melyek fémsége tág határok között változhat a fémszegénytől a fémgazdagig. Az intenzitás eloszlást de Vaucouleurs profil írja le.

A korongban fiatal és idősebb csillagokat is találunk, az Sa-nál későbbi típusoknál csillagkeletkezéssel. Atomos és molekuláris hideg csillagközi gáz, por, csillagkeletkezés és szupernóvák által fűtött forró gáz is megfigyelhető benne. Az intenzitás eloszlása exponenciális.

A halo alatt egyfelől egy gömbhalmazok és fémszegény csillagokból álló gömbszimmetrikus rendszert – barionikus halo, másfelől egy alapvetően sötét anyagból álló, a barionikus tömegnél 5-10-szer nagyobb össztömegű enyhén lapult rendszert – sötét anyag halo értünk.

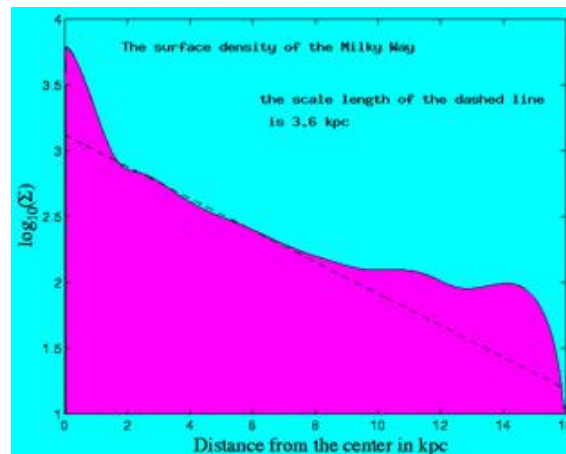
A spirálgalaxisokban mindezen összetevők megtalálhatóak (lásd 1.5. ábra). A központi sferoidális rendszert nukleusz, bulge-nak, vagy dudornak nevezzük.



1.5. ábra: A Tejútrendszer alrendszereinek sematikus rajza.

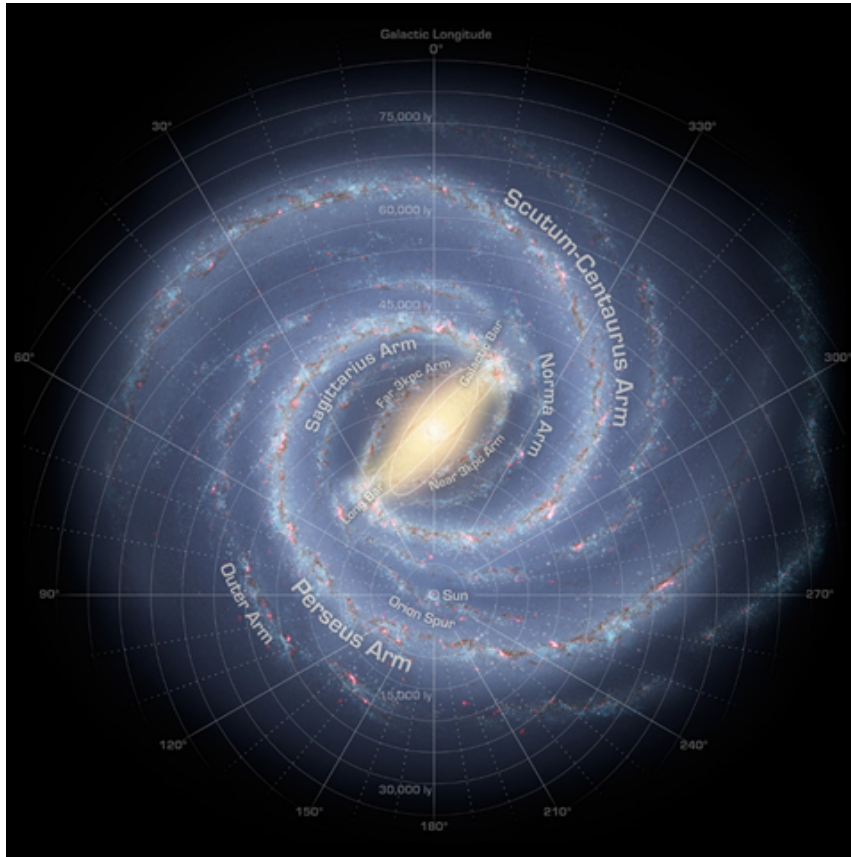
1.2.1. A Galaktikus Korong (Disk)

Csillagrendszerünk látható tartományban megfigyelhető tömegének túlnyomó része egy lencséhez hasonló alakú, erősen lapult térrészbe, a csillagos Korongba tömörül. Ennek átmérője nagyjából 30kpc, és vastagsága nem nagyobb 3kpc-nél. Csillagszámláláson alapuló modellek szerint a csillagos Korongban a fősíktól távolodva exponenciálisan csökken a térfogati csillagsűrűség, és a skálamagasság 1kpc-nél kisebb. A modellek egy része egy vékony, kb. 150pc skálamagasságú korongot (thin disk), és egy vastag kb. 800pc vastagságút (thick disk) feltételez, de vannak az eloszlást három, vagy egyetlen skálamagassággal leíró modellek is (Rix & Bovy 2013). A Korongban található a Naprendszer, a középponttól kb. $r=8,3$ kpc távolságra (a csillagos Korong külső harmadában). A Korong csillag és csillagközi anyag sűrűsége a középpont felé növekszik (lásd 1.6. ábra). A Korong szimmetriasíkjára levetített felületi tömegsűrűség $\Sigma(r)$ exponenciálisan csökken növekvő sugárral, majd nagyjából 15kpc galaktocentrikus távolságnál a függvény levág – ez a csillagos Korong határa.



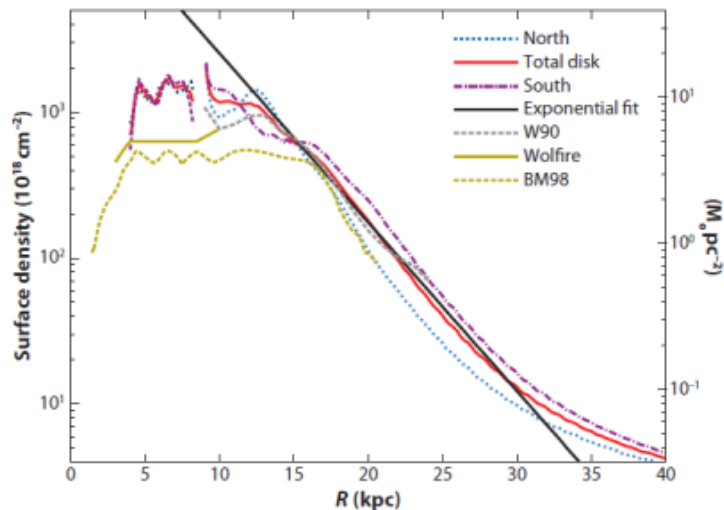
1.6. ábra: A Korong szimmetriasíkjára levetített tömeg felületi sűrűsége a galaktocentrikus távolság függvényében. A Naprendszer környezetében $125 \pm 10 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ a felületi sűrűség (Mizony 2007).

A radiális és vertikális nagy léptékű sűrűség-eloszlás mellett a Korongban spirálkarokat figyelhetünk meg, 2 (bizonyos szerzők szerint 4) fő kar mellett néhány kisebb „darabot” is. Ezek egyike az ún. Orion-kar, melyben a Naprendszer is található (1.7. ábra, Orion Spur). A karokban a nagytömegű és így nagy luminozitású, fiatal, fősorozati csillagok lokális sűrűsödését látjuk, ezek és az ionizáló sugárzásuk miatt keletkezett HII zónák (ionizált hidrogént tartalmazó csillagközi felhők), valamint szórt fényük teszik a spirálkarokat fényes sávokká. A fő spirálkarok nem közvetlenül a Galaktikus középpontból indulnak, hanem egy kb. 3kpc hosszú küllő végeiből.



1.7. ábra: A Tejútrendszer korongja „felülnézetből” a spirálkarok megjelölésével és galaktikus koordinátákkal (NASA, JPL 2008). <http://www.spitzer.caltech.edu/images/1928-ssc2008-10b1-The-Milky-Way-Galaxy-Annotated->

Érdekes külön tárgyalni az úgynevezett gáz Korongot (Gas Disk). Ez a semleges atomos hidrogén gáz 21cm-es rádió-spektroszkópiai méréseivel közvetlenül, illetve a hidrogén molekulákkal ütköző CO 2,6cm-es vonalát mérve kimutatható. A Korong csillagközi anyag tartalma is exponenciálisan sűrűsödik a centrum felé, a skála hosszúság (scale length) $R_s = 3,75$ kpc (Kalberla & Dedes 2008).

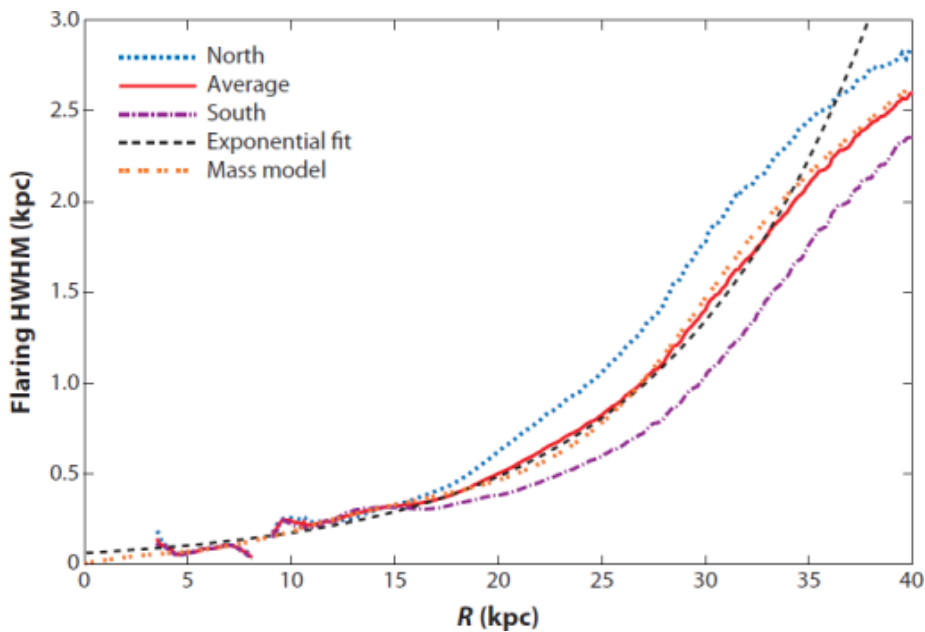


1.8. ábra: A Galaxis gáz Korongja felületi sűrűségének radiális eloszlása különböző felmérések alapján. Az illesztett (fekete) exponenciális eloszlás skálahossza 3,75kpc (Kalberla and Kerp 2009).

A Korong a Galaktikus középpont felé közeledve részben, a $4 \text{ kpc} < r < 8 \text{ kpc}$ közti úgynevezett molekuláris gyűrűben pedig főként (90%-ban) molekuláris, a csillagos Korong határán túl atomos hidrogént tartalmaz. A gáz Korong a csillagos Korongnál jóval kiterjedtebb. HI 21cm-es mérések szerint a gáz Korong sugara $R_g = 35 \text{ kpc}$, de semleges hidrogén gáz $r = 60 \text{ kpc}$ -en is mérhető még (Kalberla and Dedes 2008). A semleges atomos hidrogén h(HI) skálamagasságára átlagosan $h \approx 150 \text{ pc}$ adható, de a gáz Korong nem tükörszimmetrikus, hanem kihajlik. Ezt a kihajlást is figyelembe véve a h_R átlagos skálamagasság (kpc-ben):

$$h_R = h_0 e^{(R-R_0)/R_0} \quad (1.1)$$

ahol $R_0 = 9,8 \text{ kpc}$, $5 \text{ kpc} < R < 35 \text{ kpc}$ esetén.



1.9. ábra: A HI korong kihajlása a galaktocentrikus távolság függvényeként (Kalberla and Kerp 2009).

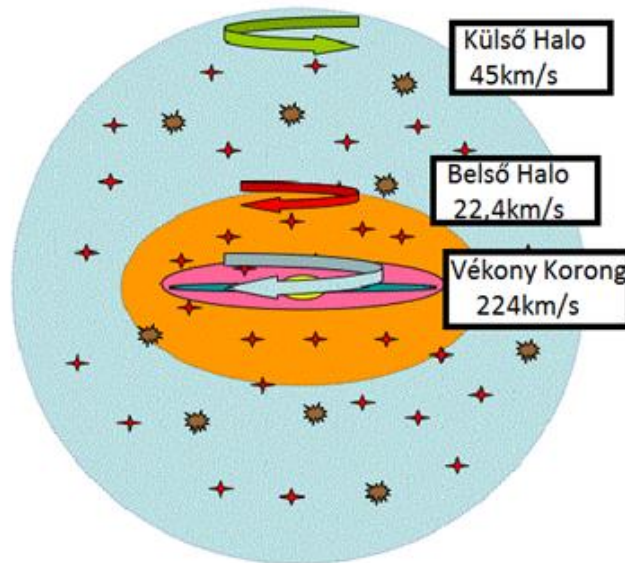
A gáz Korong HI sűrűsége növekedést mutat a spirálkarokban, illetve térfogata nagyjából 5%-át üregek falában úgynevezett héjakra (HI shells), és „galaktikus kémények” (galactic chimneys) falába tömörülve látjuk. A HI héjak exponenciális eloszlására felírható skálahossz, a HI-hez hasonló $R_{\text{shell}} \approx 3 \text{ kpc}$.

1.2.2. A Galaktikus Dudor (Bulge)

A Galaxis centruma körül egy 3kpc sugarú zóna „kidudorodik” a korong síkjából. Ez a centrumhoz közeli gömbszimmetrikus tömegeloszlású alrendszer a Dudor (Bulge, lásd 1.5. ábra).

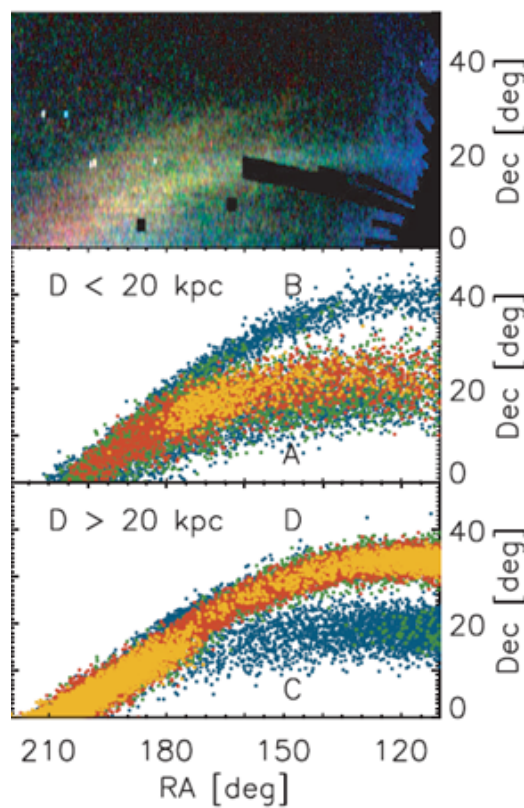
1.2.3. A Galaktikus Halo

A Korongot és a Dudort egy összetett szferoidális rendszer foglalja magába, a Kettős Halo. A Külső Halo gömbszimmetrikus, és mintegy 180kpc átmérőjű lehet. Ezen belül a Belső Halo lapult, és jóval kisebb, csak kb. 30kpc átmérőjű, forgási sebességük eltérő (lásd 1.10 ábra).



1.10. ábra: Kettős Halo: A Külső Halo gömbszimmetrikus, és mintegy 180kpc átmérőjű lehet. Ezen belül a Belső Halo lapult, és jóval kisebb, csak kb. 30kpc átmérőjű. A Külső Halo forgásiránya a többi komponensével ellentétes irányú. (SDSS-II, Masashi Chiba, Tohoku University, Japan http://www.sdss.org/news/releases/20071212.dblhalo_enlarge.html)

A Külső Halot gömbszimmetrikus tömegeloszlásúnak gondoljuk a Sgr törpe árapály karjainak szimmetriájára alapozva (Felhauer at al. 2006).



1.11. ábra: A Sgr törpe árapály karjai szimmetriát mutatnak, ebből következtethetünk a külső (sötét anyagból álló) Galaktikus Halo gömbszimmetriájára (Felhauer at al. 2006).

Sloan Digital Sky Survey (SDSS) adatok alapján a Sagittarius törpe elliptikus galaxis (Sgr dE) korábban 2MASS mérésekkel felmért törmelékzónái még kiterjedtebbek mutatkoznak. A vezető (A) és követő (B) karok mintegy 50° hosszan elnyúlnak. Sőt egy távolabbi kapcsolódó struktúrát is találni melyet (C)-vel jelöltek Felhauer és munkatársai (Felhauer et al. 2006). Az (A) fiatalabb és (C) régebbi vezető karok, a (B) régi követő kar geometriáját Felhauer-ék a törpe galaxis csillagainak egy közel gömbszimmetrikus halo gravitációs terében való perturbációjával magyarázták. Az eredmény azért érdekes, mert ezek szerint a belső csillagos halo és külső sötét anyag halo szerkezete nem ugyanolyan.

Referenciák és további olvasnivaló a fejezet témájában:

Ball, C. & Pagel, B. E. J. 1967: „*Abundances of carbon and nitrogen in the halo red giant HD 122563*”, 1967, Obs, 87, 19B

Blaauw, A.; Gum, C.S.; Pawsey, J.L.; Westerhout, G. 1960: „*The new IAU system of galactic coordinates (1958 revision)*”, MNRAS.121..123B

Bovy, J. et al. 2012: „*The Milky Way’s circular velocity curve between 4 and 14 kpc from APOGEE data*”, ApJ, 759, 131

ESO's GigaGalaxy Zoom, <http://www.gigagalaxyzoom.org/images/maps/constellations.jpg>

Felhauer, M. et al., 2006: „*The Origin of the Bifurcation in the Sagittarius Stream*”, ApJ, 651, 167F

Hurt, R., 2008: *The Milky Way Galaxy (Annotated)*, NASA, JPL
<http://www.spitzer.caltech.edu/images/1928-ssc2008-10b1-The-Milky-Way-Galaxy-Annotated->

Kalberla PMW, Dedes L. 2008: „*Global properties of the HI distribution in the outer Milky Way. Planar and extra-planar gas*”, A&A, 487, 951

Kalberla, PMW. & Kerp, J., 2009: „*The HI Distribution of the Milky Way*”, ARA&A, 47, 27

Magain, P. 1987: „*BO +03°740: a New Extreme Metal-poor Dwarf*”, ESO Messenger 47
<http://www.eso.org/sci/publications/messenger/archive/no.47-mar87/messenger-no47-18-19.pdf>

McWilliam, A. 1997: „*Abundance ratios and galactic chemical evolution*”, ARA&A, 35, 503, http://ned.ipac.caltech.edu/level5/March03/McWilliam/McWilliam_contents.html

Mizony, M. 2007: „*Flatness of the rotation curves of the galaxies*”, <http://math.univ-lyon1.fr/~mizony/diapoRot.pdf>

Rix, H-W. & Bovy, J. 2013, „*The Milky Way’s stellar disk - Mapping and modeling the Galactic disk*”, Astron Astrophys Rev 21:61

Rosenberg, M. & Köppen, J., 2010: „*How to Determine the Thickness of the Galactic HI Disk*”, <http://astro.u-strasbg.fr/~koppen/Haystack/thickness.html>

Soubiran, C. et al. 2008: „*Vertical distribution of Galactic disk stars. IV. AMR and AVR from clump giants*”, A&A, 480, 91

Willey, R. L.; et al., 1962: „*On the Effect of Fraunhofer Lines on u, b, V Measurements.*”, ApJ, 135, 94

2. fejezet - Csillaghalmazok és asszociációk

Fejezet tartalma: csillaghalmazok tulajdonságai és eloszlásuk

2.1. Gömbhalmazok

2.1.1. A gömbhalmazok alapvető tulajdonságai

A gömbhalmazok első pillantásra szabályos, középpontjuk felé sűrűsödő csillageloszlású halmazok, mely szerkezetet a precíz csillagszámlálás igazol. Néhány esetben látunk eltérést a gömbszimmetrikus csillageloszlástól, a Tejútrendszer fősíkján való áthaladáskor fellépő ár-apály erők miatt a halmaz galaktikus pályája mentén „előre siető” és „lemaradó” csillagok csóvájaként. A gömbhalmazokban 100 ezer – 1 millió csillagot találunk egy 30-100 pc átmérőjű gömbben. Amikor Walter Baade az 1940-es években a csillagpopulációk létre rámutatott, a gömbhalmazok csillagai jelentették a II. populációt. Csillagaik jellemzően öregek és fémszegények. Tipikusan 10 milliárd évesek a gömbhalmazok, de van ennél fiatalabbnak becsült is, mint például a Whiting 1 gömbhalmaz (kb. 5 milliárd éves, Carraro 2005).



2.1. ábra: A Messier 55 gömbhalmaz 3 szín kompozit képe Johnson B, V, I széles sávú szűrőkkel (Mochejska and Kaluzny 2004). A kép átmérője a halmaz távolságában kb. 30pc.

A gömbhalmazok tömege 10^4 - 10^5 naptömeg, középpontjukban előfordul fekete lyuk is, ami általában kis tömegű – csillagfejlődés végállapota. Az eddigi fekete lyuk felfedezésekre alapozott feltételezések alapján akár 100 db fekete lyuk is lehet egy gömbhalmazban (M22, Strader et al. 2012). Számos gömbhalmazban valószínűsíthető közepes tömegű (≈ 1000 naptömeg) fekete lyukak jelenlétét is (Baumgardt et al. 2005, Lützgendorf et al. 2013). A gömbhalmazokat gravitációsán kötött objektumoknak gondoljuk (a relaxációs idő ≈ 400 millió év).

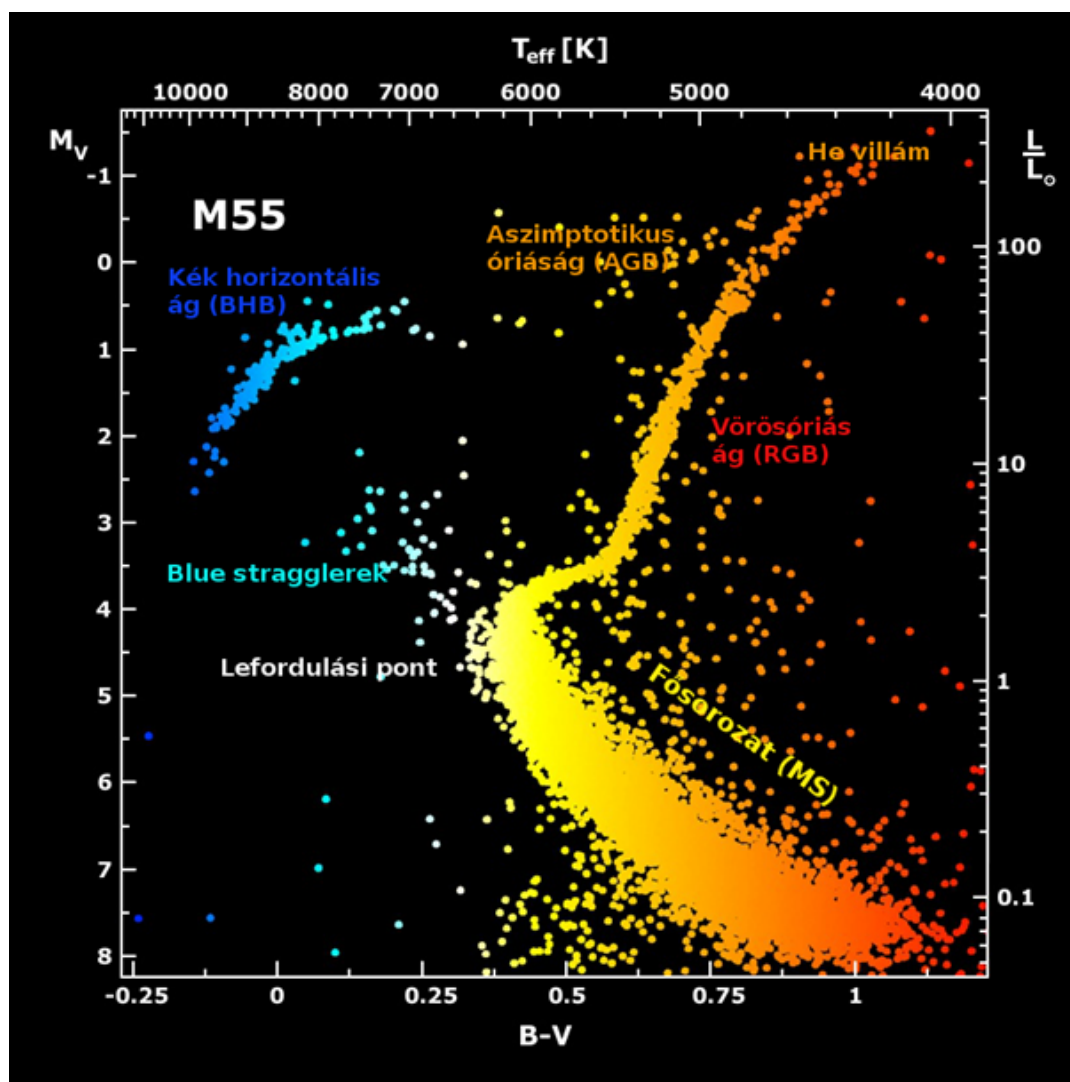
A Tejútrendszerben kb. 160 gömbhalmazt ismerünk, teljes számuk 250 körül lehet. A 20. század elején Harlow Shapley nem csak gömbhalmaz katalógust és osztályozást készített, de a megfigyelt eloszlásból következtetett

csillagrendszerünk középpontjára. Felfedezte, hogy Galaxisunk középpontja körül gömbszimmetrikus az eloszlásuk, és a gömb középpontja a Naptól 15kpc-re a Sagittarius csillagkép irányában van. A csillagközi extinkció jelensége ekkor még nem volt ismert, ezért nem korrigálta erre a fényesség értékeket. Ezért lehetett, hogy kb. kétszer nagyobb távolságot számított ki, mint amit a felmérésnek az 1970-es és 1980-as években történt megismétlésekor az extinkcióra korrigálva kaptak (kb. 8kpc). A gömbhalmazok távolságát a bennük lévő RR Lyr változók és a kék csellengők (blue straggler csillagok, lásd később) észlelését felhasználva határozzák meg. Az RR Lyr parallaxist nehezíti, ha a fémtartalom nem ismert.

A gömbszimmetrikus eloszlás miatt alapvetően a Halóban láthatóak a gömbhalmazok, hiszen a Korong térfogathányada sokkal kisebb, mint a Haloé. A Fősíkhöz nagy szögben hajló ellipszis pályákon keringenek, sebességük jelentősen eltér a korongbeli sebességektől. A gömbhalmazok szerkezete, fémtartalma és eloszlása mind arra utal, hogy volt egy korszak, amikor a legöregebb gömbhalmazok a csillagontó galaxisokhoz hasonló hevedességy gyors csillagkeletkezési folyamattal létrejöttek, még mielőtt a Tejútrendszer korongja kialakult. Gömbhalmazokat 40-50kpc-re is találunk Galaxisunk középpontjától, ilyen a korábban említett Whiting 1 gömbhalmaz is ($d_{GC}=45$ kpc, Carraro 2005). Ezek a távoli halmazok kevésbé sűrűk, és lényegesen fiatalabbak az átlagnál.

2.1.2. A gömbhalmazok HRD-je

A gömbhalmazokban megfigyelhető csillagtípusokat a Messier 55 (NGC 6809) gömbhalmaz szín-fényesség diagramján (2.2. ábra) mutatjuk be. A fősorozaton kis tömegű csillagokat találunk, a nagyobb tömegűek elfejlődtek. A halmaz kora a lefordulási pont helye és csillagfejlődési modellek alapján becsülhető.



2.2. ábra: Az M55 gömbhalmaz HRD-je Mochejska, B.J. és Kaluzny J. ábrája nyomán
http://apod.nasa.gov/apod/image/0102/m55cmd_mochejska_big.jpg

A Sagittariusban található M55 alacsony átlagos fémtartalmú $[Fe/H] = -1,94$ és öreg 12,3 milliárd éves (Solima et al. 2008), mégis találunk kék csillagokat a HRD-je fősorozatán, melyek a halmaz középpontja irányában láthatók. Ezek az úgynevezett kék horizontális ági és kék csellengő csillagok (lásd a következő alfejezetekben).

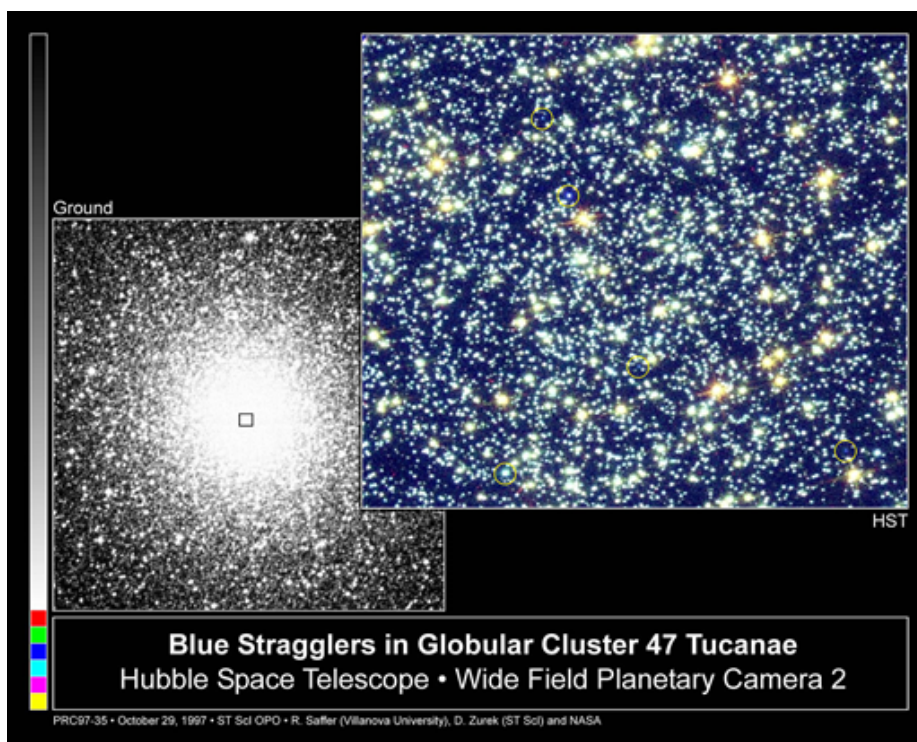
2.1.3. Kék horizontális ág (BHB)

A kék horizontális ág (blue horizontal branch, BHB) fényes csillagai, az RR Lyr változóknál kékebbek, a HRD-n a fősorozatig nyúló csoportot alkotnak. II. populációsak, a Haloban, és ott is elsősorban gömbhalmazokban találhatóak. Tipikusan B3-A0 spektráltípusúak, a Balmer-ugrás jól megfigyelhető színképükben, erős hidrogén vonalakat mutatnak, de a többi elem spektrumvonalai nagyon gyengék.

Fejlődési állapotuk a modellek szerint a vörösóriás állapot utáni, magjukban hélium fúzió zajlik.

2.1.4. Kék csellengők (blue stragglers)

A kék csellengő (blue straggler) fősorozati kék csillagok, melyek az őket tartalmazó gömbhalmaz HRD-jén a lefordulási pontnál jellemző értékekkel összevetve kékebbek, és nagyobb luminozitásúak. A kék csellengőket Allan Sandage fedezte fel 1953-ban az M3 gömbhalmazban (Sandage 1953).



2.3. ábra: A 47Tuc gömbhalmaz központi vidéke a HST felvételén (jobb fent), a kék csellengő (blue straggler) csillagok sárga körökkel jelölve. Credit: R. Saffer (Villanova University), D. Zurek (STScI) and NASA/ESA,
<http://www.spacetelescope.org/images/opo9735a/>

A 2.3. ábrán a 47 Tucanae gömbhalmaz nagy csillagsűrűségű központi vidékét, és az ott talált kék csellengőket látjuk a Hubble Űrtávcső Field and Planetary Camera 2 felvételén. A gömbhalmazok középpontjában olyan nagy a csillagsűrűség, hogy nem lehet kizárni a Galaxisban máskülönbén nagyon ritka csillagütkezések előfordulását sem. A legvalószínűbbnek tartott csillagütkezés és összeolvadás mellett elvileg mező csillag befogása, és a szoros kettős rendszerben zajló tömegátadás is eredményezhet ilyen fényes kék csillagokat.

2.1.5. Gömbhalmaz katalógusok

A Tejútrendszer gömbhalmazainak katalógusa (Castellani 2008): <http://mcastel.weebly.com/globular-clusters.html>

A Tejútrendszer gömbhalmazainak katalógusa (Harris 1996): „Catalogue of Milky Way Globular Cluster Parameters” <http://physwww.physics.mcmaster.ca/~harris/mwgc.dat>

A Bécsi Egyetem csillaghalmaz katalógus oldalain a Galaxis és a Magellán-felhők halmazait találjuk: <http://www.univie.ac.at/webda/>

2.2. Nyílthalmazok

2.2.1. A nyílthalmazok alapvető tulajdonságai

Az első nyílthalmazokat már a prehisztórikus időkben felfedezték: a Hyadokat (*Υάδες*, az ókori görög mitológiában az eső hozó nimfák), a Fiastyúkot (*Πλειάδες*, 7 nővér, szintén nimfák az ókori görög mitológiából, ez a Messier 45), és a Praesepe-t (a latin szó, jelentése jászol, vagy méhkaptár M44). Ptolemaios ezek mellett megemlíti az M7-et és a Coma nyílthalmazt. Utóbbi nem szerepel Messier katalógusában, de Philibert Jacques Melotte felsorolja (Mel 111). Vitatták, hogy a látható tartományban kis sűrűségű Mel 111 csillagcsoport nyílthalmaz-e és csak Trumpler (1938) igazolta, hogy valóban az.

A nyílthalmazok 100-1000 csillag laza társulásai, gyakran látszanak együtt reflexiós ködökkel, melyek a halmaz szórt fényétől ragyognak.

A Tejút sávjában látszanak, kis excentricitású és kis inklinációjú pályákon mozogva a Korongban. A nyílthalmazok galaktikus szélessége általában kicsi, de a legközelebbi nyílthalmazok kivételek, mint például a Coma nyílthalmaz is, ami az Északi Galaktikus Pólus (NGP) közelében látható. Általában fiatal ($t < 10^9$ év), fémgazdag

($[Fe/H] > -0,1$) csillagok alkotják a nyílthalmazokat. Vannak azonban az átlagnál még 5-9-szer idősebb nyílthalmazok is (lásd például: Friel, 1995). A Berkeley 17-es nyílthalmaz például kb. 10 milliárd éves, és átlagos

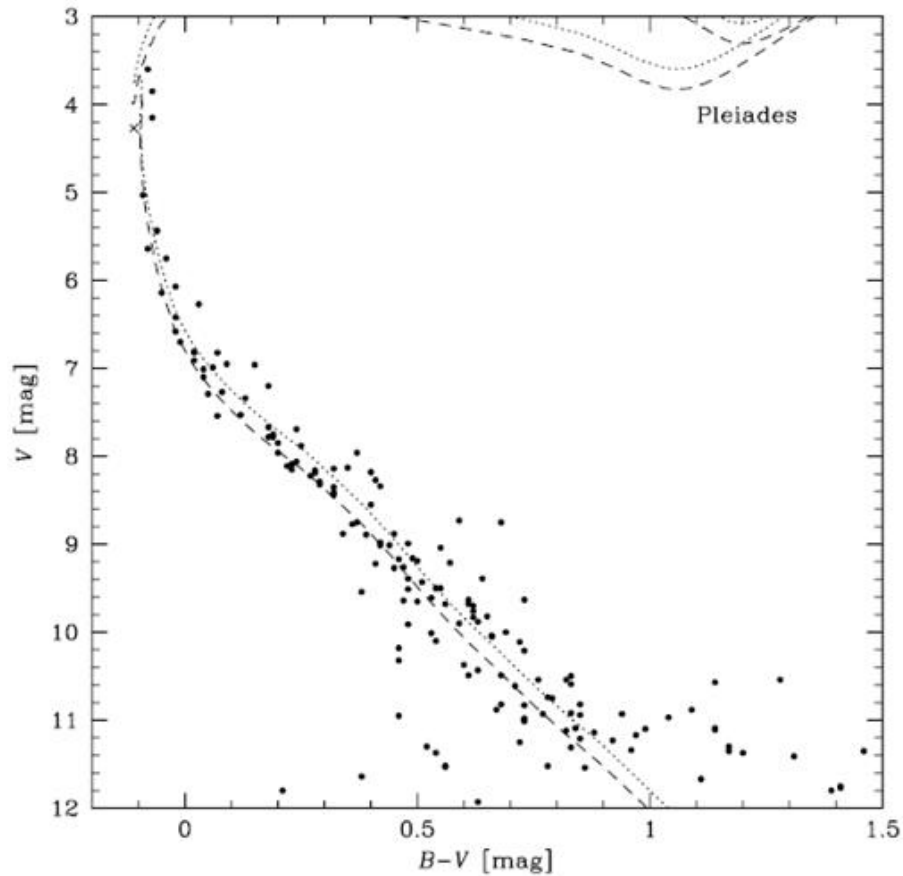
fém tartalma $-0,1 < [Fe/H] < 0,3$ (Phelps 1997, Krusberg és Chaboyer 2006). Eddig kb. 1500 nyílthalmazt ismerünk, de számuk akár 10000 is lehet, melyet infravörös tartományban észlelve lehet majd pontosabban meghatározni, hiszen a csillagközi extinkció a Galaktika korongjában a távoli halmazokat elfedi előlünk a látható hullámhosszakon. A nyílthalmazok átmérője: 2-10 pc, a relaxációs idő: 10^7 év.



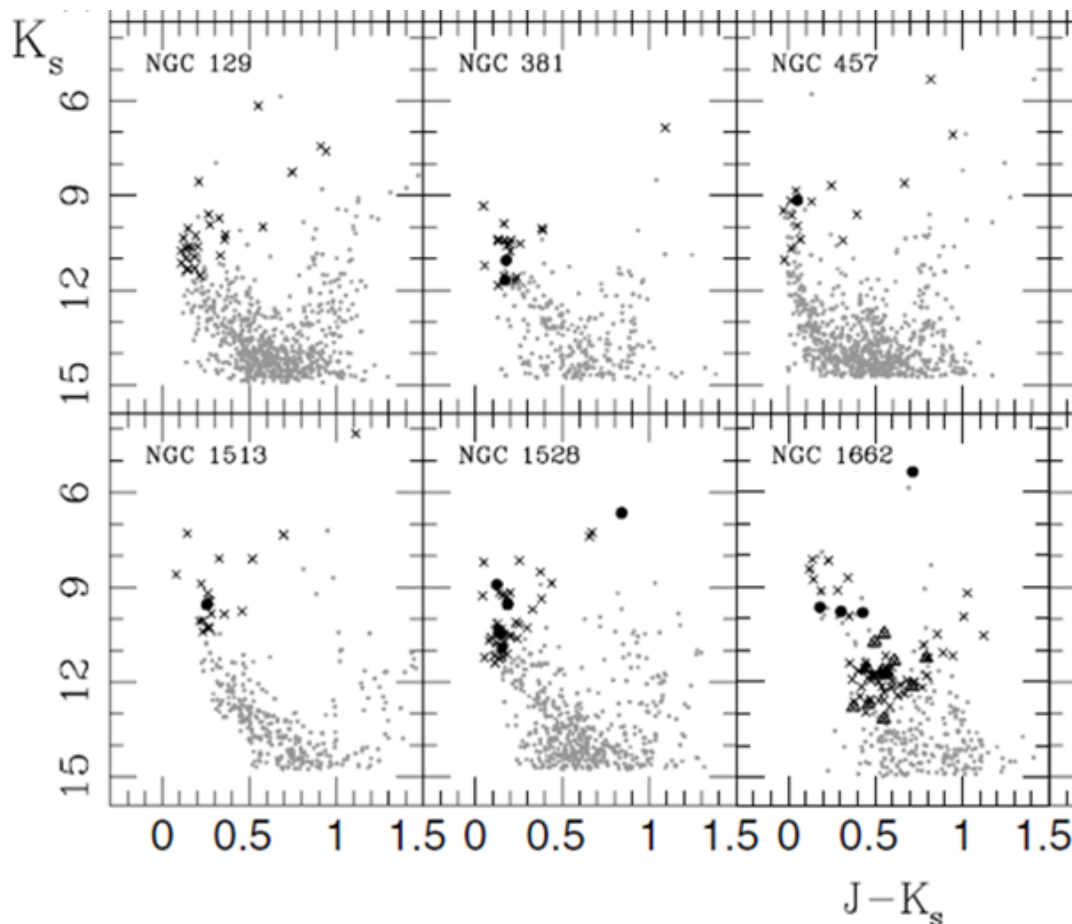
2.4. ábra: Az NGC457 „Bagoly” egy fiatal (21 millió éves Frinchaboy et al. 2008) nyílthalmaz, (kép: <http://digitalstars.wordpress.com/2010/09/07/ngc457-the-owl-cluster/>).

2.2.2. A nyílthalmazok HRD-je

A nyílthalmazok szín-fényesség diagramján szembeötlő, hogy akár a legnagyobb tömegű kék fősorozati csillagokat is megtalálhatjuk (a halmaz korától függően). Az úgynevezett lefordulási pont helye jelzi számunkra a halmaz korát. Az adott fényesség mellett a halmaz korának függvénye, hogy milyen tömegű csillagokig benépesített a fősorozat, azaz mely tömegektől találjuk a csillagokat már a fősorozattól „elfejlődve”.



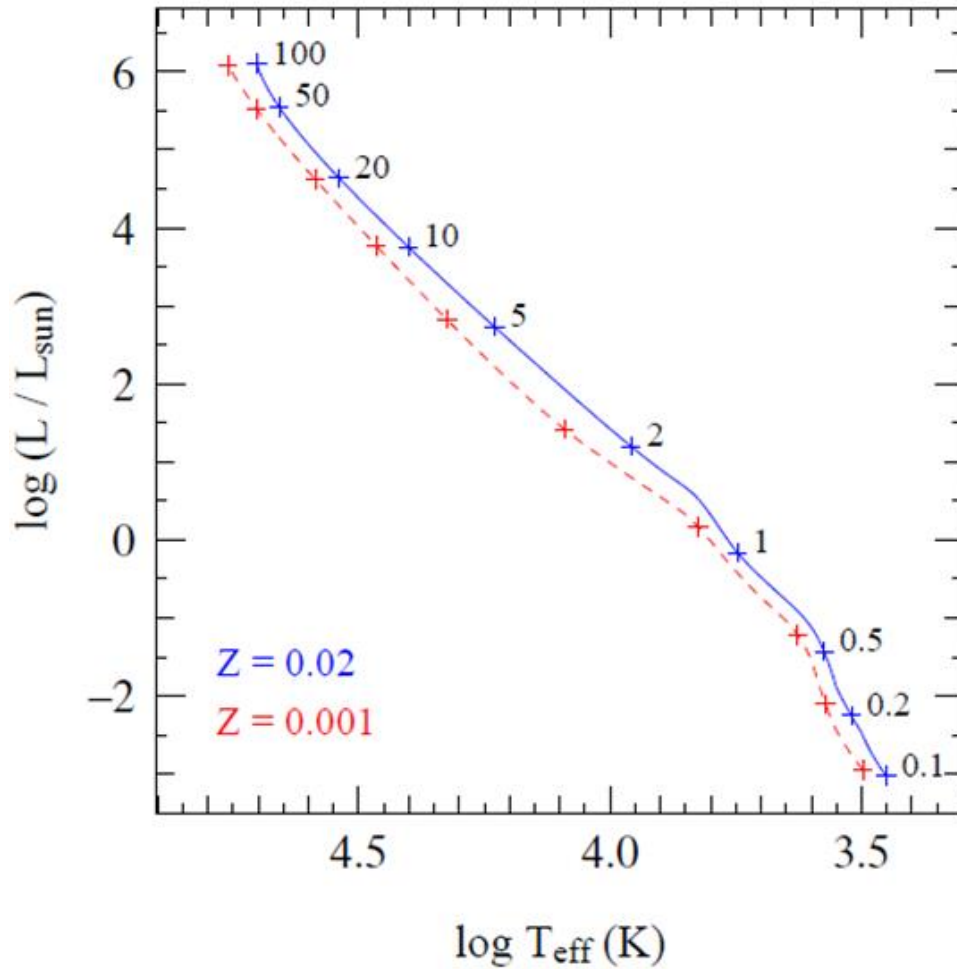
2.5. a) **ábra:** Szín-fényesség diagram a Fiastyúk nyílthalmazra (Sanner & Geert 2001)



2.5. b) ábra: Közeleli-infravörös szín-fényesség diagram 6 nyílthalmazra. A fekete köröcskével jelölt csillagok sajátmozgásuk szerint az adott halmazhoz tartoznak, az x-szel jelöltek nem. A felső sorban az NGC 129 és NGC381 nyílthalmazok 77 millió illetve 320 millió évesek, míg az NGC457 „Bagoly” nyílthalmaz csak kb. 21 millió éves. Az alsó sor halmazai az NGC 381-hez hasonló korúak (Frinchaboy & Majewski 2008).

2.2.3. A nullakorú fősorozat (ZAMS)

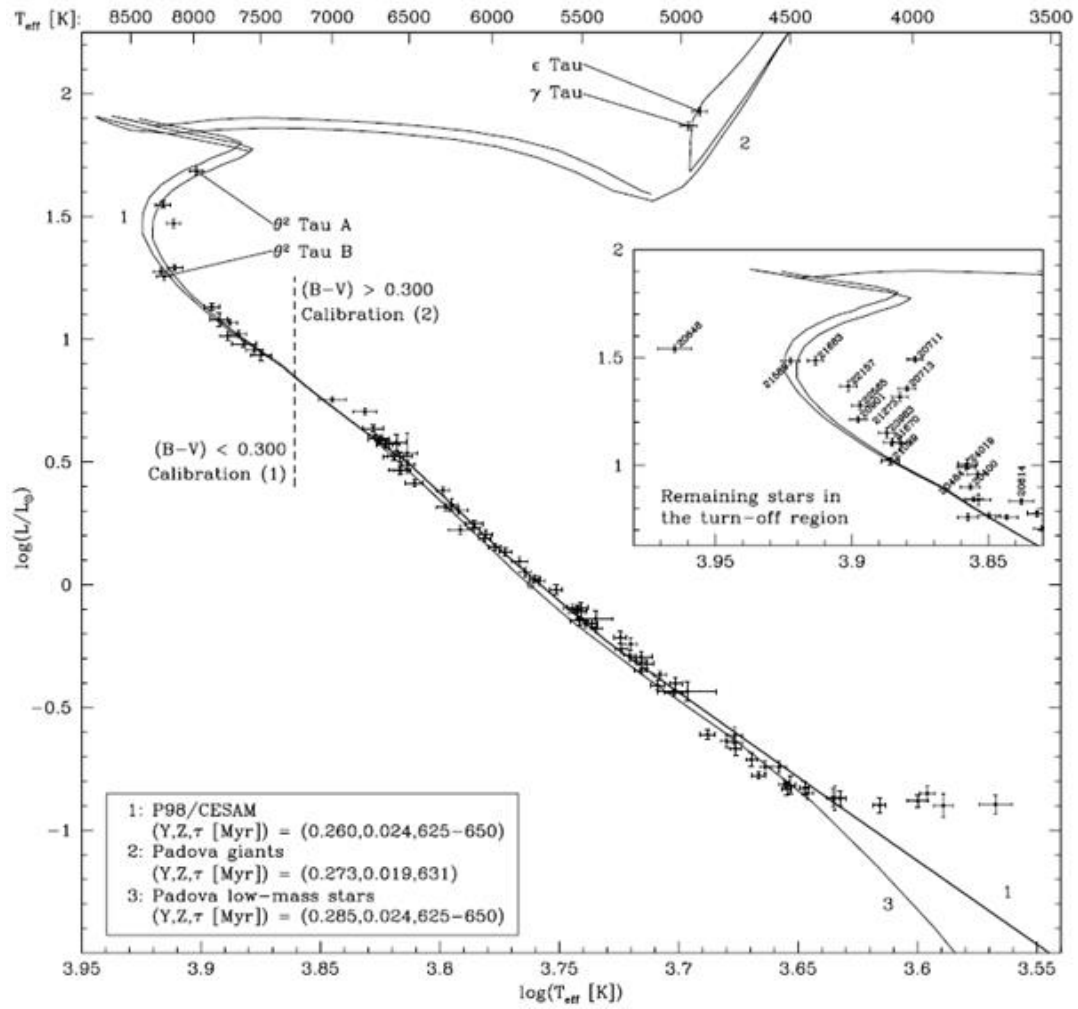
A fiatal nyílthalmazok távolságát meghatározva ezek HRD-n elhelyezhetők. A fősorozatról még le nem fordult csillagok sokaságával meghatározható az úgynevezett *nulla korú fősorozat* (zero age main sequence, ZAMS) vonala a HRD-n. Ez az a vonal ahova a fősorozat „előtti” fejlődés vezet, ennek megállapítása tehát határfeltételt ad a fiatal csillagok fejlődési elméleteinek. A ZAMS természetesen függ a fémtartalomtól, az azonos tömegű fémszegény csillagok forróbbak és kisebb sugarúak (Poł 2011). Tömege függvényében a csillag változó időt tölt a fősorozaton. A *lefordulási pont*, azaz az elfejlődés helye a HRD-n, és az elfejlődés ideje a csillagfejlődési elméletekből számítható.



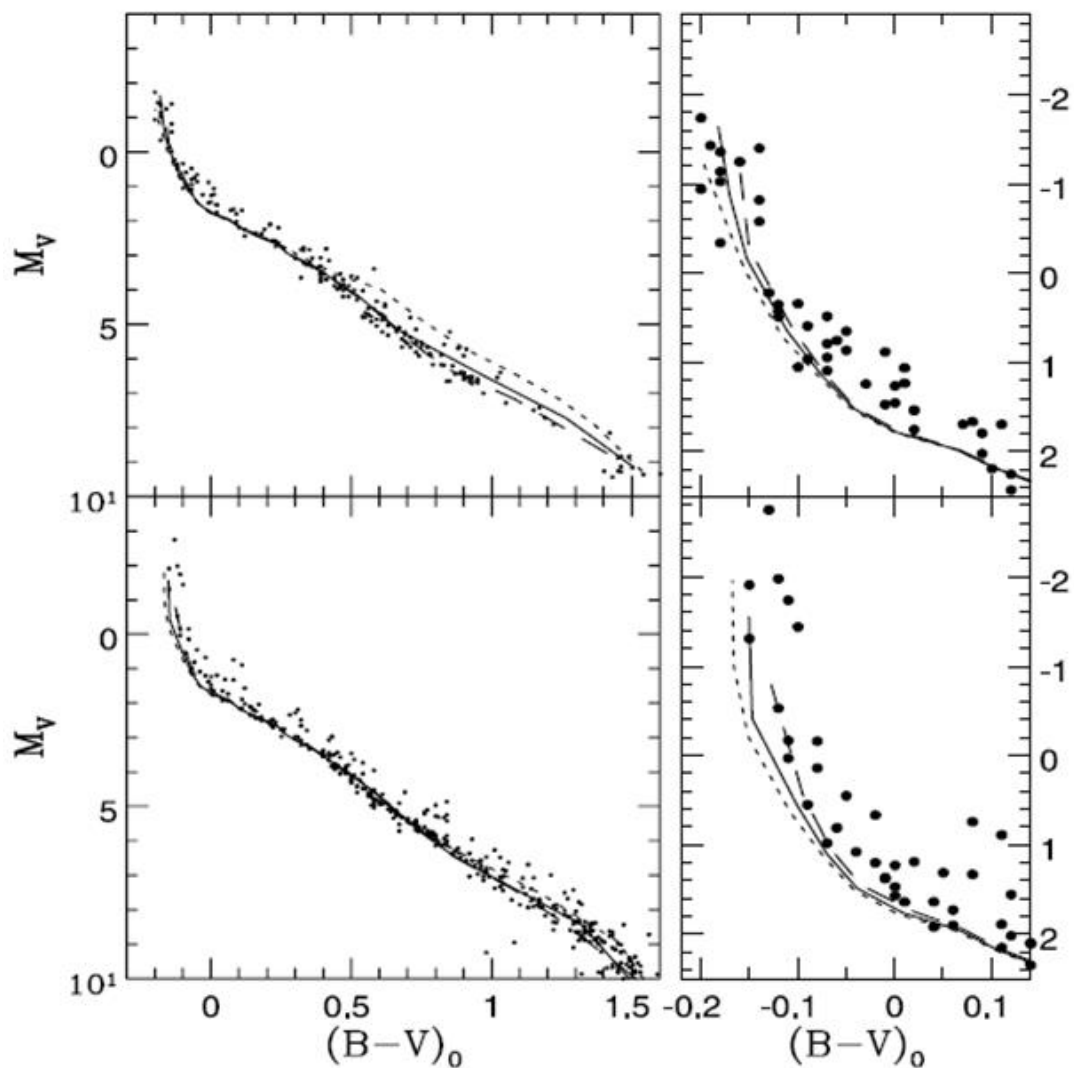
2.6. ábra: Nullakorú főszorozat (ZAMS) fémgazdag (kék folytonos, $X=0.7$, $Z=0.02$); és fémszegény (piros szaggatott, $X=0.757$, $Z=0.001$) csillagokra. A + jelek a különböző tömegű csillagokat jelölik $0,1 M_{\odot}$ -tól $100 M_{\odot}$ -ig. Az azonos tömegű fémszegény csillagok forróbbak és kisebb sugarúak (Poisl 2011).

2.2.4. Nyílthalmazok kora

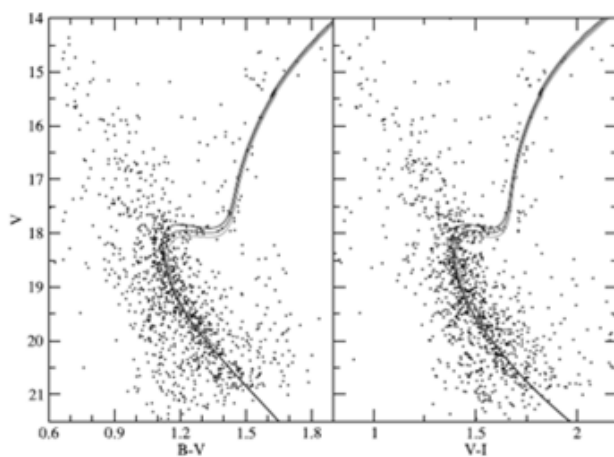
A csillaghalmaz korának kiszámításakor feltételezzük, hogy csillagai nagyjából egy időben, és hasonló fémtartalommal keletkeztek. Általában csillagfejlődési modellek görbéit illesztjük a HRD-n a megfigyelt eloszlásra. A szín-fényesség diagramon az azonos fémségű és korú, de különböző tömegű csillagokat összekötő elméleti görbe (izochron) illesztése adja meg a halmaz korát. Az eljárás során lényegében azt feltételezzük, hogy a halmaz csillagai egyidősek, csak a tömegük más, így a HRD-n izochronokat alkotnak. A lefordulási pont annál lejjebb van a főszorozaton, minél idősebb a halmaz. A 2.7. ábrákon a nyílthalmazokra különböző izochronokat látunk. A távolság ismeretében a kort és fémtartalmat a megfigyelt eloszlás szórásától függő pontossággal határozzuk meg.



2.7. a) ábra: A Hyadok nyílthalmaz HRD-je különféle He tartalom, fémesség és kor feltételezésével rajzolt izochronokkal. A modellek egy fémgazdag és kb. 630 millió éves halmazt jeleznek (de Bruijne et al. 2001).



2.7 b) ábra: Szín-abszolút fényesség diagramok. Az α Per nyílthalmazra (felső sor) a pontozott, folytonos és szaggatott vonalak rendre $\tau_{ei} = 5 \times 10^7$, 8×10^7 és $1,1 \times 10^8$ éves izochronok. A Fiastyúkra (alsó sor) a pontozott, folytonos és szaggatott vonalak rendre $\tau_{ei} = 5 \times 10^7$, 8×10^7 and $1,1 \times 10^8$ éves izochronok. Az ábra alapján a Fiastyúk 90, az α Per nyílthalmaz 40 millió éves (Siess et al. 1997).



2.7. c) ábra: A Be 17 nyílthalmaz szín-fényesség diagramjai, a 9, 10 és 11 milliárd éves izochronokkal (Krusberg és Chaboyer 2006). Ez az egyik legöregebb ismert nyílthalmaz

A csillaghalmaz korát közvetlenül a lefordulási pont helyzetéből is megbecsülhetjük. A fősorozati csillagokra a tömeg luminozitás reláció szerint:

$$\frac{L}{L_{\odot}} = (M / M_{\odot})^{\varepsilon} \quad \text{ahol: } 2,3 \leq \varepsilon \leq 4 \quad (2.1)$$

Az alacsonyabb ε értékek a kisebb tömegű ($M < 0,43M_{\odot}$) csillagokra érvényesek, a Napra $\varepsilon \approx 3,95$. A közepes és nagytömegű ($M > 2M_{\odot}$) csillagokra érvényes az általánosan használt közelítő érték 3,5. A τ_{MS} fősorozati várható élettartam:

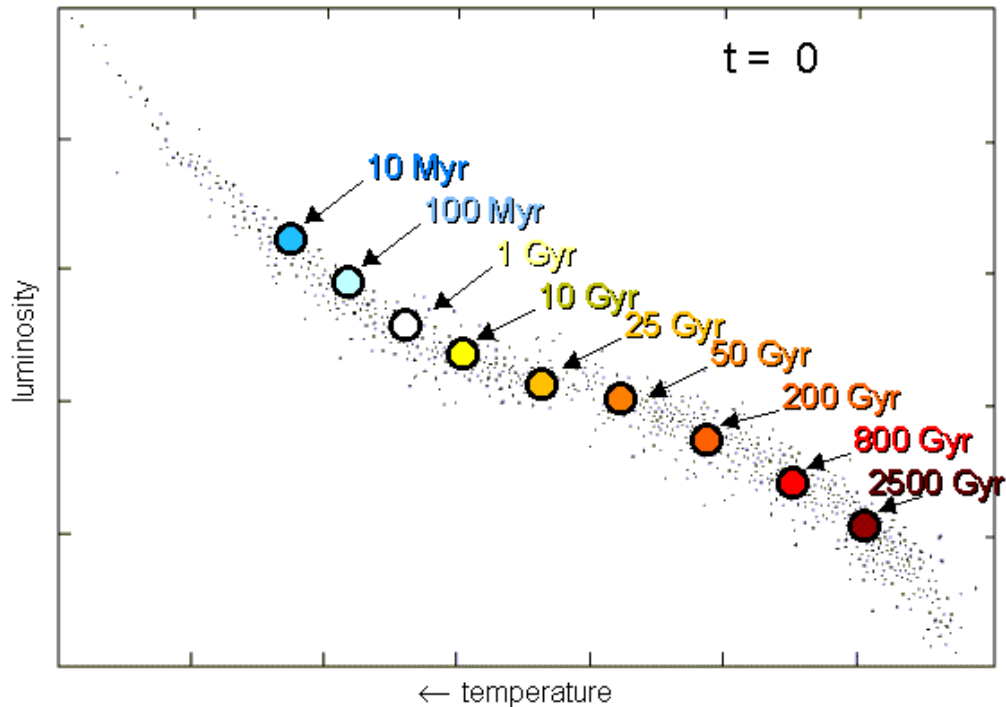
$$\tau_{MS}(M) = \frac{X_0 q_0 M}{L} \sim \frac{M}{L} \sim M^{1-\varepsilon} \quad (2.2)$$

ahol X_0 a kezdeti relatív hidrogén gyakoriság; q_0 az effektív magtömeg-arány; η_{nuci} a magreakció hatékonysága.

A $\tau_{MS}(M)$ értékeit lásd a 2.8. ábrán. Vegyük észre, hogy η_{nuci} nem független az M tömegtől, hiszen a p-p, vagy CNO reakció dominanciája tömegfüggő.

Ahogy az a 2.5 és 2.7 ábráson látjuk, a halmazok HRD-jén a főszorozat csak egy adott tömegig benépesített $M < M_{ief}$. Az M_{ief} lefordulási tömeg (turnoff mass) a 2. egyenlet szerint természetesen a halmaz inlinediaobject korának függvénye:

$$\tau_{cl} \approx \tau_{MS}(M_{ief}) \sim M_{ief}^{1-\varepsilon} \quad \text{ahol: } 2,3 \leq \varepsilon \leq 4 \quad (2.3)$$



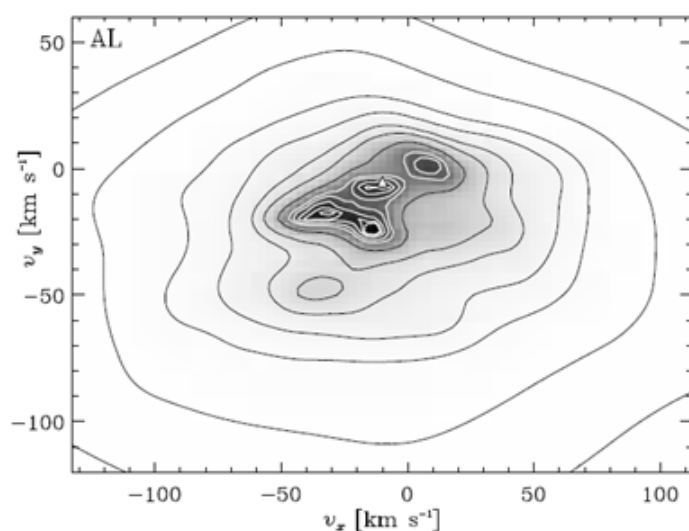
2.8. ábra: Az azonos időben keletkezett halmaztag csillagok elhelyezkedésének időbeli változása a HRD-n - vázlatos szemléltetés <http://astro.berkeley.edu/~dperley/univage/univage.html>

Halmaz	Kor [millió év]	Távolság [kpc]	Galaktocentrikus távolság [kpc]
Berkeley 81	1000	3	5,8
NGC 4815	500	2,5	6,9
NGC 6705	275±25	1,9	6,1
NGC 3293	10	2,3	7,7
Trumpler 14	2±1	2,3	7,6

2.1. táblázat: Kiválasztott nyílthalmazok tulajdonságai

2.2.5. Mozgási halmazok és csillagáram parallaxis

Egy csillag mozgását térbeli sebességvektorával tudjuk leírni. Ennek komponensei: V_x a Galaxis középpontja felé mutat, V_y a Galaktikus rotáció irányába, V_z pedig a galaxis síkjára merőlegesen az északi galaktikus pólus felé. A Hipparcos asztrometriai felmérés több mint 14000 csillagának sebesség adatai alapján felrajzolhatjuk a sebességek gyakoriságának térképét. Az eredményt a 2.9. ábrán mutatjuk be. A sebesség-eloszlást vizsgálhatjuk spektráltípusok szerinti bontásban, vagy minden spektráltípust együtt, ahogyan a 2.9-es ábrán. A spektráltípusok szerinti bontásból 4-5 mozgási halmaz jól meghatározható, ezeket a 2.1. táblázat első 5 sorában találjuk. Fel kell hívjuk a figyelmet arra, hogy a sebességek egyezése nem feltétlen jelenti azt, hogy az adott csillagok részei is annak a halmaznak amellyel asszociáltak látszanak. A 2.2. táblázatban B1 spektráltípusú csillagok jeleznek az Arcturus halmazt, melyet ugyanakkor 10 milliárd évesre becsülnek, pedig ilyen korú halmazban már nem várunk B1 csillagokat (Dehnen 1998).



2.9. ábra: A Naphoz közeli 14369 csillag eloszlása a sebesség térben (Dehnen 1998, a Hipparcos asztrometriai felmérés alapján) jól látható anizotrópiákat mutat. Ezek a közeli mozgási halmazok. Tengelyek: V_x a Galaxis középpontja felé mutat, V_y a Galaktikus rotáció irányába.

No.	v_x	v_y	v_z	B1	B2	B3	B4	GI	Moving Group
1	-12	-22	-7	●	●	●	●	○	Pleiades
2	-40	-20	0	●	●	●	●	●	Hyades
3	9	3	...	●	●	●	●	●	Sirius and UMa
4	-10	-5	-8	●	●	●	●	●	Coma Berenices
5	-25	-10	-15	●	●	●	●	○	NGC 1901
6	20	-20	...	●	●	●	●	●	
7	15	-60	...	●	●	●	●	○	HR 1614
8	-40	-50	...	●	●	●	●	●	
9	-25	-50	...	●	●	○	●	●	
10	0	-110	...	●	○	○	○	○	Arcturus
11	-70	-10	...	○	○	○	○	○	
12	-70	-50	...	○	○	○	○	●	
13	50	0	...	○	○	○	●	○	
14	50	-25	...	○	○	○	●	○	

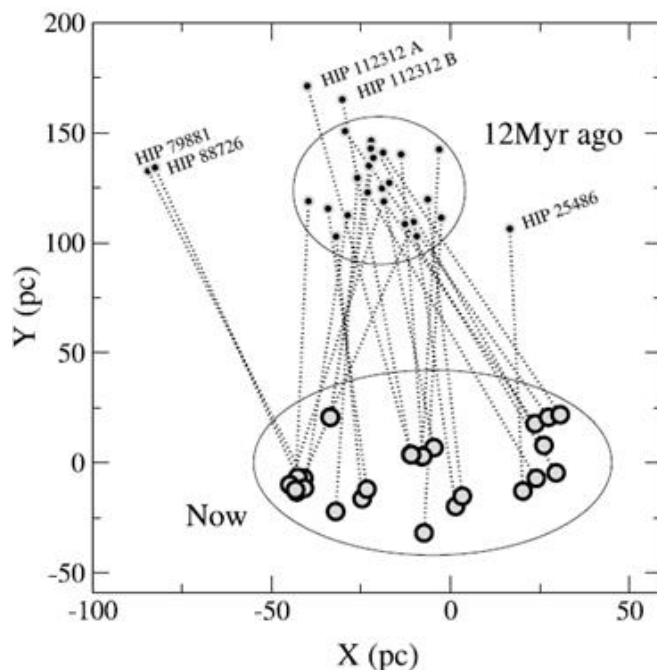
2.2. táblázat: A közeli csillagok sebesség-eloszlásában megfigyelhető anizotrópiák és az ezeknek megfeleltethető mozgási halmazok Hipparcos mérések alapján (Dehnen 1998, Table 2). <http://iopscience.iop.org/1538-3881/115/6/2384/pdf/970489.web.pdf>

A csillaghalmazra jellemző, hogy a halmaztag csillagok térbeli sebességei hasonlóak. Ezt egy külső megfigyelő a halmaz középpontjától való távolság szerint kétféleképp észlelheti. Ha a halmaz nagyon távol van, akkor a halmaztagok közel azonos radiális sebességét látjuk. Ha a halmaz megfelelő közelségben van, akkor a sajátmozgások is árulkodóak. A közeledő csillagok nagyjából párhuzamos térbeli sebességei az éggömbre vetítve egy pontba, az úgynevezett apex irányba mutató vektorok lesznek. Ez a mozgási halmaz, vagy csillagáram haladási iránya.

A csillagáram parallaxis során a mozgási halmaz tulajdonságaiból származtatjuk a halmaz távolságát. A változók a felírt egyenletekben: a csillag μ sajátmozgása, v_t tangenciális sebessége, v_r radiális sebessége, és csillag irányának az apex irányával bezárt θ szöge (a csillag és az apex pozíciójának szögtávolsága az éggömbön).

$$4,74 \text{ kms}^{-1} d \mu = v_t = v_r \text{tg}(\theta) \quad (2.4)$$

A mozgási halmaz idővel felbomlik, elkeveredik a korong többi csillagával, és felismerhetetlenné válik. Ezt a folyamatot mutatja a 2.10-es ábra, melyen Song és mts. (2003) a β Pic halmaz csillagainak mért mozgását felhasználva pozíciójukat visszavetítették 12 millió évvel korábbra, a halmaz becsült korának megfelelően. A 2.10. ábrán látható, hogy a halmaz korának megfelelő idővel ezelőtt a halmaz átmérője a mostaninak kevesebb, mint fele volt.



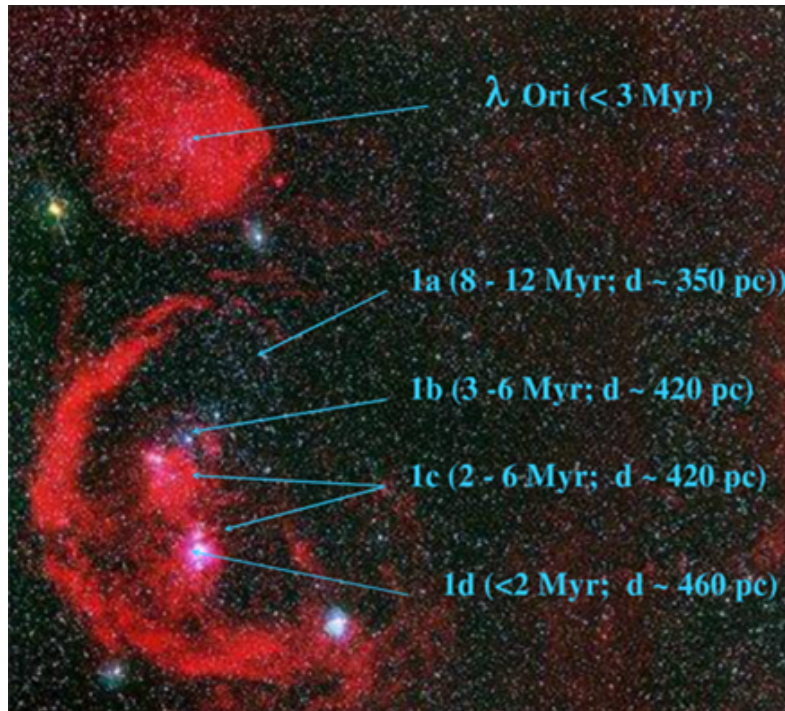
2.10. ábra: A β Pic mozgási halmaz csillagait ma egy kb. 100pc átmérőjű térrészben találjuk, míg 12 millió éve egy jóval kisebb csoportot alkottak (Song et al. 2003).

2.3. Asszociációk

Az asszociációk a nyílthalmazoknál nagyobb, akár 100pc átmérőjű csillagtársulások. Hagyományosan 3 csoportjukat különböztetjük meg, az OB asszociációkat, az R asszociációkat és a T asszociációkat. Az asszociációk nem gravitációsan kötöttek, és csillagközi anyag felhőkkel együtt, gyakran azokba ágyazódva találjuk azokat. A megkülönböztetés alapja lényegében az asszociációban lévő csillagok tömege. Az OB asszociációkban nagytömegű O és B spektráltípusú fősorozati csillagokat is találunk, míg az R asszociációkban közepes és annál kisebb tömegűeket, a T asszociációk pedig csak kis tömegű csillagokat és szub-sztelláris objektumokat tartalmaznak. Minden asszociációra jellemző, hogy fiatal csillagok alkotják, az asszociációk általában 10 millió évnél fiatalabbak. Az asszociációkat ezért lényegében csillagkeletkezési helyeknek tekinthetjük, melyet megerősít, hogy sokakban, illetve sok asszociációhoz kapcsolódva ott találjuk a csillagkeletkezésben aktív gravitációsan kötött felhőmagokat, presztelláris magokat, protocsillagokat is a fiatal csillagok mellett. Az asszociáció csillagai egy helyen, nagyjából egy időben keletkeznek, a pár millió évig tartó folyamat végére a csillagkeletkezés alapanyaga a csillagközi anyag „elfogy” (a csillagokba kerül), illetve további csillagkeletkezésre alkalmatlan állapotba kerül. Az asszociációt „szülő” felhő felmelegszik, sőt ionizálódhat, a turbulens belső energiája megnő, sőt anyaga szétszóródhat a keletkező csillagok sugárzása és csillagszele hatására. A szub-milliméteres és infravörös felmérések megmutatták, hogy az asszociációk is tartalmazhatnak akár több ezer csillagot is.

2.3.1. OB asszociációk

Az OB asszociációk nevük szerint O és B spektráltípusú csillagokat tartalmazó laza csillagcsoportok. Egy jól ismert példány, az Orion OB1 asszociáció, kora 15 millió év alatt van. Az asszociációt és a kapcsolódó óriás molekulafelhőt (OMC) beragyogó O és B csillagok száma néhány tucat, de ezek határozzák meg az asszociáció fizikai paramétereit, és fejlődését. Az asszociációhoz 5000-20000 alapvetően kistömegű csillag is kapcsolódik, melyek több halmazt alkotnak (lásd 2.11. ábra). Megfigyelhető, ahogy a csillagkeletkezés „terjed” a csillagközi anyagban, az asszociáció hozzánk közelebbi oldalán vannak a fiatalabb csillagcsoportok (Bally 2008).

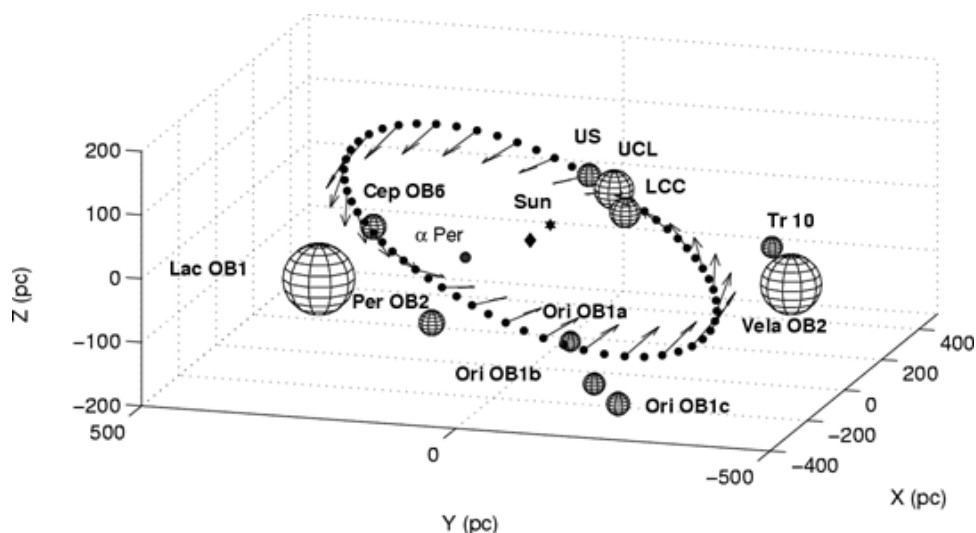


2.11. ábra: Halmazok az az Orion OB1 asszociációban a becslült korokkal és a Naptól mért távolsággal (Bally 2008).

Hasonló folyamatot írtak le a Sco-Cen OB asszociációban: a csillagkeletkezés fokozatosan az Alsó Kentaur - Dél Keresztje felől a Felső Skorpió fele terjed, a folyamat „motorja” a legnagyobb tömegű fiatal csillagszele és ionizációs frontjai, valamint a szupernóva robbanások keltette lökéshullámok. Ezek táguló héjakba söprik a környező csillagközi anyagot, de az óriás-molekulafelhőben feltorlódo anyagban újabb O és B csillagok keletkeznek. Tekintettel arra, hogy az asszociáció legnagyobb tömegű forró kék csillagai pár millió év alatt szupernóvává alakulnak, a csillagkeletkezés tovaterjedése is gyors. Az OB asszociációkat mindig együtt látjuk az ultrabolya sugárzásuk által ionizált HII zónákkal, illetve semleges hidrogén héjakkal. Az OB asszociációk jó távolság indikátorok, mert nagy luminozitású csillagaik spektroszkópai parallaxisával, illetve a legnagyobb HII zónák sugarának mérésével távolabbi galaxisok távolsága is meghatározható. Felfedezésük is az O B csillagok lokális sűrűsödéseinek illetve HII zónák lokalizálásával történik. Elsősorban a galaktikus spirálkarokban keletkeznek, ezért a Tejútrendszer spirál karjainak nyomvonal jelzői. Eloszlásuk alapján következtettek először arra, hogy a Tejútrendszer is spirálgalaxis.

Az egyik sokat tanulmányozott, idősebb OB asszociáció a Perseus csillagképben a Per OB 1, nagyjából 2300pc távolságban a η Persei és a χ Persei halmazok között, melyek nagyjából 10-30 millió évesek. A η és χ Persei kettőshalmaz több tízezer csillagot számlál. A Per OB1-hez, melyben elnevezésének megfelelően O csillagok is vannak, 9 darab, egy nagyobb csoport M szuperóriás csillag is tartozik. Ez a különös csillaghalmaz magasan a Galaktika fősíkja felett ($z=130$ pc) folyamatos csillagkeletkezést mutat. A Per OB 1 sebesség diszperziója (40—50 km/s) sokkal nagyobb, mint a szokásos ≈ 10 km/s. További érdekesség, hogy nem ismerünk óriás molekulafelhőt a Per OB1 közelében (Lee 2008).

Ahogy a 2.12. ábrán látjuk, a legközelebbi OB asszociációk a Sco-Cen ($d \leq 150$ pc), Per OB2 ($d \approx 300$ pc), Orion OB1 ($d \approx 400$), és Lac OB1b ($d \approx 500$ pc) egy gyűrűt formálnak melynek síkja kb. 20 fokot zár be a Tejútrendszer fősíkjával (Lindblad 1980). Ez a Gould-öv, más néven Lindblad-gyűrű (angolul: Gould Belt, Lindblad Ring). A gyűrű legnagyobb átmérője eléri a 700pc-et, a Nap a gyűrű középpontjától kb. 100pc-re a Galaxis középpontja felé helyezkedik el (Perrot & Grenier 2003).



2.12. ábra: A Gould-öv, más néven Lindblad-gyűrű (angolul: Gould Belt, Lindblad Ring, lásd Lindblad 1980) egy 3D ábrázolása az OB asszociációk megjelölésével (Perrot & Grenier 2003).

2.3.2. R és T asszociációk

A közepes és kis tömegű fiatal csillagok nem ionizálják felhőjüket, de azok a bennük keletkező csillagok szórt fényétől fénylenek. Az ilyen reflexiók köddel társult csoportokat R asszociációknak nevezzük (egy példa a 2.13. ábrán).

A legkisebb tömegű ($0,08 M_{\odot} < M < 2 M_{\odot}$) csillagok és szub-sztelláris objektumok (barna törpék: $0,013 M_{\odot} < M < 0,08 M_{\odot}$, és szabadon maradt bolygók: $M < 0,013 M_{\odot}$) minden asszociációban keletkeznek, de vannak csak ezeket tartalmazó csoportosulások, ezek a T asszociációk. A T asszociáció a szabálytalan fényváltozásokat, és erős hidrogén Balmer alfa emissziós vonalat mutató T Tauri típusú változócsillagokról kapta nevét. Ezek fiatal, még anyagot akkretáló rendszerek akkréciós koronggal. Koruk 100 ezer és pár millió év közötti, fejlődésük során a fiatal csillagok körüli korong anyaga planetáris testekbe tömörülhet, ezek tehát a bolygókeletkezés helyszínei. A T asszociáció csillagai egy csillagközi felhőben keletkeztek, nagyjából egy időben. Nagyjából 30-at ismerünk a látható tartományban, de T asszociációk jóval nagyobb számát lehet azonosítani infravörös mérésekkel. A T asszociáció csillagainak térbeli sebessége alig különbözik a közelükben elhelyezkedő csillagközi felhőtől, tehát ezek nem csak a felhőn áthaladó csillagok. Fiatal koruk és elhelyezkedésük szerint a T asszociáció a vele asszociált csillagközi felhő előzményében keletkezhetett. Legnagyobb számban OB asszociációkhoz kapcsolódva találjuk ezeket.

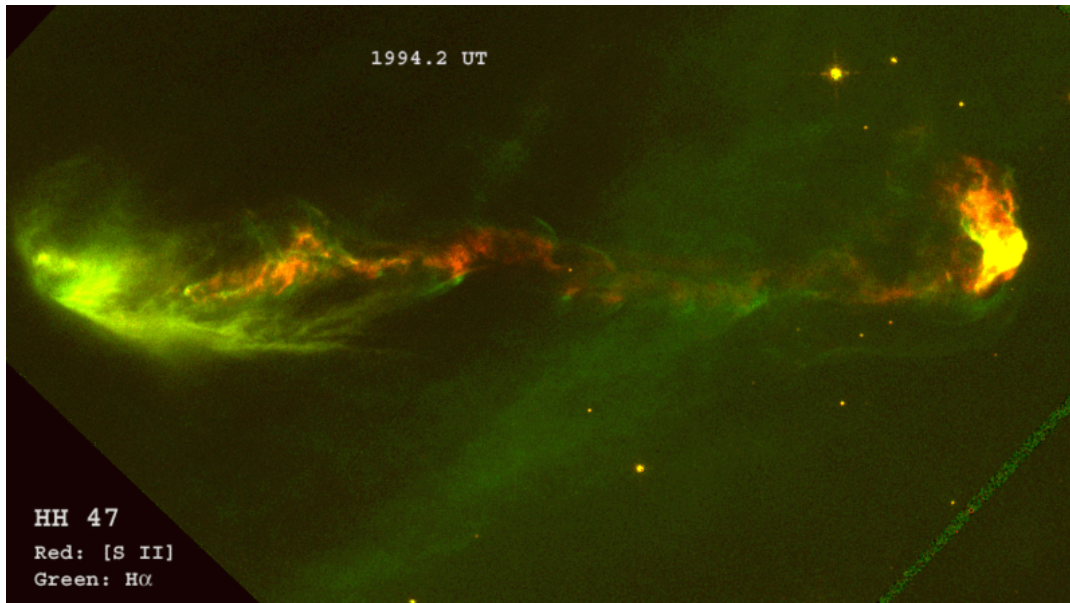


2.13. ábra: Az NGC1333 reflexiós köd és a vele társult kistömegű fiatal csillagok. A látható és közeli infravörös mérésből készített kb. $5\text{pc} \times 7\text{pc}$ területet lefedő kompozit képen a kék derengés a szórt csillagfény (reflexió). A Subaru távcsővel a SONYC (Substellar Objects in Nearby Young Clusters) felmérés keretében készített felvételeken (mint ez is) tucatjával találtak fiatal barna törpéket is (Credit: SONYC Team/Subaru Telescope, 2011, <http://subarutelescope.org/Pressrelease/2011/10/11/index.html>).

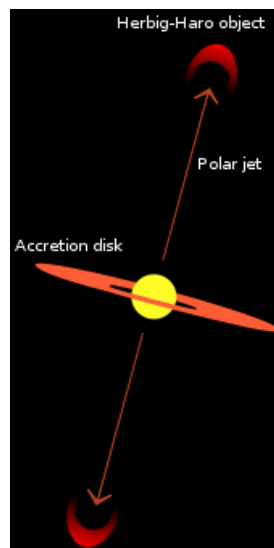
A Galaxisunkban zajló csillagkeletkezés elsődleges helyszínei tehát az asszociációk. Egy adott helyen „egy csillagközi felhőből” (ez lehet sok felhő magába foglaló óriás molekulafelhő) lényegében egy időben keletkeznek az asszociációk csillagai. Az OB asszociációkat feltevések szerint a „szülő” csillagközi felhőben rendelkezésre álló csillagközi anyag mennyisége és a felhő szerkezete teszi különlegessé. Ezek 100 millió naptömegnél nagyobb tömegűek, általában Galaktikus spirálkarban vannak és kevésbé fragmentáltak, mint a csak kisebb tömegű csillagokat formáló felhők. Kb. 1000 ilyen lehet a Tejútban.

Az asszociációk nem annyira megnyúltak, mint amit várnánk a Galaktikus Korong differenciális rotációja miatt, ami „szétnyírja” a halmazt. Az asszociáció tágulása, mely nagyságrendben 10km/s sebességgel történhet, kicsit elkeni a galaktikus nyírás hatását. Ugyanakkor az asszociációval szomszédos tömegek 10 millió év alatt gravitációs kölcsönhatásokkal „megszöktetik” a halmaz tagjait. Ezért egy asszociáció mindig fiatal.

T asszociációkat csak csillagközi felhők közelében találunk, melyek lehetnek fényes, vagy sötét felhők is. A T asszociációk irányában az optikai és közeli-infravörös extinkció és diffúz távoli infravörös emisszió is csillagközi por jelenlétét jelzi. Kapcsolódhatnak változást nem mutató csillagok, és Herbig-Haro objektumok is. A Herbig-Haro objektumok a proto- és fiatal csillagok körül a korong síkjára merőlegesen, nagy sebességgel ($v \geq 100\text{km/s}$) kiáramló anyag által létrehozott objektumok (lásd 2.14. ábra). A kifújás (jet) hatalmas sebességgel ütközik a környező, nyugalomban lévő gázba és ütközési gerjesztéssel, ionizációval a környező sűrűbb gázban a kiáramlás tengelye mentén felfénylő csomókat hoz létre (lásd 2.15. ábra). Ezek spektruma hidrogén, oxigén és kén emissziós vonalakat mutat. A Herbig-Haro objektumokban indukált csillagkeletkezést is találhatunk. Az első HH objektumot Sherburne Wesley Burnham fedezte fel a TTauri csillag közelében, de a jelenséget George Herbig és Guillermo Haro magyarázta ezért lettek róluk elnevezve.



2.14. ábra: A HH47-es Herbig-Haro objektum mozgása 1994-1999 között (HST képek alapján, Patrick Hartigan, 2006, <http://sparky.rice.edu/~hartigan/movies.html>)



2.15. ábra: TTauri csillag és HH objektum sematikus modellje (Credit: Gregory Maxwell 2005, http://en.wikipedia.org/wiki/File:HH_object_diagram.svg)

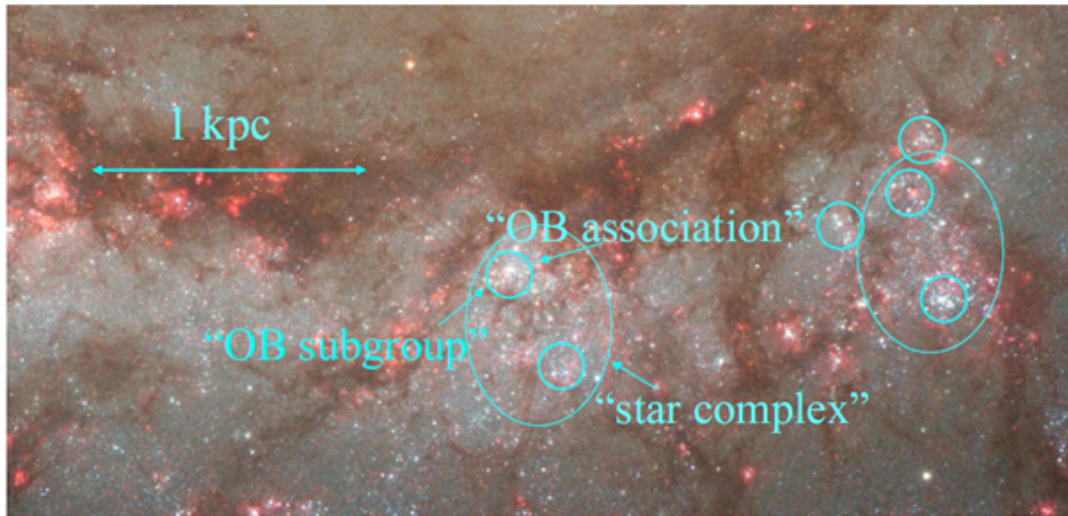
A Hattyú csillagképben 5 db T asszociációt, az Orionban és Taurusban négyet-négyet ismerünk. A leggazdagabb az Ori T2 több mint 400 csillaggal, a T Ori csillag körüli kb.15 pc sugarú tartományban.

2.4. Csillag-gáz komplexumok

A Nagy Magellán-felhőben (LMC) Shapley észrevette, hogy a csillagok nagyobb egységekben vannak, melyek mérete akár elérheti a 400 pc-et. A csillag-gáz komplexumok, mint például a 30 Dor az LMC-ben a legaktívabb csillagkeletkezés színterei. A 2.16. ábrán az M51 két csillag-gáz komplexét mutatjuk be. A csillag-gáz komplexumok:

- szuperasszociációk
- spirálkar indikátorok

- óriás molekulafelhőkhez, és hidrogén szuperfelhőkhez kapcsolódnak.



2.16. ábra: OB asszociációk kiloparsec méretű komplexekben az M51 galaxis egyik spirálkarjában (Credit: Elmegreen, B.G.)

Referenciák és további olvasnivaló a fejezet témájában:

Bally, J., 2008: „Overview of the Orion Complex”, Handbook of Star Forming Regions Vol. I ASP Conference Series, Vol. , 2, Bo Reipurth, ed.

Baumgardt, et al., 2005: „Which Globular Clusters contain Intermediate-mass Black Holes?”, ApJ, 620, 238B

Burnham S. W. (1890): „Note on Hind's Variable Nebula in Taurus”, MNRAS, 51, 94B.

Carraro, J., 2005, „Whiting 1: a new Halo Young Globular Cluster”, ApJ. 621, L61

Castellani, M. , 2008: „Galactic Globular Clusters Database: a progress report”, Mem. S.A.It. Vol. 79, 676, <http://sait.oat.ts.astro.it/MmSAI/79/PDF/676.pdf>

de Bruijne, J. H. J. et al. 2001: „A Hipparcos study of the Hyades open cluster. Improved colour-absolute magnitude and Hertzsprung-Russell diagrams”, [2001A&A...367..111D](https://arxiv.org/abs/2001A&A...367..111D)

Dehnen, W., 1998: „The Distribution of Nearby Stars in Velocity Space Inferred from HIPPARCOS Data”, AJ, 115, 2384D

Frinchaboy, P. M.; et al. 2008: „Open Clusters as Galactic Disk Tracers. I. Project Motivation, Cluster Membership, and Bulk Three-Dimensional Kinematics”, AJ, 136, 118F.

Friel, E. D., 1995: „The Old Open Clusters Of The Milky Way”, ARA&A, 33, 381

Frinchaboy, P. M. & Majewski, S. R. 2008: “Open Clusters as Galactic Disk Tracers: I. Project Motivation, Cluster Membership, and Bulk Three-Dimensional Kinematics,” AJ, 136, 118

Galaxy Map „Gould Belt”, http://galaxymap.org/detail_maps/gould.html

Harris, W. E. 1996, „A Catalog of Parameters for Globular Clusters in the Milky Way”, AJ, 112, 1487

Jacobson, H. et al., 2011: „A Chemical Abundance Study of 10 Open Clusters Based on WIYN-Hydra Spectroscopy”, AJ, 142, 59J

- Krusberg, Z.A.C., Chaboyer, B. 2006**, „*UBVI CCD Photometry of the Old Open Cluster Berkeley 17*”, AJ, 131, 1565K
- Lee, H.T. 2008**: „*On The Formation Of Perseus Ob1 At High Galactic Latitudes*”, ApJ, 679, 1352
- Lindblad, P. O., 1980**: „*On the relation between local kinematics and galactic structure*”, MitAG, 48, 151L
- Lützgendorf, N., et al., 2013**, „*Limits on intermediate-mass black holes in six Galactic globular clusters with integral-field spectroscopy*”, A&A, 552, 49L
- Mandushev, G. I., et al. 2007**: „*On the blue straggler population of the globular cluster M55*”, AJ, 114, 1060
- Mochejska and Kaluzny 2004**: <http://apod.nasa.gov/apod/ap040918.html>
- Perrot, C.A., & Grenier I.A., 2003**: „*3D dynamical evolution of the interstellar gas in the Gould Belt*”, A&A 404, 525
- Phelps, R. L., 1997**: „*Berkeley 17: The Oldest Open Cluster?*”, ApJ, 483, 826
- Pols, O.R. 2011**: „*Stellar structure and evolution -* ”,
- Sandage, A. 1953**: „*The color-magnitude diagram for the globular cluster M3*”. The Astronomical Journal 58: 61–75.
- Sanner, J. & Geert, M. 2001**: „*The IMF of open star clusters with Tycho-2*”, A&A 370, 87, DOI: 10.1051/0004-6361:20010230
- Shapley, H., Sawyer, H. B., 1927**: „*A Classification of Globular Clusters*”, Harvard College Observatory Bulletin (849): 11–14, Bibcode:1927BHarO.849...11S.
- Siess, L. et al. 1997**: „*Synthetic Hertzsprung-Russell diagrams of open clusters*”, A&A 324, 556
- Siess, L. et al. 2011**: „*Pre-Main Sequence and Main Sequence Stars - Grids of evolutionary models*”, <http://www.astro.ulb.ac.be/~siess/StellarModels/PMS>
- Sollima, A. et al. 2008**: „*The correlation between blue straggler and binary fractions in the core of Galactic globular clusters*”, A&A, 481, 701S
- Song, I. et al., 2003**: „*New Members of the TW Hydrae Association, β Pictoris Moving Group, and Tucana/Horologium Association*”, ApJ, 599, 342S
- Strader, J. et al., 2012**: „*Two stellar-mass black holes in the globular cluster M22*”, Nature, 490, 71
- Terndrup, D.M., 2009**: „*YREC Isochrones and Evolutionary Tracks*”, <http://www.astronomy.ohio-state.edu/iso/>
- Torres, G. et al. 2010**: „*Accurate masses and radii of normal stars: modern results and applications*”, [2010A&ARv..18...67T](http://arxiv.org/abs/2010A&ARv..18...67T)
- Trumpler, R. J., 1938**: „*The star cluster in Coma Berenices*”, LicOB, 18, 167T
- Rapid approximation of fundamental parameters and scenarios in galactic open cluster studies:
http://xoomer.virgilio.it/hrtrace/Geberal_Info_Wd.htm

3. fejezet - Távolságmérés a Tejútrendszerben

Fejezet tartalma: néhány fontos távolságmérési módszer.

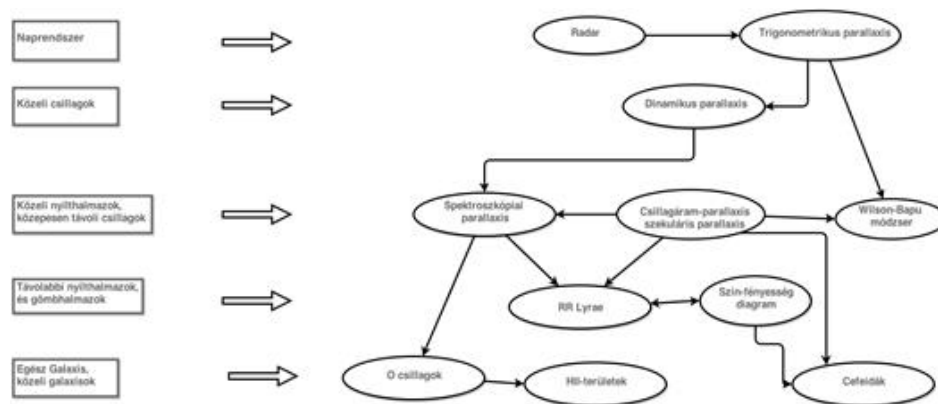
3.1. A csillagászati távolságmérési módszerek fajtái

Míg a földi környezetben egyszerűen kivitelezhető a környező távolságok meghatározása, addig a csillagászati objektumok esetében ez nem mondható el, hiszen a legtöbb égitestnek csak az éggömbre vett vetületét ismerjük. Az újkori csillagászat és a korai távolság meghatározási módszerek kidolgozásakor ez különösen igaz volt. A 20. században már lehetővé vált, hogy a Naprendszer égitestjeit radaros ill. „in-situ” mérésekkel is vizsgáljuk.

A Tejútrendszer térbeli szerkezetének leírása a 19. század végétől folyamatosan javult a mérési technika fejlődésével, és az egyre pontosabb távolság meghatározási módszerek alkalmazásával. Az alkalmazott eljárásokat általánosságban három nagyobb csoportba sorolhatjuk:

- geometriai,
- fotometria és
- „egyéb” módszerek (ami a fenti két csoportba nem illeszthető be).

A 3.1. ábrán látható az egyes távolság meghatározási módszerek összefoglalása, ill. a köztük levő kapcsolat.



3.1. ábra: Távolságmérési módszerek (Marik 1989 alapján).

3.2. Geometriai módszerek

Ebbe a csoportba azok a módszerek tartoznak, amik a geometria elveit használják fel. Erre azért van lehetőség, mert az állócsillagok sem igazi állócsillagok. Valamennyi égitest az éggömbre vetítve ellipszist ír le. A közelebbiek nagyobbat, míg a távoli objektumok által leírt, csak precíz mérésekkel mutatható ki. Ezt, a látszó elmozdulást nevezzük parallaktikus ellipszisznek.

Edmund Halley 1718-ban mutatta ki először, hogy egyes csillagok változtatják a helyüket a többihez képest, de bebizonyítani nem tudta, hogy ez az évi parallaxisból ered. Korábban R. Hooke (1669) és O. Römer is foglalkoztak parallaxis méréssel, ill. 1728-ban J. Bradley ilyen kutatás közben fedezte fel az aberráció jelenségét.

A közeli (50 pc-nél közelebbi), nagy parallaxisú csillagok távolságát trigonometriai (vagy éves) parallaxis segítségével határozzák meg. A módszer lényege az, hogy egy ismert méretű ellipszissel hasonlítják össze a mért

parallaktikus ellipszist. A gyakorlatban ez úgy valósulhat meg, hogy a kiválasztott csillagot két távoli időpontban is megmérjük (pl. fél éves időközzel). Ekkor az ismert ellipszis a Föld Nap körüli keringéséből adódik, ami egyszerűen összevethető a mért parallaktikus ellipszissel.

Az igen halvány és gyakorlatilag mérhetetlen elmozdulással rendelkező csillagok távolsága olyan nagy, hogy ezen csillag, valamint egy fényesebb, nagyobb sajátmozgással rendelkező társának relatív parallaxisa jól közelíti a közelebbi égitest abszolút parallaxisát. Ezáltal a módszer alkalmazható lesz halványabb csillagokra is. A 61 Cygni (nagy a sajátmozgása és elég halvány) parallaxisát Friedrich Wilhelm Bessel is ilyen összehasonlító módszerrel mérte meg, és 0,3 ívmásodpercet kapott eredményül (Bessel 1838). Azóta már rengeteg csillag parallaxisa ismert. A távolságmérés hibája természetesen nagyban függ attól, hogy mivel és mennyire pontosan sikerül megmérni a parallaxist.

Az 50 - 100 pc-nél nagyobb távolságok mérése is megvalósítható geometriai módszerekkel, ám minél nagyobb a távolság, annál nagyobb lesz a mérés hibája is. W. Herschel a csillagok látóirányra merőleges elmozdulásának tanulmányozása közben azt vette észre, hogy az észlelt sajátmozgások (a szórástól és apró ingadozásoktól eltekintve) olyan eloszlást mutatnak, mintha a csillagok a Herkules csillagkép egy pontjától távolodnának és annak szférikus tükörképéhez pedig közelednének. Az előbbit apexnek, az utóbbit pedig antapexnek hívjuk.

Ezt úgy értelmezhetjük, hogy a Nap a környező csillagok rendszeréhez képest az apex irányába mozog, sebessége kb. 20 km/s. Ez egy újabb lehetőséget ad a csillagok háromszögletes meghatározására, mivel ekkor bázisnak választhatjuk a Nap által megtett utat is, ezáltal a távolságmérés tartománya kitolható 5000 pc-ig. Ezt a módszert szekuláris parallaxis módszerének nevezzük. Hátránya, hogy a csillagok sajátmozgása miatt, csak statisztikusan alkalmazható. A gyakorlatban ez azt jelenti, hogy csak olyan csillagcsoportra alkalmazható, amelyről feltételezzük, hogy tagjai egyforma távolságra vannak és pekuláris elmozdulásaik nulla várható értékű véletlenszerű elmozdulást mutatnak. Mivel a Nap is mozog a csillagcsoport nyugalmi koordináta-rendszerében, a csillagok szférikus elmozdulásában a pekuláris sebességük mellett megjelenik a Nap mozgása is. Ez jelenti azt, hogy a csillagok elmozdulása tartalmaz egy szekuláris parallaktikus komponenst is. Térbeli sebességkomponensekkel kifejezve ez így néz ki:

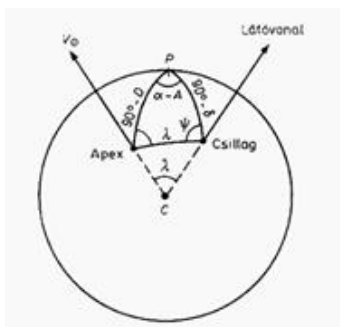
$$\mathbf{V} = \mathbf{V}_s + \mathbf{V}_p \quad (3.1)$$

Legyenek egy N tagú csillagcsoport egy csillagának II. egyenlítői koordinátái ill. , és az Apex koordinátái A ill. D (lásd 3.2. ábra). A megfigyelő a C pontban van. A csillag és az apex szögtávolsága az Apex-Csillag-P gömbháromszögben az oldalakra felírt koszinusz tételből:

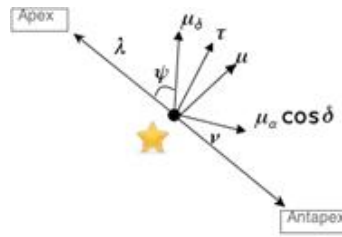
$$\cos \lambda = \sin \delta \sin D + \cos \delta \cos D \cos(\alpha - A) \quad (3.2)$$

A szög ismeretében a csillag órákörének a csillagon és az apexen átmenő főkörrel bezárt szöge pedig kifejezhető a következő oldal-koszinusz tételből:

$$\sin D = \cos \lambda \sin \delta - \sin \lambda \cos \delta \cos \psi \quad (3.3)$$



3.2. ábra: A csillag és az Apex iránya az éggömbön (Marik 1989)



3.3. ábra: A csillag sajátmozgásnak szemléltetése (Marik 1989 alapján)

Bontsuk fel a csillag észlelt μ_α , μ_δ sajátmozgását az antapex irányú és az erre merőleges komponensekre (lásd 3.2. ábra), és írjuk fel ezeket a (3.3)-ból kiszámított -vel:

$$v = \mu_\alpha \cos \delta \sin \psi - \mu_\delta \cos \psi \quad (3.4)$$

$$\tau = \mu_\delta \sin \psi + \mu_\alpha \cos \delta \cos \psi \quad (3.5)$$

A Nap V_{Nap} sebességének a csillag irányára merőleges komponense: $V_{Nap} \sin \lambda$, mely az Apex-Csillag háromszög síkjában van, és párhuzamos a λ főkörív érintőjével. Ekkor Marik (1989) szerint a csillag sajátmozgásának v komponense az alábbi alakban írható:

$$v = v_* + \frac{V_{Nap}}{4,74} \pi'' \sin \lambda = v_* + 0,2 V_{Nap} \pi'' \sin \lambda \quad (3.6)$$

Itt v_* a csillag $V_{Nap} = 0$ esetben érvényes sajátmozgási komponense, a csillag ismeretlen trigonometrikus parallaxis szöge ívmásodpercben; a 4,74 pedig a váltószám a km/s és a CSE/év sebesség mértékegységek között.

A (3.6) egyenletet a csillagcsoport valamennyi csillagára felírhatjuk. Ha a csillagcsoporton belül a sebességek eloszlása véletlenszerű, akkor ezek átlaga $\overline{v_*} \approx 0 \text{ km/s}$. A csoport $\overline{\pi''}$ közepes parallaxisa kifejezhető a következő összefüggésből:

$$\sum_{i=1}^N v_i \sin \lambda_i = \sum_{i=1}^N v_{*i} \sin \lambda_i + 0,2 V_{Nap} \overline{\pi''} \sum_{i=1}^N \sin^2 \lambda_i = 0,2 V_{Nap} \overline{\pi''} \sum_{i=1}^N \sin^2 \lambda_i \quad (3.7)$$

A középértékeket a szokásos módon jelölve a következő összefüggést kapjuk:

$$\overline{\pi''} = \frac{4,74 \overline{v \sin \lambda}}{V_{Nap} \overline{\sin^2 \lambda}} \quad (3.8)$$

Ezt a módszert használták a B csillagok és az RR Lyrae típusú változók távolságának és abszolút magnitúdójának meghatározására is.

A fenti módszertől függetlenül is megkapható a csillagcsoport átlagos parallaxisa: ha ismerjük a radiális sebességeket, akkor τ -ből is meghatározható a következő módon. A kiszemelt csillagcsoport valamely tagjának megfigyelt \mathbf{V} térbeli sebessége felírható a $\mathbf{V} = \mathbf{V}_* - \mathbf{V}_{Nap}$ különbség alakjában, ahol \mathbf{V}_* a csillag sebessége a csoport egészéhez képest. Legyen a \mathbf{V} sebesség v irányú komponense v_v , a v_z pedig a τ irányú komponense (3.3. ábra). Mivel V_{Napz} a koordináta-rendszer választásából eredendően nulla, $v_z = v_{*z}$.

Az eddigiek alapján könnyen belátható, hogy

$$v_v = v_{*v} + v_{Nap} \sin \lambda \quad (3.9)$$

A radiális sebesség komponens pedig a következő alakban adható meg:

$$v_R = v_{*R} - v_{Nap} \cos \lambda \quad (3.10)$$

A csillag v_z sebesség komponense és sajátmozgásának τ komponense közötti összefüggés:

$$|\tau| = \frac{\pi''}{4,74} |v_{*z}| = 0,21 \pi'' |v_{*z}| \quad (3.11)$$

A csoport valamennyi tagjára átlagolva pedig a következő összefüggést kapjuk:

$$\bar{\pi}'' = 4,74 \frac{\bar{\tau}}{v_{*z}} \quad (3.12)$$

Mivel v_{*z} közvetlenül megfigyeléssel nem határozható meg, közelítést kell alkalmazni. Ha feltételezzük, hogy az individuális sebességek tetszőleges \vec{j} irányra való v_{ji} vetületeire nézve az \vec{i} szerinti összegzés iránytól függetlenül állandó, azaz a csoport szférikus eloszlású, akkor: $|\overline{v_{*z}}| = |\overline{v_{*R}}| = |\overline{v_R + v_{Nap} \cos \lambda}|$. Így a (3.12) a következő alakban is megadható:

$$\bar{\pi}'' = \frac{4,74 |\bar{\tau}|}{|\overline{v_R + v_{Nap} \cos \lambda}|} \quad (3.13)$$

Az utóbbi módszer $v_{Nap} < |\overline{v_{*R}}|$ esetben ad pontosabb eredményt, míg ha $v_{Nap} > |\overline{v_{*R}}|$ akkor az első használata az indokoltabb. A szekuláris parallaxis módszerrel 0,002 körüli parallaxis értékek is kimérhetőek.

A Naphoz hasonlóan azonban felhasználhatjuk a nem túl távoli csillaghalmazok relatív mozgását is. Ehhez az kell, hogy a csoport valamennyi tagja azonos térbeli sebességgel mozogjon. Mivel az ilyen csillagok párhuzamos pályákon mozognak a sajátmozgások a gömb egy pontjára illeszkedő főkörívet alkotnak, ún. gömbi sugársort. Erre látható példa a Hyadok, a Plejádok, az Ursa Maior és a Skorpió-Kentaur csillagáramok esetében.

Legyen a mozgási halmaz tagjainak km/s-ban mért radiális, ill. tangenciális sebessége rendre v_R ill. v_T . Legyen a konvergenciapont és a mérendő csillag iránya közötti szög, és ugyanazon csillag T_1 és T_2 időpontokban mért pozíciója közötti sajátmozgása (3.4. ábra). A csoport egy \vec{i} -edik tagjára:

$$\frac{v_{T_i}}{v_{R_i}} = \operatorname{tg} \lambda_i \quad (3.14)$$

$$\frac{v_{T_i} (T_2 - T_1)}{d} = \operatorname{tg} \mu_i \quad (3.15)$$

A km-ekben megadott távolságra pedig a következő összefüggés adódik:

$$\bar{d} = (T_2 - T_1) \left(\frac{v_r t g \lambda}{t g \mu} \right) \quad (3.16)$$

A csillagcsoport átlagos parallaxisára pedig a következő adódik:

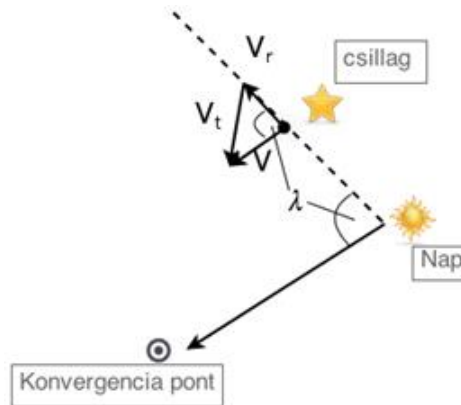
$$\bar{\pi}^n = 4,74 \left(\frac{\bar{\mu}^n}{v_r t g \lambda} \right) \quad (3.17)$$

A módszer alkalmazhatóságának legnagyobb akadálya az, hogy viszonylag ritkák a megfelelő objektumok. A megfelelő objektumokra Marik (1989) szerint a következő feltevések kell teljesüljenek:

- a csillagcsoport nem forog, nem húzódik össze és nem expandál (a tagok sebességvektorai valóban párhuzamosak)
- a radiális sebességek és a sajátmozgások eléggé kiemelkednek a háttérből ahhoz, hogy a csoporttagságot megbízhatóan megállapíthassuk
- a sajátmozgások vonatkoztatási rendszere szisztematikus hibák nélküli, valódi inercia rendszer.

A $\bar{d} = 47 \text{ pc}$ távolságú Hyadokat (van Leuven 2009) elsőrendű kalibrációs forrásként használjuk a következő eljárásokban (Marik 1989):

- a galaktikus távolságskala nullpontjának megadásában;
- a másodlagos távolság meghatározási módszerek kalibrálásában;
- a szuperóriások, OB csillagok és pekuliáris színekű csillagok luminozitásának meghatározásában;
- a HRD standard nullakorú fősorozatának hitelesítésében;
- a csillagmodellek alapján levezetett HRD empirikus ellenőrzésében.



3.4. ábra: A csillagáram parallaxis (Marik 1989 alapján).

A fentiekén kívül geometriai módszert használhatunk az úgynevezett vizuális kettőscsillagok távolságának meghatározására is (mérhető az égbolton a relatív pályaellipszis vetülete és a keringés periódusa). A dinamikus parallaxis módszeréhez jutunk, ha Kepler III. törvényét alkalmazzuk: mivel a periódust (P) közvetlenül mértük, csak a tömeg-összegre kell becslést adni. Szukcesszív approximációval addig finomítjuk a becsült tömeget (folyamatos visszahelyettesítéssel), míg két becslés között már elhanyagolható lesz a különbség. A rendszer parallaxisára kapott összefüggés pedig a következő:

$$\pi'' = \frac{\alpha''}{\left[P^2 \lim(M_1 + M_2)\right]^{1/2}} \quad (3.18)$$

A rotációs parallaxis módszeréhez jutunk, ha távolságok meghatározásához az Oort-féle állandókat használjuk fel. A módszer hátránya, hogy csak statisztikusan használható, ill. mind v_r -t és v_t -t is mérni kell.

$$v_r = Ad \sin 2l \quad (3.19)$$

$$v_t = Ad \cos 2l + Bd \quad (3.20)$$

Ahol v_r és v_t a radiális és tangenciális sebesség komponens; A és B az Oort-állandók; l a megfigyelt objektum galaktikus hosszúsága, d pedig a pc-ben mért távolság.

3.3 Fotometriai módszerek

A fotometriai távolságmérési módszerek az égitestek látszó és abszolút fényessége (lásd Cserepes & Petrovay 2002) közötti különbség megállapításán alapulnak. Általánosítva, az adott spektrális tartományban az objektumból mérhető fluxus a következő 3 tényezőtől függ:

- az égitest sugárzási teljesítményétől, azaz az az adott hullámhossztartományban időegység alatt kisugárzott elektromágneses energiától,
- az égitest távolságától,
- annak a közegnek az adott spektrális tartományban mutatott elnyelésétől, melyen keresztül az égitest sugárzása hozzánk eljut.

Az abszolút fényesség definíciójából következik ($m-M$ a távolságmodulus, M az abszolút magnitúdó, m a fényelnyelésre korrigált látszólagos fényrend: $m = m_{obs} - \alpha r$, ha az abszorbeáló közeg homogén, α az 1 pc-re jutó interstelláris fényelnyelés; r a pc-ben mért távolság, \square az ívmásodpercben kifejezett parallaxis):

$$\log r = -\log \pi = 0,2(m - M + 5) \quad (3.21)$$

A fotometriai távolságmérésekhez azonban ismerni kell az abszolút fényességeket. A csillagok színe és színképe megfelelően kódolt formában információt nyújt a luminozitásról és az extinkció mértékéről. Ezt a geometriai eljárásokkal megmérhető távolságú objektumok segítségével kalibrálhatjuk, illetve ellenőrizhetjük. A luminozitási osztályok közepes sávzélességű fotometriai rendszerekben (pl. a Strömgren-féle ubv , H_β vagy H_γ) történő észlelések segítségével is meghatározhatók. Javítja pontosságunkat, ha több nagyjából azonos távolságra lévő csillag távolságát próbáljuk a fotometriai módszerrel meghatározni, például egy halmaz csillagaiét. A szelektív extinkció jelensége egy adott vörösödési törvényt feltételezve segít az extinkció meghatározásában. (Nem mindig érvényes feltételezés, hogy a látóirányban a vörösödési törvény azonos, minden távolságra.) Legyen a Johnson-féle fotometriai rendszerben (lásd 15.4.1. alfejezet) A_V a V sávú extinkció, az E(B-V) és E(U-B) színi többletek (color excess) pedig a megfelelő látszó magnitúdók különbségeiből képzett mért és vörösödés mentes színindexek különbségei. Ekkor az extinkció:

$$A_V = 3,1 \times E(B - V) \quad (3.22)$$

$$E(U - B) = x E(B - V) + 0,05 E^2(B - V) \quad (3.23)$$

Az x arányossági tényező a csillagok valódi színének függvénye, az O csillagoknál például értéke 0,72 és a csökkenő felszíni hőmérséklettel 0,62-ig csökken.

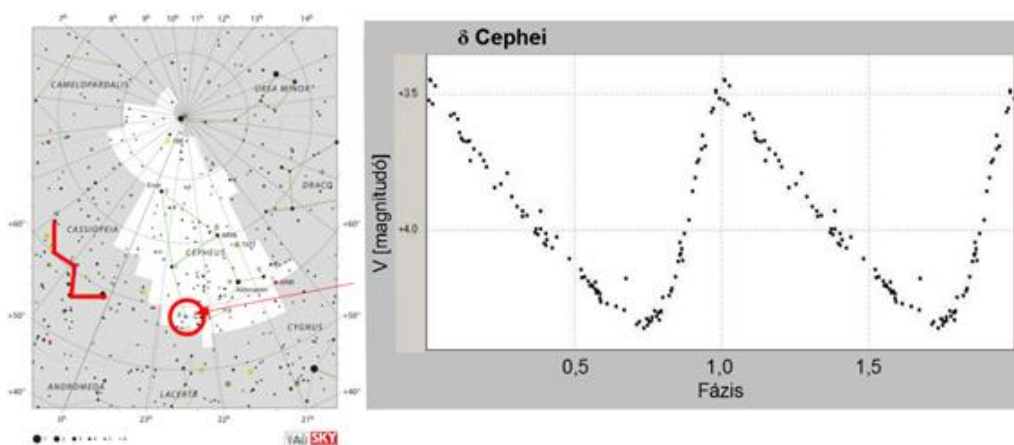
3.3.1. Úgynevezett „standard gyertyák”

A fotometriai távolságmérésben az ismert abszolút fényességű objektumtípusokat szokás standard gyertyákként (standard candles) is emlegetni. A fontosabbak ezek közül:

- változó csillagok: cefeidák (lásd 3.4. alfejezet) és RR Lyrae csillagok
- HII zónák, planetáris ködök
- Ia típusú szupernóvák
- galaxisok

3.4. A cefeida parallaxis

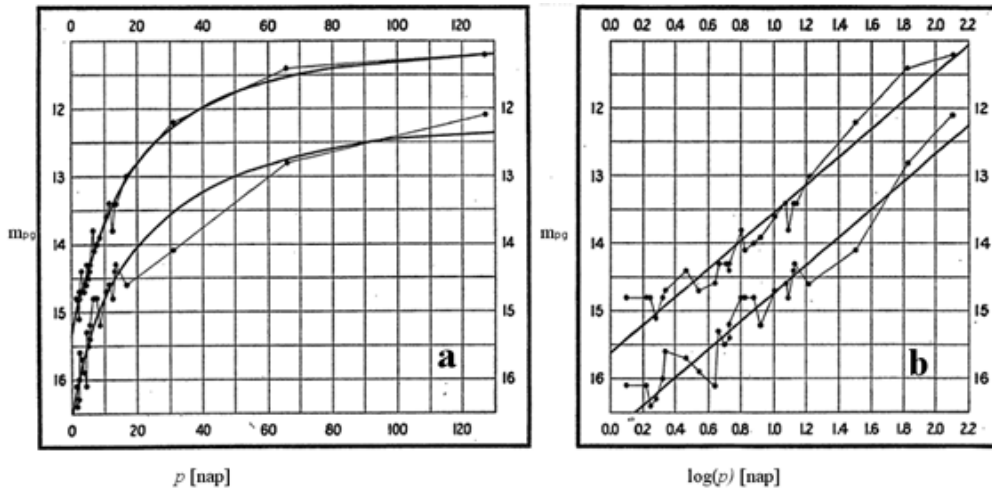
Változó csillagokat már a 18. században ismertek, és nem véletlenül ezek között kettő cefeida változó is akadt az η Aquilae (az elsőként felfedezett cefeida) és a δ Cephei (John Goodricke 1784).



3.5. ábra: A δ Cephei pulzáló változó csillag keresőtérképe és V sávú fénygörbéje.

3.4.1. A periódus-luminozitás reláció felfedezése

Edward Charles Pickering, az objektívprizmás spektrofotográfia és a Harvard spektrál-klasszifikáció (Williamina Fleminggel) kifejlesztője vezetésével egy csoport hölgy dolgozott fotólemezek kiértékelésén és a csillagok katalógusba foglalásán. A csoport tagjaként Henrietta Swan Leavitt egy a később „Északi Sorozat”-ként emlegetett (*North Polar Sequence*, 96 fotometriai referencia csillag, Pickering publikálta) fotometriai összehasonlító rendszer összeállításával és használatával a fotografikus fotometriát nagy pontossággal tudta elvégezni. A Kis Magellán-felhőben 1777 változó csillag fotometriáját adta meg (Leavitt 1908) melyek között több cefeida típusú volt. Már ekkor felismerte, hogy a fényesebb cefeidák nagyobb periódusúak, de kvantitatív összefüggést csak akkor állított fel mikor már 25 csillagra tudta felrajzolni a periódus-fényesség grafikont. A Kis Magellán-Felhő csillagaira feltételezte, hogy nagyjából azonos távolságra vannak tőlünk, ezért a látszó fotografikus magnitúdók különbsége a csillag sugárzási teljesítményétől függ. A Pickering aláírásával megjelent cikk elején olvashatjuk, hogy azt Henrietta Leavitt írta (Leavitt & Pickering 1912). Ebben publikálta a Kis Magellán-Felhő cefeida változóinak periódus fényesség összefüggését. A fotografikus magnitúdó és a periódus logaritmusá között lineáris kapcsolatot talált (lásd 2.17. ábra). Leavitt azt is felvetette, hogy szükséges lenne néhány cefeida parallaxisának meghatározása a kalibrációhoz. Ejnar Hertzsprung ezt szinte azonnal meg is tette. Lewis Boss katalógusából (Boss 1910) megállapította, hogy a cefeida csillagok többnyire kis sajátmozgásúak és nagy radiális sebességűek. A Leavitt által felfedezett összefüggést 13 olyan Boss katalógusbeli cefeidára alkalmazta, melyek távolságát meg tudta becsülni, ezzel „kalibrálta” a periódus-fényesség relációt (Hertzsprung 1913).



3.6. ábra: Periódus-fényesség diagram a Nagy Magellán-felhő cefeida változóira. **(a)** a fotografikus magnitúdók minimum és maximum értékei a napokban mért periódus függvényeként és az erre illesztett görbék, **(b)** ugyanaz, mint (a), de a periódusok logaritmusai függvényében és egyenes illesztéssel (Leavitt és Pickering, 1912 Fig I és Fig II alapján).

Ejnar Hertzsprung azt is megállapította, hogy a Kis Magellán-Felhő cefeidának fénygörbéi a delta Cephei csillagéhoz hasonlóak.

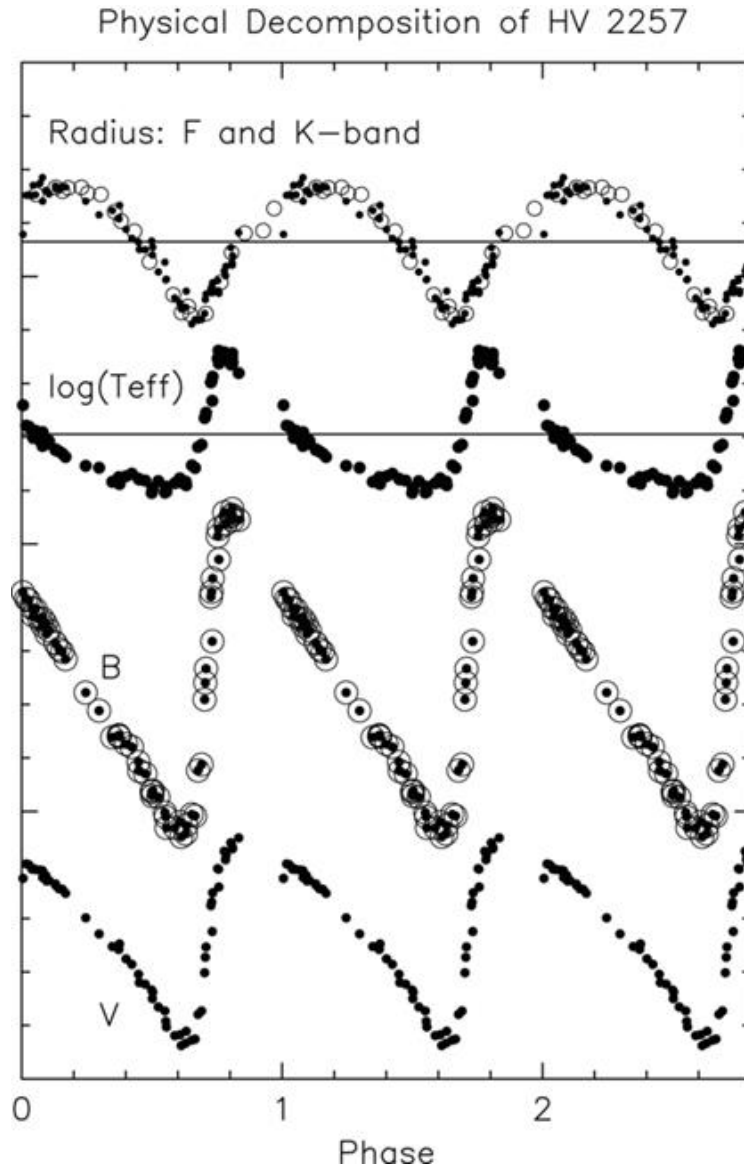
$$M_V = -0,6 - 2,1 \log(P) \quad (3.24)$$

ahol M_V a cefeida átlagos abszolút fényessége a V sávban, $\log P$ pedig a napokban mért pulzációs periódus logaritmus.

Harlow Shapley pontosította a periódus-fényesség reláció nullpontját, de a statisztikus parallaxis számításnál sem az extinkcióra sem a galaktikus rotációra nem volt tekintettel. Ebben az időben még nem különítették el a cefeida populációkat sem. Ezt csak 3 évtizeddel később Baade tette meg. An Andromeda galaxisban mind I mind II populációs cefeidákat mért nagy pontossággal. A klasszikus, vagy I. populációs cefeidákat rendre nagyjából 1,5 magnitúdóval nagyobb luminozitásúnak találta, mint a hasonló periódusú II. populációsokat.

Ma a következő definícióval élünk (átvéve Szatmári Károly jegyzetéből):

- **Klasszikus cefeidák** (δ Cephei csillagok): Radiálisan pulzáló fiatal (I. populációs) fényes szuperóriás csillagok. A periódusuk 1 és 135 nap közötti, az amplitúdó 0,1-2 magnitúdó. A HRD-n jól meghatározott helyen, az instabilitási sávban helyezkednek el. A periódusuk egyenesen arányos a luminozitásukkal, így a fényváltozásukból meghatározható a távolságuk (periódus-fényesség [P-L] reláció). Néhányuk többszörös periodicitást mutat (beat cefeidák). Más elnevezésük: I. típusú cefeidák.
- **W Virginis típusú változók:** A klasszikus cefeidákhoz nagyon hasonló, de kisebb tömegű, II. populációs, idősebb csillagok. A HRD-n és a periódus-luminozitás reláció szerint a cefeidák alatt, velük párhuzamosan találhatóak. Periódusuk 6–35 nap, az amplitúdó 0,3–1,2 magnitúdó. Más elnevezésük: II. típusú cefeidák.



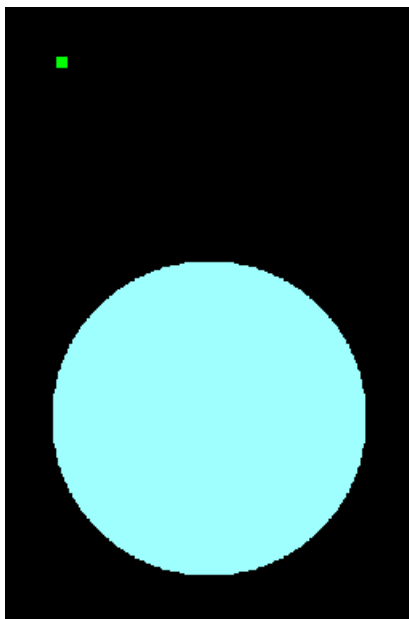
3.7. ábra: HV2257 klasszikus cefeida (azaz δ Cephei típusú) változó sugár és effektív hőmérséklet változása és fénygörbéje B és V színekben. (Freedman & Madore 2010)

Már korábban látszott, hogy a periódus nem független a csillag színétől. Ezt az összefüggést Shapley (1918) a következő formulával adta meg:

$$\text{színindex} = -0,55 - 1,5 \log(P) \quad (3.25)$$

, ahol a színindex az átlagos fotografikus és vizuális fényességek különbsége.

A periódus-fényesség reláció alkalmazásakor nagyjából 1 magnitúdó szórás látunk, amit évtizedeken át a mérési pontatlanság számlájára írtak. Halton Arp a Mount Wilson and Palomar Observatories teleszkópjaival a Kis Magellán-Felhőben kimutatta, hogy a szórás nagyobb, mint ami a mérési hibából származtatható lenne.



3.1. animáció: Cefeida változó radiális pulzációja (Kolláth, Cefeida_radialis_pulzacio_KollathZ.gif)

Valójában két jól elkülönülő csoportot mostak egybe a korábbi analízisekben. A csoportok közötti alapvető különbség a fémtartalom.

$$M_{p\bar{g}} = -1,8 - 1,74 \log P \quad (3.26)$$

$$M_{p\bar{g}} = -0,35 - 1,75 \log P \quad (3.27)$$

A (3.26) egyenletben az úgynevezett klasszikus, vagy I. típusú cefeidák, a (3.27)-ben a 1,5 magnitúddal halványabb úgynevezett II. típusú társaik $P-L$ relációját látjuk. Utóbbiak 1-50 nap periódusúak. A következő változócsillag csoportokat soroljuk ide: BL Herculis osztály ($1 \text{ nap} < P < 5 \text{ nap}$), WVir osztály ($10 \text{ nap} < P < 20 \text{ nap}$), RV Tau osztály ($20 \text{ nap} < P$). Baade az Andromeda galaxisban mutatta ki a cefeidák két különböző populációját. II. típusú cefeidákat találunk a galaktikus gömbhalmazokban és a törpe szferoidális galaxisokban is.

A populációk és a cefeidák pontosított $P-L$ relációja szerint az összes II. típusú cefeidákon alapuló extragalaktikus távolságot meg kellett duplázni. Ezzel megoldódott az M31 halvány RR Lyrae csillagainak rejtélye is. A $P-L$ reláció nullpontjának és alakjának pontosítása a pulzáló változók alosztályainak azonosításával együtt napjainkig folyik. Ehhez független távolság meghatározási módszereket kell alkalmazni. sokat segítenek a nyílthalmazokban található cefeidák (pl. S Normae és U Sagittarii). A nyílthalmazok távolsága meghatározható fősorozat-illesztéssel, figyelembe véve a csillagközi és halmazbeli vörösödést. Ha ismert a halmaz távolsága, akkor a halmazhoz tartozó cefeida abszolút fényessége is könnyen meghatározható, ami kiváló lehetőséget nyújt a $P-L$ reláció nullpontjának pontosítására.

A $P-L$ relációnál észlelt nagyjából 1 magnitúdós szórás sokáig a mérési hibának tulajdonították. Halton Arp az SMC cefeidáinak fotoelektromos mérésével igazolta, hogy a szórás a mérési hibáknál sokkal nagyobb. Sandage javasolta, hogy a periódus és fényesség mellett egy harmadik paramétert, a csillag felszíni hőmérsékletére utaló B-V színindexet is vegyék figyelembe. A periódus-fényesség-szín reláció:

$$M = A \log(P) + b(B - V) + C \quad (3.28)$$

ahol az A, B és C konstansokat mérésekből határozzuk meg.

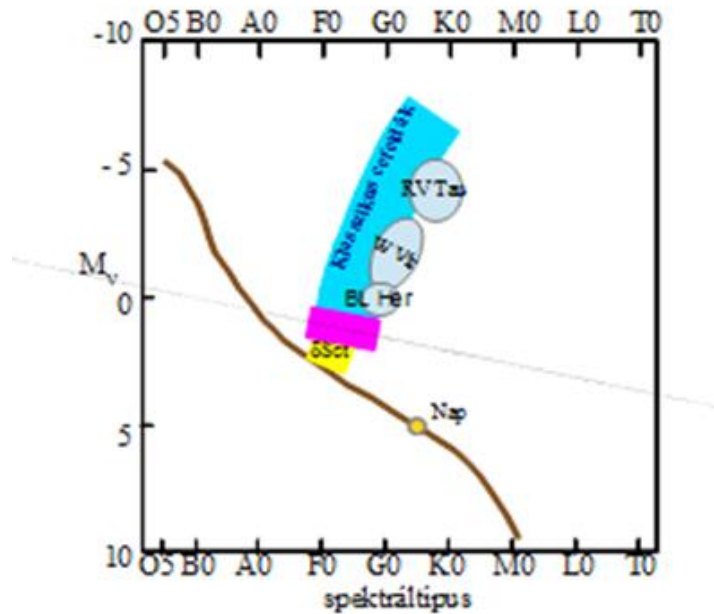
3.4.2. A cefeidák használatának előnye a távolság meghatározásban

- (1) A cefeida változók nagy luminozitású objektumok, a Tejútrendszerben, közeli galaxisokban, sőt a Virgo szuperhalmazban belüli más galaxisokban is eséllyel használhatjuk ezeket távolság meghatározására.
- (2) A periódus-luminozitás reláció viszonylag pontosan ismert, alkalmazása egyszerű.
- (3) Az elvégzendő mérések száma nem túl nagy, a cefeidák periódusa nem túl hosszú és nem is túl rövid, ezért megfelelő asztroklimájú észlelő helyről szerény távcsőidő felhasználásával is végrehajthatók.
- (4) A cefeidák elég gyakoriak, azért legalább néhányat találunk minden galaktikus, és extragalaktikus csillaghalmazban.

3.4.3. A cefeida pulzáló változók fizikai leírásának alapjai

Arisztarh Apollonovics Belopolszkij a pulkovói obszervatóriumban kimutatta, hogy a delta Cephei radiális sebessége változik (Belopolszkij 1894). További mérések szerint mindegyik cefeida hasonlóan viselkedik. A színképvonalak hullámhosszának periodikus változását magyarázhatná a cefeidák kettőssége és a keringés miatt látható a periodikus Doppler-eltolódások. Shapley (1914) azonban kimutatta, hogy a fényváltozás mértéke függ a hullámhossztól, ez csillagfedéskor nem lenne így, illetve a kísérő csillag túlságosan közel kellene keringjen. Shapley megállapította, hogy a cefeidák periódusos fényváltozását a csillag pulzációja okozza. Ez leegyszerűsítve a következőképpen történik: Amikor a csillag légkörének sűrűsége az összehúzódáskor megnövekszik, a hélium atomok rekombinálnak és jelentős mennyiségű fotont tudnak elnyelni. A sugárzási energia egy része ezért a csillagban marad, és a csillag felmelegszik, a külső szemlélő pedig halványodást észlel. A felmelegedéstől a csillag légköre tágulni kezd, a ritkább közegben a hélium atomok újra ionizálódnak, és a légkör átlátszóbb lesz. A külső szemlélő ekkor felfénylést láthat. Ahogy az energia kiszabadul a nyomás lecsökken és egy újabb összehúzódással új ciklus kezdődik. A pulzációs periódus a csillag átlagsűrűségétől függ, a sűrűbbek rövidebb periódusúak.

Ahogy azt már Shapley (1927) is kimutatta, a pulzációs periódus és színindex, avagy a spektráltípus összefüggenek. A spektráltípus megfeleltethető effektív hőmérsékletnek, vagy luminozitásnak, a periódus pedig abszolút fényességnek, vagyis a szín-fényesség diagramon (HRD) a cefeidák egy körülhatárolható tartományban kell legyenek. Itt találjuk még az RR Lyrae, delta Scuti, BL Herculis és RV Tauri típusú radiális pulzáló változó osztályokat is. Ez a terület az úgynevezett instabilitási sáv.



3.8. ábra: A pulzáló változók néhány fő osztályának megjelenése a HRD-n – sematikus rajz.

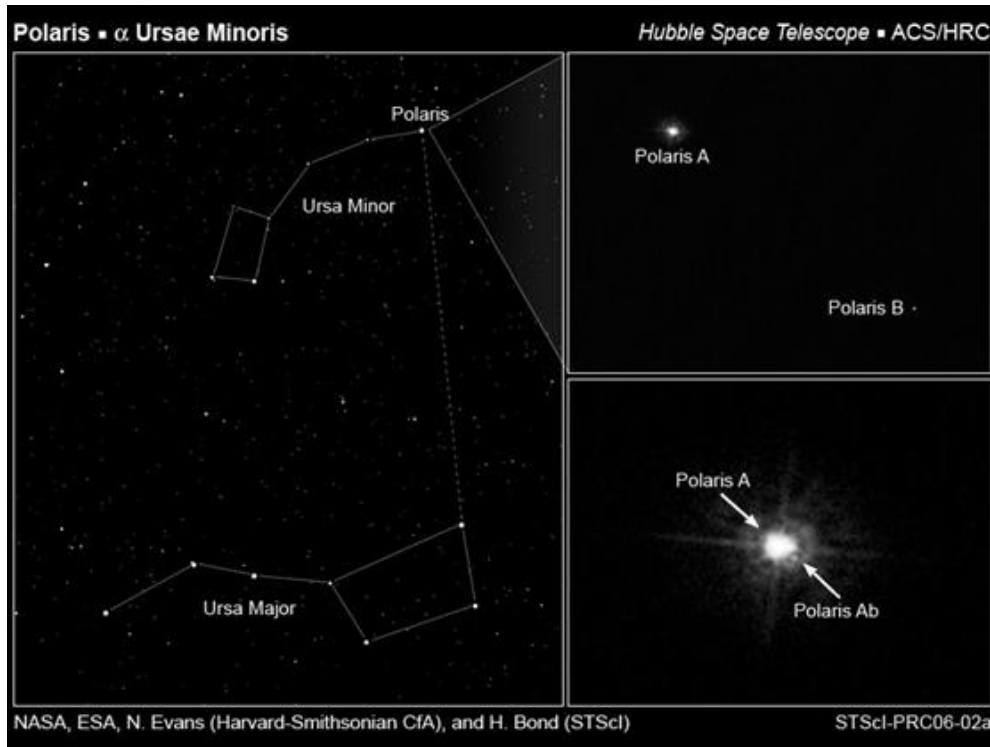
3.4.4. A periódus-luminozitás reláció alkalmazása a gyakorlatban

3.4.4.1. A P-L módszer pontossága

A változó típusát beazonosítjuk, és a fényváltozás periódusát meghatározzuk a csillag fénygörbéjéből. A cefeida látszó fényességét megmérjük, a periódus-luminozitás relációból abszolút fényességet kapunk, és ezekből kezünkben a csillag távolsági modulusa. Ezek után az eljárásból a távolság meghatározásának pontossága attól függ, hogy:

- a periódus-luminozitás relációt milyen pontossággal tudjuk megadni
- a látszó magnitúdót mennyire pontosan mérjük
- a csillagközi extinkcióra milyen pontos becslést tudunk adni

A periódus pontatlanságánál meg kell említsük a kettősséget. A cefeidák periódusának változása mutat periódusos és szabálytalan változásokat is. A periodikus változások egyik fő okaként tartjuk számon a kettős rendszerben való keringést, mint például a Polaris (α UMa) esetében.



3.9. ábra: A Polaris egy többes rendszer tagja. A 4,7 naptömeg tömegű szuperóriás α UMi A egy klasszikus cefeida (Evans, Bond, NASA, ESA, STScI).

A Polaris egy többes rendszer tagja. A rendszer fő csillaga a 4,7 naptömeg tömegű szuperóriás α UMi A, egy klasszikus cefeida. Körülötte 18,8 CSE-re kering az 1,26 naptömeg tömegű α UMi Ab és 2400CSE-re az α UMi B csillag 1,39 naptömeg tömeggel, továbbá két távolabbi kísérő, az α UMi C és az α UMi D. A Polaris periódusában egy 30 év körüli periódusváltozási ciklus látható, ami jól egyezik a b komponens keringési idejével (Usenko 2005).

3.4.4.2. Számítsunk távolságot!

Végezzünk fotometriai méréseket egy halmazra néhány egymást követő éjszaka, és a felvételeken azonosítsunk változókat! Nagyjából két hét után nagy biztonsággal ki tudjuk választani a klasszikus cefeida fénygörbével változókat a mintából. Ezeknek meghatározzuk a periódusát és tegyük fel, azt kapjuk, hogy egyikük $P=6,25$ nap periódussal pulzál. Látszó fényességére $V=7$ magnitúdót kapunk a Johnson-féle V sávban. A periódus-luminozitás grafikon szerint:

$$M_V = -2.81 \log P + 1.43 \quad (3.29)$$

; ahol M_V az abszolút magnitúdó. A konstans (1,43) a Hipparcos műhold parallaxis méréseivel kalibrálta Feast & Catchpole (1997).

Helyettesítsük be a periódus mérésünkből számított értékét!

$$M_V = -2.81 \log(6,25) + 1,43 = -0,8 \quad (3.30)$$

Tehát az abszolút magnitúdót ismerve a távolsági modulus felírható:

$$V - M_V = -5 + 5 \log d + A_V \quad (3.31)$$

; ahol a d távolságot parszekben mérjük, és A_V a V sávú teljes extinkció a csillag és műszerünk között. Rendezzük az egyenletet d -re, majd helyettesítsük be!

$$\log d = 0,2(V - M_V - A_V) + 1 \quad (3.32)$$

$$d = 10^{0,2(V - M_V - A_V) + 1} \quad (3.33)$$

$$d = 10^{0,2(7+0,8-A_V)+1} = \frac{10^{2,56}}{10^{0,2A_V}} = \frac{363}{10^{0,2A_V}} \quad (3.34)$$

Látjuk, hogy ha az A_V extinkció nem nulla, akkor elhanyagolásával a valóságos távolságnál nagyobbat kapunk. Az extinkciót kihagyva az egyenletből, a távolság felső korlátját kapjuk. Számításunkhoz tehát ismerni kellene az extinkciót értékét is. Még a legközelebbi ($d = 132$ pc) cefeida változó, a kis amplitúdójú Polaris (α UMi) fénye is áthalad valamennyi galaktikus csillagközi anyagon. Az α UMi vörösödése: $E(B-V) = 0.03$ mag, ami kb. $A_V = 0,1$ extinkciónak felel meg (Gauthier & Fernie 1978, Usenko et al. 2005). Ha az extinkció kicsi ($A_V < 0,5$), akkor elhanyagolásával kis hibát vétünk. A galaktikus iránytól függően az extinkció becsülhető a távolsággal:

$$0,5 \text{ magkpc}^{-1} \leq \frac{A_V}{d} \leq 1,5 \text{ magkpc}^{-1} \quad (3.35)$$

3.5. Egyéb távolság meghatározási módszerek

A Tejútrendszer azon területein, ahol a csillagközi gáz egyenletes eloszlású, az interstelláris abszorpciós vonalak ekvivalens szélessége a távolsággal egyenesen arányos lesz, emiatt az ekvivalens szélesség mérése is alkalmas a távolság meghatározására (pl. a nátrium és kálium esetében a távolság reciprokát nevezzük nátrium-, vagy kálium-parallaxisnak).

Ehhez hasonlóan használható fel a csillagközi por okozta vörösödés is. Átlagos feltételek mellett UBV-rendszerben a B-V színindexben fellépő vörösödésre igaz a következő összefüggés:

$$E(B-V) = 0,^m 1 / (100 \text{ pc}) \quad (3.36)$$

Tapasztalati tény, hogy a gömbhalmazok legfényesebb csillagainak átlagfényessége jó közelítésben állandó. A vonatkozó abszolút fényrendet olyan gömbhalmazok segítségével állapítják meg, amelyeknek távolságát más módszerekkel már meghatározták (analóg eljárás alkalmazható a galaxishalmazok legfényesebb tagjainak átlagfényességével kapcsolatban is). Ugyancsak állandónak tekinthető a fényes HII-területek átmérője. A területeket gerjesztő O csillagok spektroszkópiai parallaxisa útján kalibrált átmérőérték szintén felhasználható a távolság meghatározására.

3.6. Példa: a Tejútrendszer centrumának távolsága

A Nap galaktocentrikus távolságának meghatározására kézenfekvőnek tűnik a az RR Lyrae csillagok használata. Azonban a kapott érték függ e változó csillagok abszolút magnitúdójától és az abszorpció mértékétől (ezt jól lehet jellemezni az interstelláris vörösödés törvényével). A luminozitásból adódó gond, onnan ered, hogy a halora és a galaktikus magra jellemző kis fémtartalmú RR Lyrae abszolút magnitúdójára szisztematikusan kisebb érték jön ki a kinematikai megfontolásokból, mint a fotometriai távolság meghatározásokból.

Lényegében a már korábban ismertett szekuláris parallaxis módszert használva, a Nap sebességét a halo RR Lyrae csillagokhoz viszonyítva - szimmetriaviszonyokat kihasználva - P. Woolley nyomán két különböző módon határozhatjuk meg.

1. Az első módszer esetében a sebesség és annak szórása a kiválasztott csillagok galaktikus pozíciója és radiális sebessége (ρ) alapján számítható:

$$\{\rho, l, b\} \rightarrow \{V_{Nap_v}, \sigma_{Nap_v}\} \quad (3.37)$$

2. A második esetben az RR Lyrae csillagok sajátmozgásából (μ), pozícióból ill. a látszólagos és becsült abszolút fényrendből (M) határozható meg a sebesség és a szórása. Ennél a módszernél a csillagok relatív sebességének látóvonalunkra merőlege komponenseit használjuk. A fényességadatokra azért van szükség, mert a megfelelő sebességek a mérhető sajátmozgásokból csak a távolságmodulusok ismeretében számíthatók.

$$\{\mu, l, b, m, M_0, A\} \rightarrow \{V_{Nap_\mu}, \sigma_{Nap_\mu}\} \quad (3.38)$$

Jelölje az RR Lyrae csillagok valódi abszolút fényrendjét M_R , a cél ennek a meghatározása. A csillagok látóvonalra merőleges sebessége és sajátmozgása, továbbá becsült parallaxisa és távolságmodulusa közötti összefüggések:

$$v_\mu [km/s] = 4,74 \frac{\mu''}{\pi''} \quad (3.39)$$

$$\pi'' = 10^{-0,2(m-M_0+5)} \quad (3.40)$$

Ezek alapján:

$$\log v_\mu (M_0 - 0) = \log(4,74 \mu'') + 0,2(m+5) \quad (3.41)$$

$$\log v_\mu (M_0 - M_R) = \log(4,74 \mu'') + 0,2(m+5) - 0,2M_R \quad (3.42)$$

De figyelembe véve, hogy a korrekt abszolút fényrendet használva, szimmetria okokból:

$$v_{Nap_v} = v_{Nap_\mu} = \left| \overline{v_\mu} \right| = \left| \overline{v_\mu} \right| \quad (3.43)$$

ahol az átlagolást az egész csillagcsoportra végezzük, és így:

$$\log v_{Nap_v} (M_0 - 0) = \log v_{Nap_\mu} (M_0 - M_R) = \log v_{Nap_v} (M_0 - 0) - \log v_{Nap_v} (M_0 - M_R) - 0,2M_R \quad (3.44)$$

Az RR Lyrae abszolút magnitúdójára a következő összefüggés áll fenn:

$$M_R = -5 \log \frac{v_{Nap_v} (M_0 - 0)}{v_{Nap_v}} \quad (3.45)$$

Teljesen analóg módon kapható a másik reláció is:

$$M_R = 5 \log \frac{\sigma_{Nap_v} (M_0 - 0)}{\sigma_{Nap_v}} \quad (3.46)$$

J. H. Oort és L. Piaut 1975-ben 8700 pc-et kaptak a Tejútrendszer centrumának távolságára. S. V. Clube a fenti eljárás alkalmazásával nagyszámú halo és napkörnyéki fémszegény RR Lyrae felhasználásával 1978-ban arra az eredményre jutott, hogy a V színben $M_R = 1^M 0 \pm 0,2$. Ezt az értéket használva Oort-ék számításaiban, $7,1(\pm 0,7) \cdot 10^3$ pc-et kapunk. A jelenleg elfogadott érték 8,3 kpc.

Referenciák és további olvasnivaló a fejezet témájában:

Bessel, F.W. 1838: „Bestimmung der Entfernung des 61sten Sterns des Schwans.”, 1838AN.....16...65B

Cserepes, L. & Petrovay, K. 2002: „Kozmikus fizika”, egyetemi jegyzet, <http://astro.elte.hu/astro/hun/oktatas/kofi.html>

Freedman, W. L. & Madore, B. F. 2010: „A physically based method for scaling cepheid light curves for future distance determinations”, *ApJ*, 719, 335

Gordon, K. J. 1959: „History of our Understanding of a Spiral Galaxy: Messier 33”, *Quarterly Journal of the Royal Astronomical Society*, 10, 293-307. http://ned.ipac.caltech.edu/level5/March02/Gordon/Gordon_contents.html

Hertzsprung, E., 1913: „Über die räumliche Verteilung der Veränderlichen vom δ Cephei-Typus”, *AN*, 196, 201

Klagyivik, P. 2010: „A cefeida típusú változócsillagok jellemzői közötti összefüggések átfogó vizsgálata”, PhD dolgozat, ELTE, http://teo.elte.hu/minosites/ertekezes2010/klagyivik_p.pdf

Kolláth, Z. 1997: „Gallery of stellar pulsation / A csillagpulzáció galériája”, <http://www.konkoly.hu/staff/kollath/gallery.html>

Leavitt, H.S., 1908: „1777 variables in the Magellanic Clouds”, *Annals of Harvard College Observatory*, vol. 60, pp.87-108.3 http://articles.adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph-article_query?1908AnHar.60..87L&data_type=PDF_HIGH&whole_paper=YES&type=PRINTER&filetype=pdf

Leavitt, H.S., and Pickering, E.C., 1912: „Periods of 25 Variable Stars in the Small Magellanic Cloud”, *Harvard College Observatory Circular*, vol. 173, pp.1-3 http://articles.adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph-article_query?1912HarCi.173...1L&data_type=PDF_HIGH&whole_paper=YES&type=PRINTER&filetype=pdf

Marik, M., 1989: „Csillagászat”, Budapest, Akadémiai kiadó

Pogge, R. W. 2006, A trigonometrikus parallaxis bemutató kisfilm: <http://www.astronomy.ohio-state.edu/~pogge/Ast162/Movies/parallax.html>

Sandage, A. & Tammann, G. A. 1968: „A Composite Period-Luminosity Relation for Cepheids at Mean and Maximum Light”, *ApJ*, 151, 531S

Shapley, H. 1918: „Studies based on the colors and magnitudes in stellar clusters. VIII. The luminosities and distances of 139 Cepheid variables”, *ApJ*, 48, 279

Shapley, H. 1923: „North Polar sequence” *Harvard College Observatory Bulletin* No. 781, pp.1-2

Szabó, Róbert 2004: „Az RR Lyrae instabilitási sáv numerikus modellezése”, Doktori értekezés, ELTE, http://real-phd.mtak.hu/23/1/Szab%C3%B3_R%C3%B3bert.pdf

Szabó, Károly, „Változócsillagok”, Szegedi Tudománygyetem Kísérleti Fizikai Tanszék <http://astro.u-szeged.hu/oktatas/asztrofizika/3valtozocsillagok.pdf>

Szegedi Tudománygyetem Kísérleti Fizikai Tanszék, „Pulzáló változócsillagok”, <http://astro.u-szeged.hu/ismeret/valtozok/pulzalok.html>

Szegedi Tudománygyetem Kísérleti Fizikai Tanszék, „Távolságmérés a világegyetemben”, http://astro.u-szeged.hu/oktatas/csillagaszat/8_Galaktikus_csillagaszat/GAL2.html

Usenko, I. A. et al. 2005: „Polaris, the nearest Cepheid in the Galaxy: atmosphere parameters, reddening and chemical composition”, *MNRAS*, 362, 1219

van Leeuwen, F. 2009: "*Parallaxes and proper motions for 20 open clusters as based on the new Hipparcos catalogue*", *A&A*...497..209V

Wallerstein, G. 2002: „*The Cepheids of Population II and Related Stars*”, *PASP*, 114, 689

4. fejezet - Sztellárstatisztika és sztellárkinematika

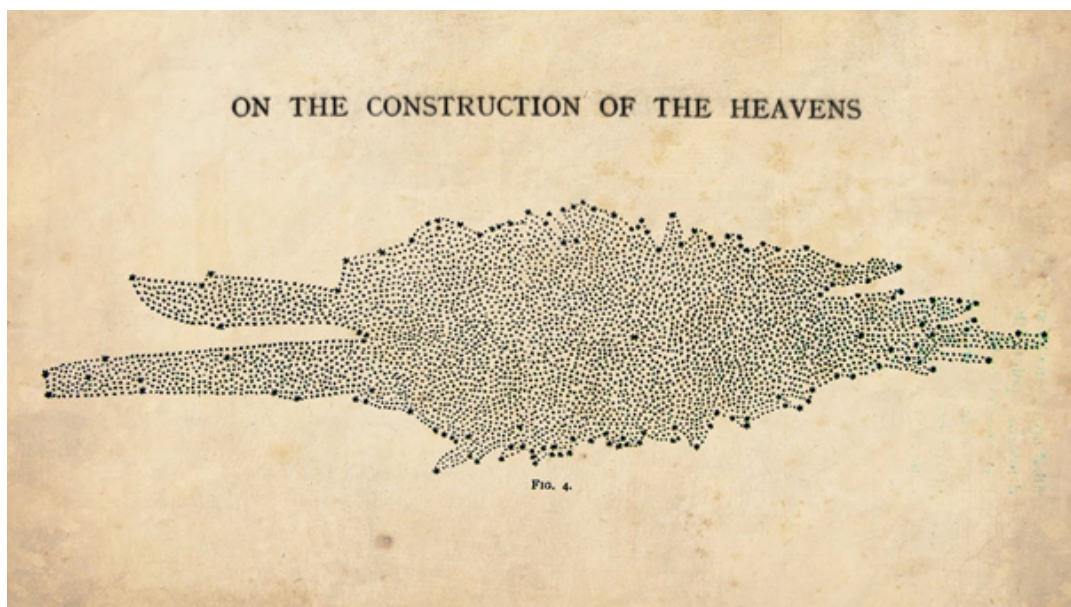
A galaktikus csillagászat célja, hogy minél jobban megismerjük a Tejútrendszer szerkezetét, ill. a galaxisunkban található csillagok egymáshoz viszonyított helyzetét. A csillagászati megfigyelések célja kezdetben a csillagok éggömbön elfoglalt helyzetének meghatározására korlátozódott. Később, a technika fejlődésével egyre pontosabban lehetett mérni a mozgások különböző vetületeit, amik egyre jobb modellek megalkotását tették lehetővé.

Azonban a Tejutat alkotó egyedi csillagok mozgásának meghatározása még manapság sem olyan egyszerű, mivel a szisztematikus mozgásokra véletlenszerűek rakódnak és természetesen a megfigyelőnek is van egy jelentős sebessége a környező csillagokhoz képest. A sztellárkinematika és sztellárdinamika célja, hogy statisztikai és dinamikai módszerek segítségével minél pontosabb képet adjon a Galaxison belüli mozgásokról. Míg a sztellárstatisztika célja, az hogy a nagyszámú mintából statisztikai módszerek felhasználásával következtetéseket vonjon le.

4.1 Sztellárstatisztikai vizsgálatok

Galaxisunk pontos feltérképezéshez ismernünk kellene az összes csillag térkoordinátáját, ez azonban lehetetlen a csillagok nagy száma miatt (az egyik legnagyobb korlát a távolságok pontatlan meghatározása). A sztellárstatisztika a valószínűségszámítás és a matematikai statisztika módszereit alkalmazva a csillag-sokaság egy részét észlelvé következtet a térbeli eloszlásra.

A Tejútrendszer első komolyabb statisztikai alapon való vizsgálata William Herschel nevéhez kötődik a XVIII. Század végén. Az égbolton kiválasztott 1088 területet (mindegyik negyed fok átmérőjű volt), majd megszámlolta a távcsővében látható csillagokat. Ha a csillagok a távcső látómezeje által kitüntetett kúpban egyenletes térbeli eloszlást követnének és nem volna intersztelláris fényelnyelés, a számukból következtetni lehetne a Tejútrendszer határára az adott irányban, feltéve hogy a szélső csillagok is látszanak. Ezzel a módszerrel Herschel azt kapta, hogy a Galaxis 1:5 arányban lapult és szabálytalan körvonalú rendszer (lásd 4.1. ábra).

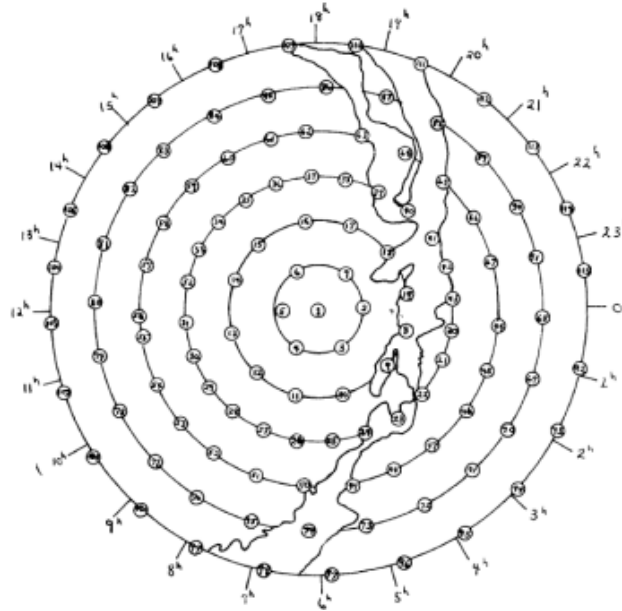


4.1. ábra: Herschel modellje a Galaxisról – a Nap a geometriai középpont közelében (Herschel 1789).

A XX. század elején Jacobus C. Kapteyn holland csillagász ezt a gondolatot elevenítette fel. Statisztikus vizsgálatokra 206 kb. 1 négyzetfokos területet jelölt ki egyenletesen elosztva az égbolton, valamint Edward Charles Pickering javaslatára a galaktikus ekvátor mentén még további 46 mezőt. A felmérésre nemzetközi együttműködést szervezett. Mezőnként katalógusba foglalták az adott obszervatóriumban reális integrációs idő mellett elérhető legjobb

határfényességgel még látható összes csillag fényességét, színképtípusát, sajátmozgását, radiális sebességét, távolságát. A határfényesség, vagy határmagnitúdó (limiting magnitude) az a legkisebb látszó fényesség (legnagyobb látszó magnitúdó érték), ami az adott mérőműszerrel még detektálható. Megadható a jel/zaj arány megjelölésével is. A $\text{Lim } m_V$ határfényesség becslésére több formula ismert, például a távcső apertúrájának D átmérőjével:

$$\text{Lim } m_V = 4,5 + 4,4 \log D \quad (\text{North 1997}) \quad (4.1)$$



4.2. ábra: Kapteyn Selected Areas – az északi égbolton a Tejút sávjával (Lynds 1969).

A vizsgálatból levont két legfontosabb következtetés:

- a Tejútrendszer a galaktikus egyenlítőre nézve nagymértékben szimmetrikus;
- a Tejút csillagzagságát halvány objektumok okozzák, ezek egy része bizonyosan nagy távolságokra van.

Az összes csillag számára a kisebb látszó fényességekre való extrapolálás után kaphatunk becslést. Az intersztelláris fénynyelést is figyelembe véve, nagyságrendileg Galaxisunk csillagainak számára 10^{11} .

4.2 A sztellárstatistika alapegyenlete

Alapvető tapasztalat volt a megfigyelési technika fejlődése nyomán, hogy a távcső határmagnitúdójának növelésével, azaz az egyre nagyobb látszó magnitúdójú (egyre halványabb) csillagok észlelésével eleinte az egységnyi térszögben észlelhető csillagszám is rohamosan növekszik. Azután, egy bizonyos magnitúdó értéktől, mely irány és hullámhosszfüggő, ez a növekedési ütem csökken. A csillagszámlálásokon alapuló statisztikai vizsgálatok alapja a következő két függvény:

- $A(m)$ az egy négyzetfokra eső csillagok száma az $m \pm 1/2$ látszó fényesség intervallumban;
- $N(m)$ az m látszó magnitúdónál fényesebb csillagok száma négyzetfokonként.

A köztük fennálló összefüggés:

$$dN(m) = A(m)dm \quad (4.2)$$

Egyenletes csillagsűrűség és elhanyagolható fénynyelés mellett:

$$\log N(m) = 0,6m + \text{konstans} \quad (4.3)$$

Marik (1989) a következőképpen foglalja össze a csillagszámlálások alapján kapott tulajdonságokat a Tejútrendszerre:

- a fényes csillagok ($m < 8$) nagyjából szférikus eloszlást mutatnak, a Tejút sávja mentén sokkal több halvány csillag található, mint a galaktikai pólusok környékén;
- az idő és felületegységenként beérkező fényenergia a pólus környezetében főként a fényes csillagoktól származik, a Tejút ragyogása elsősorban az $m=13$ körüli halvány csillagok összemosódó sugárzása adja;
- $\Delta \log A(m)$ mindig kisebb, mint a (4.3) alapján várt 0,6. Tehát a csillagok számsűrűsége tőlünk távolodva csökken és/vagy az intersztelláris térben a fényelnyelés nem hanyagolható el.

A (4.2)-ben bevezetett $A(m)$ és $N(m)$ nyilvánvalóan az l, b galaktikai irányok és az S színképtípus-luminozitási osztály függvényei is, azaz: $A(m, l, b, S)$ ill. $N(m, l, b, S)$. A sztellárstatistika célja, hogy ezen empirikus adatokból meghatározzuk az $F(r; l, b, M, S)$ térbeli sűrűségfüggvényt. Az l, b iránykoordinátákat a következő egyenletekben nem szerepeltetjük.

Általában feltesszük, hogy F két szeparálható komponens szorzata:

$$F = D_S(r)\Phi(M, S) \quad (4.4)$$

ahol $D_S(r)$ az S színképtípusú csillagok r távolságtól függő relatív térbeli sűrűsége (egységnek véve a Nap környezetében tapasztalt sűrűséget); $\Phi(M, S)$ a luminozitási függvény, az M abszolút magnitúdójú és S színképtípusú csillagok számsűrűsége (pc^{-3}) a Nap környezetében. (4.4) alapján tehát:

$$F(r, M, S) dr dM = D_S(r) dr \Phi(M, S) dM \quad (4.5)$$

Az r távolságra levő csillag m látszólagos és M abszolút magnitúdója között, $a(r)$ extinkció mellett a következő összefüggés áll fent:

$$M = m + 5 - 5 \log r - a(r) \quad (4.6)$$

Legyen egy kiválasztott égi terület térszög kiterjedésű, ekkor r távolságban egy dr vastagságú térfogatelem:

$dV = \omega r^2 dr$. Az $A(m)$ függvény értékéhez ennek a térrésznek a járuléka:

$$dA(m, S) = \Phi[m + 5 - 5 \log r - a(r), S] D_S(r) \omega r^2 dr \quad (4.7)$$

Az S spektráltípusú-luminozitási osztályú csillagok száma a térrészben r -re integrálva adódik:

$$A(m, S) = \omega \int_0^{\infty} \Phi[m + 5 - 5 \log r - a(r), S] D_S(r) r^2 dr \quad (4.8)$$

Minden színképtípust összevonva bevezetjük a $\Phi(M)$ és $D(r)$ változókat:

Ahol:

$$\Phi(M) = \sum_S \Phi(M, S) \quad (4.9)$$

$$D(r) = \sum_S D_S(r) \quad (4.10)$$

Ezekkel:

$$A(m) = \omega \int_0^{\infty} \Phi[m + 5 - 5 \log r - a(r)] D(r) r^2 dr \quad (4.11)$$

A (4.8) illetve (4.11) integrálegyenletek akkor megoldhatóak $D_S(r)$, illetve $D(r)$ -re, ha a bennük szereplő többi függvényt ismerjük: $A(m, S)$ -et, ill. $A(m)$ -et csillagszámlálásból (empirikusan); a luminozitási függvényt fél-empirikusan (extrapolálás is szükséges); az extinkció eloszlását egyszerű elméleti modellel, vagy mérésekből határozzuk meg.

A (4.8) illetve (4.11) integrálegyenletekben formálisan végtelen távolságig integrálunk, mely praktikusán akkor lenne lehetséges, ha a csillagok luminozitásának nem lenne korlátja. A legnagyobb luminozitású csillagok is csak $M_V \geq -12,6$ abszolút fényességűek. Praktikusán $M_V \geq -8,5$ korlátot választva (4.5) alapján csillagszámlálásunk távolsághatára:

$$\log r = 1 + 0,2(m + 8,5) - 0,2a(r) \quad (4.12)$$

Az általános és az adott színképtípusra korlátozott csillagszámlálások eltérnek, hiszen a csillagok térbeli eloszlása nem független a spektráltípustól. Míg az O, B csillagok alapvetően a fősíkban koncentrálnak, a későbbi színképtípusok skálamagassága nagyobb a fősíktól vett z távolság szerinti sűrűségeloszlásukat jól közelítő a magasságformulában:

$$D_S(z) \approx D_S(0) \exp(-z/\beta) \quad (4.13)$$

Ezért a mintánkba különböző relatív gyakorisággal fognak bekerülni a különböző spektráltípusú csillagok a galaktikus iránytól függően.

A (4.8) egyenletben az $a(r)$ extinkció általában nagyobb, mint nulla. A csillagok térbeli sűrűségeloszlását egy látszólagos ρ távolságskálán határozzuk meg, melyet az abszorpciós tag formális elhagyása után kapunk (4.6)-ból:

$$\rho = r \times 10^{0,2a(r)} \quad (4.14)$$

Ezt (4.8)-ba helyettesítve:

$$A(m, S) = \omega \int_0^{\infty} D_S^*(\rho) \Phi[m + 5 - 5 \log \rho, S] \rho^2 d\rho \quad (4.15)$$

$D_S^*(\rho)$ a csillagok látszólagos térbeli sűrűsége, amely a (4.14)-es távolságskálának felel meg. A deriválás szabálya szerint:

$$D_s(r)dr = D_s^*(\rho) \frac{\rho^2}{r^2} d\rho \quad (4.16)$$

Illetve (4.14)-es definíciójából:

$$D_s(r)dr = D_s^*(\rho) \left(1 + 0,2f \cdot r \frac{da}{dr}\right) 10^{0,6a(r)} \quad \text{ahol } f = \ln 10. \quad (4.17)$$

A $D_s^*(\rho)$ kiszámítása után $D_s(\rho)$ egyszerűen megkapható $a(r)$ ismeretében. Az extinkcióra gyakran az $a(r) = kr$ közelítést használjuk, ahol $0,7 < k / [mag / kpc] < 2$. Ezek alapján:

$$D_s(r) = D_s^*(\rho) 10^{0,6kr} (1 + 0,2fk r) \quad (4.18)$$

A $DS(r)$ függvény meghatározására J. C. Kapteyn által adott módszer arra alapul, hogy a (4.8)-ban megadott integrált egymáshoz csatlakozó, véges vastagságú gömbhéjakban fellépő függvényértékek összegével közelítjük. (Ennek részletes leírását lásd: Marik 1989).

Annak ellenére, hogy a sztellárstatistika alapegyenlete numerikusan egyszerűen kezelhető, a jobb megértést elősegíti, ha megismerkedünk az analitikus megoldással is. $D_s(r)$ meghatározása során G. Malmquist módszerét fogjuk követni.

Feltesszük, hogy egy adott színeképtípusba tartozó csillagok abszolút fényessége normális eloszlású, ekkor a luminozitási függvény a színeképtípus $\Phi_0(S)$ relatív gyakoriságával, az M_0 átlagos abszolút fényességgel és annak σ szórásával a következő alakban írható:

$$\Phi(M, S) = \frac{\Phi_0(S)}{\sigma} e^{-(M-M_0)^2 / (2\sigma^2)} \quad (4.19)$$

Legyen $a(r) = 0$. Ha az m látszó fényességű csillagok mind pontosan M_0 abszolút fényrendűek lennének, akkor r_0 távolságukra:

$$\log r_0 = 0,2(m - M_0 + 5) \quad (4.20)$$

Figyelembe véve a (4.19)-ben megjelenő szórást is, az $A(m, S)$ észlelt csillagszám értékéhez r_0 -tól eltérő ($r_0 \pm dr$) távolságú csillagok is hozzájárulnak. Az ω térszög, melyben a csillagszámlálást végezzük, egy kúp alakú térrészt jelöl ki. Tekintsünk ebben a kúpban r_0 távolságnál érintkező dr magasságú csonkakúpokat. A hozzánk közelebb eső csonkakúp térfogata kisebb, mint a távolabbié. Több lesz tehát az m látszó magnitúdót adó mintában az $r > r_0$ csillag, azaz több lesz az $M < M_0$ abszolút fényességű csillag, mint az $M > M_0$. Ezért az m látszólagos fényességű csillagok $\bar{M}(m)$ közepes abszolút magnitúdója M_0 -nál kisebb értéket vesz fel:

$$\bar{M}(m) = M_0 - \frac{\sigma^2}{A(m, S)} \frac{dA(m, S)}{dm} \quad (\text{Marik 1989}) \quad (4.21)$$

Az $\overline{M(m)} - M_0$ különbséget Malmquist-korrekciónak nevezzük.

4.3 Kinematika I. – Individuális csillagmozgások

Az individuális csillagpályák meghatározásához a megfigyelési hátteret az egyes csillagok mért 3 dimenziós mozgása adja. A mérési technika okán a 3 dimenziós sebességet a radiális sebesség és az úgynevezett sajátmozgásból, mint komponensekből kapjuk. A térbeli sebesség az e_R a látóvonal, illetve az erre merőleges e_t sajátmozgás irányába mutató egységvektorokkal:

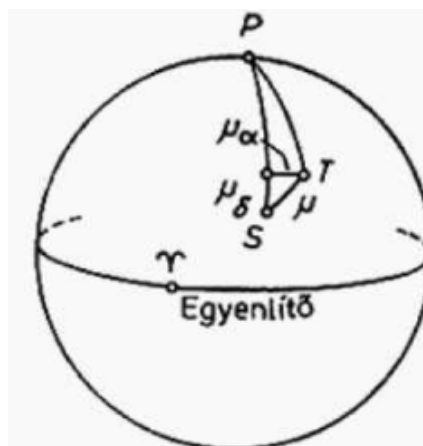
$$v = e_R v_R + e_t v_t \tag{4.22}$$

4.3.1. A sajátmozgás

A sajátmozgás a csillagok mozgásának látóvonalra merőleges vetülete, dimenziója: szögmásodperc/év, illetve szögmásodperc/évszázad. A sajátmozgás megadása: vagy nagyság és irány (\hat{E} -től K felé mért pozíciószöggel), vagy az ekvatoriális, illetve galaktikus koordináta-rendszerben adódó komponenseivel (μ_α, μ_δ ill. μ_l, μ_b), utóbbi a gyakoribb (lásd 4.3. ábra). A sajátmozgást úgy határozzuk meg, hogy egymástól távol eső időpontokban megmérjük a csillagok pozícióját valamely jól definiált vonatkoztatási rendszerben. A koordináták, és a sajátmozgás kiszámításakor a precesszió és a nutáció miatti koordinátaváltozásokat pontosan figyelembe kell venni. Az így megadott adatok általában valamelyik fundamentális katalógusra (pl. FK4 vagy FK5) vonatkoznak, melyekben a pozíciókat és sajátmozgásokat relatív mérésekkel, nagy pontossággal meghatározzák és rendszeresen újraszámolják. A szabad szemmel látható csillagokra tipikusan 0,1 ívmásodperc/év sajátmozgást kapunk.

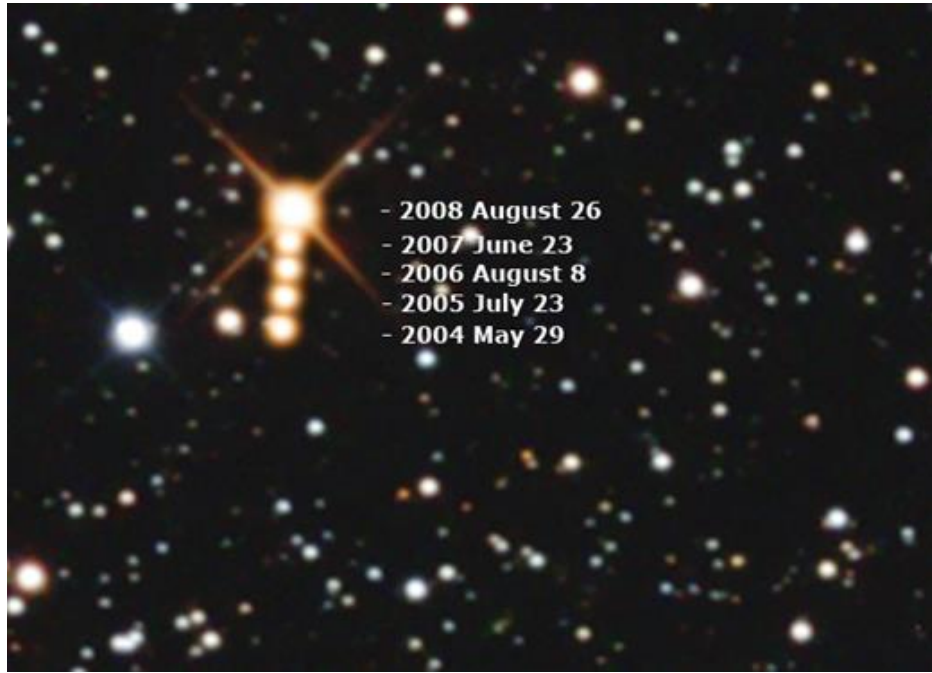
A tangenciális sebesség a μ'' szögmásodperc/év egységekben mért sajátmozgásból és a d pc-ben kifejezett távolsággal:

$$v_t = 4,74 \left[\frac{km}{s} \right] \frac{\mu''}{[1''/1\acute{e}v]} \frac{d}{[1pc]} \quad \text{ahol } \frac{1CSE}{1\acute{e}v} = 4,74 \frac{km}{s} \tag{4.23}$$

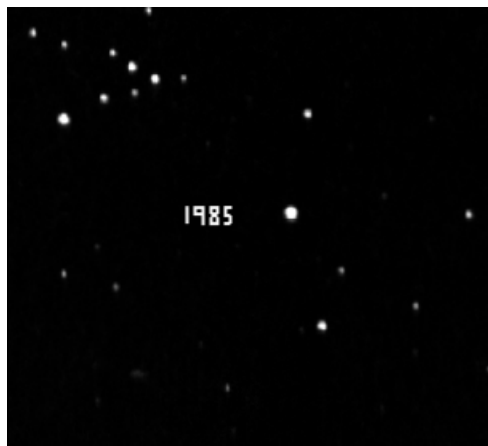


4.3. ábra: A μ sajátmozgás rektaszenció és deklináció megváltozásként értelmezett komponensei μ_α és μ_δ (Marik 1989).

A legnagyobb sajátmozgású Barnard csillag 10,3 ívmásodpercet mozdul el évente. Ez (4.24) szerint 90km/s látóirányra merőleges sebességnek felel meg (lásd 4.4. ábra és 4.1. animáció).



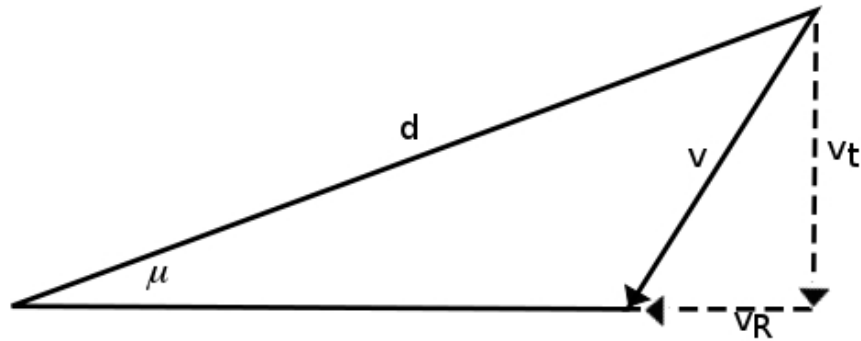
4.4. ábra: A Barnard csillag sajátmozgása 4 év alatt (Credit: Paul Mortfield & Stefano Cancelli)
http://www.backyardastronomer.com/ccd/Barnard_Mortfield_Cancelli_static2.jpg



4.1. animáció: A Barnard csillag elmozdulása 20 év alatt (Quirk 2005, animált GIF:
<http://en.wikipedia.org/wiki/File:Barnard2005.gif>)

4.3.2. A radiális sebesség

A v_R radiális sebesség a térbeli sebesség látóvonal irányú komponense, mely a Doppler hatás alapján a csillagok színképéből közvetlenül mérhető. A mérés pontossága lényegében a spektrális felbontástól függ. Megállapodás szerint a távolodó objektum sebessége pozitív. A Naprendszer közeli csillagok radiális sebességeinek átlagos értéke (mely kiválasztási effektusokkal terhelt): $v_R \approx 20 \text{ km/s}$. Vannak gyorsan mozgó csillagok is, a kategória meghatározása: $v_R > 100 \text{ km/s}$ radiális sebesség. A Barnard csillag radiális sebessége 111 km/s, ez a sajátmozgása figyelembevételével 142 km/s nagyságú térbeli sebességet ad.



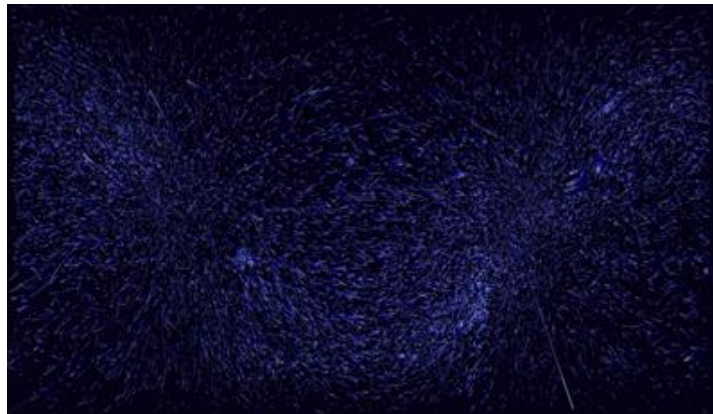
4.5. ábra: A μ sajátmozgás, v_R radiális, v_t tangenciális és v térbeli sebesség egy d távolságban lévő objektumra.

A közeli csillagok közül a Wolf 424 A/B kettőscsillag mutatja a legnagyobb térbeli sebességet. Lépine és Shara szerint ezek nagyjából a látóirányra merőlegesen 555km/s sebességgel mozognak (Lépine & Shara 2005) a Szűz csillagképben.

4.4 Kinematika II. – A Nap pekuliáris mozgása

4.4.1. Apex

A sajátmozgások és a radiális sebességek eloszlásában a legfeltűnőbb szabályszerűség, hogy az *apex*nek nevezett kitüntetett irányban és környékén a Nap környezetében a csillagok átlagosan jelentős negatív radiális sebességet és közel zérus sajátmozgást mutatnak, míg az ezzel ellentétes *antapex* irányban jelentős pozitív radiális sebességet és zérus sajátmozgást. A jelenség egyszerű magyarázata, hogy a Nap a környező csillagok rendszerének súlypontjához képest jelentős sebességgel rendelkezik. Az erre merőleges irányokban a csillagok radiális sebessége átlagosan nulla, viszont sajátmozgásuk nagy és az antapex irányába mutat. Az apex iránya természetesen függ a figyelembe vett csillagok kiválasztásától (lásd standard apex).



4.6. ábra: B és A spektráltípusú Naphoz közeli csillagok számított elmozdulása sajátmozgásuk (HIPPARCHOS és TYCHO mérések) és radiális sebességük (Kharchenko et al. 2007) alapján 200000 év alatt. Az apex (bal) és antapex (jobb) irányokban a látóirányú mozgás miatt a vetületek nem mutatnak elmozdulást (Credit: Alexander Meleg, http://en.wikipedia.org/wiki/File:Ba_b_do8mag_c6_big.gif)

4.4.2. Vonatkoztatási rendszer kitűzése

Választhatunk a Galaxis középpontjához, vagy a Nap környezetéhez rögzített koordinátarendszert. Előbbit *fundamentális nyugalmi rendszernek* (FSR: the *fundamental standard of rest*), utóbbit *helyi nyugalmi rendszernek* (LSR: the *local standard of rest*) nevezzük. A pontosabb definíciót lásd a 4.4.3. alfejezetben.

A helyi nyugalmi rendszer kitűzéséhez referencia csillagokként különböző közeli csillagcsoportokat vesznek és mozgásukat olyan derékszögű koordináta-rendszerben írják le, melynek tengelyei a galaktikus rotáció, a galaktikus anticentrum ill. az \hat{E} -i galaktikus pólus irányába mutatnak. A v térbeli sebesség komponensei a 4.7. ábra szerint:

$$\Pi = \frac{dR}{dt}; \Theta = \frac{d\theta}{dt}; Z = \frac{dz}{dt} \quad (4.24)$$



4.7. ábra: A v térbeli sebesség komponensei a Nap környezetében definiált koordináta-rendszerben

4.4.3. Lokális nyugalmi pont meghatározása

A csillagcsoport *térbeli középmozgása* a sebességeik vektoriális átlaga. Ha N a csoport tagjainak száma, akkor ennek sebesség koordinátái:

$$\bar{\Theta} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \Theta_i \quad (4.25.a)$$

$$\bar{\Pi} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \Pi_i \quad (4.25.b)$$

$$\bar{Z} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N Z_i \quad (4.25.c)$$

Lokális nyugalmi pontnak (LSR – Local Standard of Rest) a csoport $\bar{\Theta}$, $\bar{\Pi}$ és \bar{Z} sebességkomponensekkel rendelkező geometriai középpontját nevezzük. A gyakorlatban is meghatározható nyugalmi pontok típusát meghatározza, hogy mely katalógusok adataira támaszkodva számolták ki őket. A környező csillagok tanulmányozása során az ún. kinematikai és dinamikai nyugalmi pontok a legfontosabbak.

4.4.3.1. Kinematikai nyugalmi pont

A kinematikai nyugalmi pontot a nagy radiális sebességű és sajátmozgású katalógusok csillagaira alapozzák és a Nap rá vonatkoztatott sebességét a *Nap standard mozgásának* hívják (*standard solar motion*).

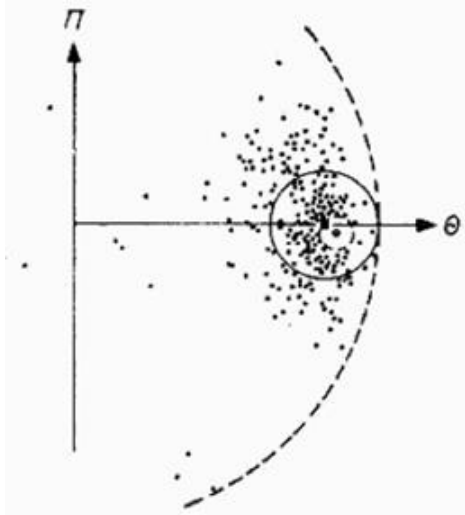
$$v_{\text{Nap,standard}} = (\Pi_{\text{Nap,standard}}, \Theta_{\text{Nap,standard}}, Z_{\text{Nap,standard}}) = (-9 \text{ km s}^{-1}, +11 \text{ km s}^{-1}, +6 \text{ km s}^{-1}) \quad (4.26. a)$$

4.4.3.1. Dinamikai nyugalmi pont

A dinamikai nyugalmi pont: az a pont, ami a Nap galaktocentrikus távolságában a Galaxis gravitációs terében szabad körpályán mozgó pont lenne. (Gyakorlatilag: a Nap 100 pc-es környezetében kiválasztott 400 A és 400 gK típusú csillag csoportjának középpontja.) A Nap dinamikai LSR-re vonatkoztatott mozgása a *Nap alapmozgása* (*basic solar motion*).

$$v_{\text{Nap,alap}} = (\Pi_{\text{Nap,alap}}, \theta_{\text{Nap,alap}}, Z_{\text{Nap,alap}}) = (-10,4 \text{ km s}^{-1}; 14,8 \text{ km s}^{-1}; 7,3 \text{ km s}^{-1}) \quad (4.26. \text{ b})$$

A Napnak a két különböző LSR-hez viszonyított mozgása komponenseiből látszik, hogy a dinamikai LSR Θ irányában kissé előresiet a kinematikaihoz képest. Ennek magyarázata a következő. A csillagok galaktocentrikus pályái kisebb-nagyobb excentricitású ellipszisek. A Nap környezetében jelenleg található csillagok egy része az R_{Nap} sugarú körön belülről jön, és apogalaktikuma környékén tartózkodik. Pálya menti sebességük Θ irányú komponense így alatta marad a lokális körsebességnek. Az R_{Nap} sugarú körön kívülről érkezett csillagok viszont közelítőleg perigalaktikumban vannak, és megfelelő sebesség összetevőjük nagyobb a lokális körsebességnél, de mivel a Tejútrendszerben a csillagok egyedsűrűsége belülről kifelé erősen csökken, a Nap környezetében átlagosan több csillag lesz apogalaktikumban, mint perigalaktikumban, így Θ irányú sebességkomponensük átlaga a lokális körsebesség alatt marad. A Nap alapmozgásának meghatározásánál szereplő A és gK típusú csillagok közel körpályán keringenek, így náluk a fenti effektus elhanyagolható.



4.8. ábra: A nagy sebességű csillagok eloszlása a Π, θ síkban. A θ tengelyen fekvő kis négyszög az LSR helyét mutatja. A heliocentrikus kör rádiusza 20, a kihúzott köré 100, míg a nagy szaggatott köré 350 km/s. Feltűnő, hogy nem található olyan csillagok, amelyek a Nappal azonos irányban, de több mint 100 km/s sebességgel gyorsabban keringenek. (Marik 1989).

4.5 Kinematika III. – Csillagcsoporton belüli mozgások

A csoporttagok a csillagcsoport súlypontjához képest általában különböző pekuliáris sebességekkel rendelkeznek. A vizsgált csillagokat a sebességkomponenseiknek megfelelő egységvektorokkal kifeszített sebességtérben ábrázolva, egyenlő sűrűségű felületeket értelmezhetünk (ezek alakja jellemző lesz a csillagok mozgásállapotára). A Nap környezetének átlagcsillagaira vonatkozóan az egyenlő sűrűségeknek megfelelő sebességfelületek háromtengelyű ellipszoidok (Schwarzschild-típusú sebességeloszlás):

$$\Phi(\Pi, \theta, Z) = \text{konstans} \cdot \exp \left[-\frac{\Pi^2}{2\sigma_{\Pi}^2} - \frac{\theta^2}{2\sigma_{\theta}^2} - \frac{Z^2}{2\sigma_Z^2} \right] \quad (4.27)$$

$d\theta dZ$ adja azoknak a csillagoknak a számát, amelyeknek a sebességösszetevői a $(\Pi, \Pi+d\Pi)$, $(\theta, \theta+d\theta)$, ill. $(Z, Z+dZ)$ intervallumba esnek (A σ -k a megfelelő sebességszórások). A sebességellipszoid leghosszabb tengelye a galaktikus centrum irányába mutat, a legrövidebb pedig merőleges a Galaxis fősíkjára. A csillagcsoport súlypontja a Tejútrendszer középpontja körül kering a galaktikus rotáció irányában.

Ha egy csillagra $\Pi=0$ és $\theta>0$ akkor perigalaktikumban van (ha $\theta<0$ akkor apogalaktikumban). Ha egy csillag térbeli

sebességére $v = \sqrt{\Pi^2 + \theta^2 + Z^2} > 100 \text{ km s}^{-1}$, akkor az *gyorsan mozgó* csillag.

A csillagok a Π, θ síkon erős aszimmetriát mutatnak (lásd 4.8. ábra). A Naptól jobbra eső (a szaggatott körön kívül fekvő) terület teljesen üres, azaz nem található olyan csillagok, amelyek a Nappal azonos irányban, de annál sokkal gyorsabban keringenek. A jelenség magyarázatát már az 1920-as években Oort megadta: θ növekedésével a csillagok viszonylag hamar átlépik a helyi szökési sebességet és elhagyják a Tejútrendszert. (A gyorsan mozgó csillagok a Nappal sokkal kisebb pályamenti sebességgel rendelkeznek, erősen elnyúlt ellipszispályákon keringenek a Galaxis középpontja körül és apogalaktikum környékén érik el a Nap környezetét.) Megfigyelési tény, hogy a gyorsan mozgó csillagok Z sebességkomponense is átlagon felüli, azaz ezek az objektumok általában nagyobb inklinációjú pályákon keringenek, mint a galaktikus fősíkot jobban megközelítő pályasíkú normál csillagok.

A Tejútrendszer egy adott tömegmodelljéhez minden a Nap környezetében megfigyelt valamely csillag Π, θ és Z

összetevőjű térsébségéből egyértelműen kiszámítható annak galaktikus pályája. A Galaxist például M_G tömegű tömegpontnak tekintve, a Nap közelében elhaladó csillag v sebességének négyzete és pályájának $2a$ nagytengelye közötti az alábbi összefüggés áll fenn (G a gravitációs konstans):

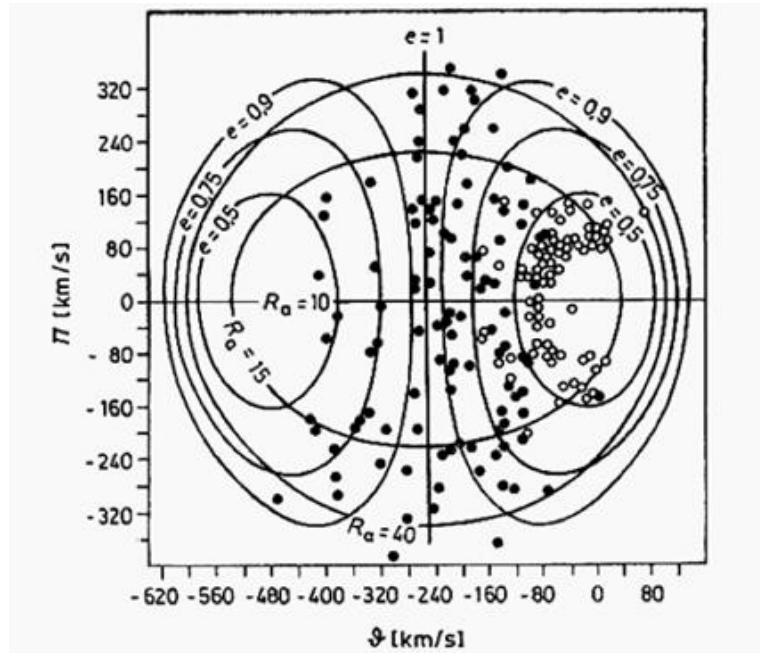
$$v^2 = \Pi^2 + \theta^2 + Z^2 = 2GM \left(\frac{1}{R_{\text{Nap}}} - \frac{1}{2a} \right) \quad (4.28)$$

Amikor a csillagok egy csoportjának sebességtérbeli eloszlását Π, θ vagy Π, Z metszetekben rajzoljuk fel az ábrát K. F. Bottlinger után Bottlinger diagramnak nevezzük. A Bottlinger diagramra az azonos excentricitás görbéket is felrajzolhatjuk, ha feltételezünk egy tömegeloszlást. Ezért a (Π, θ) sebességdiagramon - de a teljes sebességtérben is - megrajzolhatók a konstans e excentricitásnak ill. az R_a apogalaktikus távolságnak megfelelő mértani helyek. A paraméterek ilyen ábrázolásmódját Bottlinger-diagramnak hívjuk akkor is, ha az excentricitás görbék nincsenek feltüntetve.

Eggen, Lynden-Bell & Sandage a Galaxis fősíkjában egy egyszerű $\Phi(\omega)$ gravitációs potenciált feltételezett, ez az ELS potenciál (Eggen et al. 1962):

$$\Phi(\omega) = \frac{GM_G}{b^2 + (\omega^2 + b^2)^{1/2}} \quad (4.29)$$

A (4.29.) egyenlet alkalmazásával a 4.9. ábra szerinti Bottlinger diagramot kapjuk.



4.9. ábra: A Bottlinger-diagram, a csillagok LSR-hez viszonyított sebességei. Az üres köröcskék gyenge, a tele köröcskék erős ultraibolya többletű csillagokat jelölnek (Eggen 1964). Az azonos excentricitású vonalakat figyelve látjuk, hogy a nagy ultraibolya többletet mutató csillagok azok a nagy sebességű objektumok, amik a modell potenciál terében nagy excentricitású pályákon mozoghatnak.

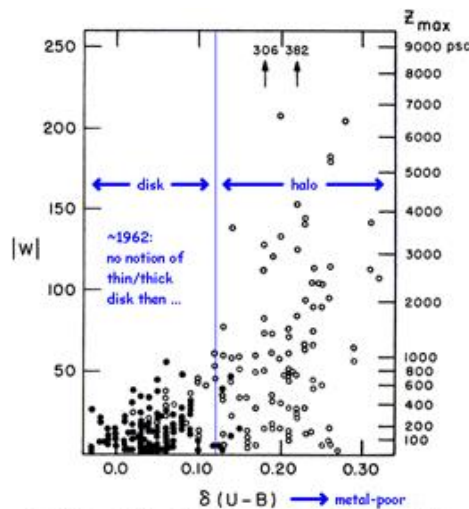


Fig. 5 – The correlation between the W -velocity, perpendicular to the galactic plane, and the ultra-violet/visual excess for the 221 stars in our sample. The filled and open circles represent the stars in our first and second catalogues, respectively.
 *subdwarfs have brighter (U-B) colours than normal (MS) stars having the same (B-V) -> metal-poor

4.10. ábra: A Korongra merőleges W sebességkomponens abszolútértéke az ultraibolya többlet függvényében (ezek fémszegények – lásd még 8. fejezet). A nagy sebességűeket az ultraibolya többletes források között találjuk. (Eggen et al. 1962, Courteau 2013)

Referenciák és további olvasnivaló a fejezet témájában:

Adibekyan, W. Zh. et al. 2013: “Kinematics and chemical properties of the Galactic stellar populations -The HARPS FGK dwarfs sample”, arXiv:1304.2561v2

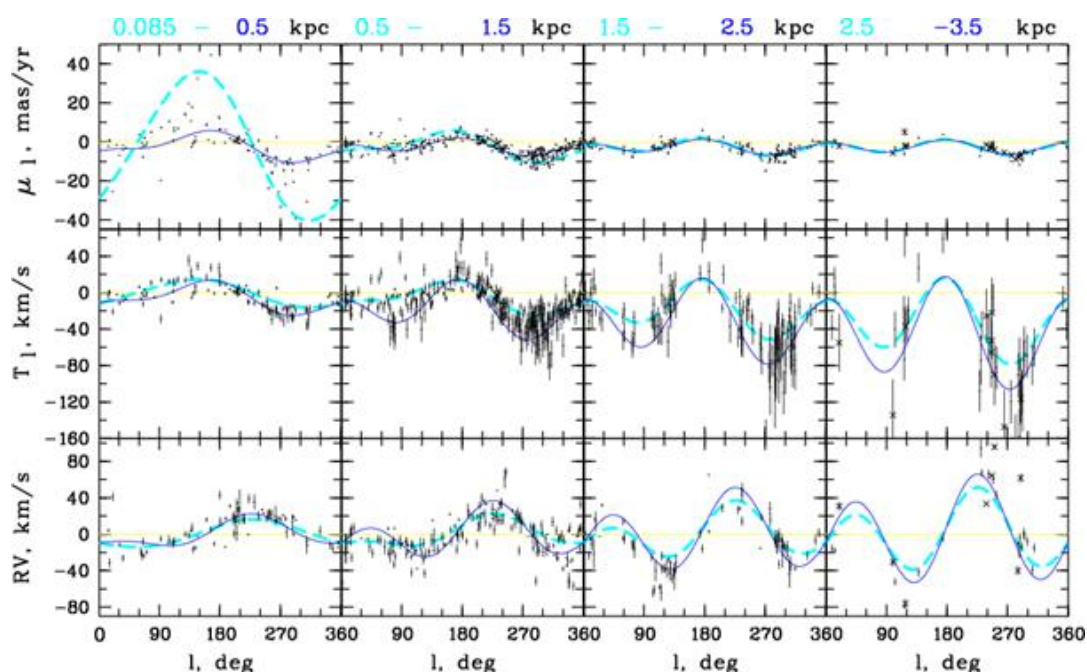
- Balázs, L. G. 1995:** “*Solution of the basic equation of stellar statistics*”, Inverse Problems 11 731.
doi:10.1088/0266-5611/11/4/008
- Blitz, L., Fich, M., & Stark, A. A. 1982:** „*Catalog of CO radial velocities toward galactic H II regions*“, ApJS, 49, 183
- Bottlinger, K.F. 1933:** “*Beitraege zur Theorie der Rotation des Sternsystems*”,
Veroeffentlichungen der Universitaetssternwarte zu Berlin-Babelsberg ; Bd. 10, Heft 2, Berlin : F. Dummler, 1933., 38 p.[1933VeBB...2.....B](#)
- Burton WB, Gordon MA. 1978:** “*Carbon monoxide in the Galaxy. III - The overall nature of its distribution in the equatorial plane*”, A&A, 63, 7
- Clemens, D. P. 1985:** “*Massachusetts-Stony Brook Galactic plane CO survey - The Galactic disk rotation curve*”, ApJ, 295, 422
- Courteau, S. 2013:** “*Stellar Kinematics*”, <http://www.astro.queensu.ca/~courteau/Phys216/kin.html>
- Demers, S., Battinelli, P. 2007,** „*C stars as kinematic probes of the Milky Way disk from 9 to 15 kpc*“, A&A, 473, 143
- Eggen, O.J. et al. 1962:** “*Evidence from the motions of old stars that the Galaxy collapsed.*”, ApJ, 136, 748
- Eggen, O.J. 1964:** Roy. Obs. Bul. 84
- Fich, M., Blitz, L., & Stark, A. A. 1989:** „*The rotation curve of the Milky Way to 2 R(0)*“, ApJ, 342, 272
- Honma, M., Bushimata, T., Choi, Y. K.; Hirota, T., Imai, H. et al. 2007:** “*Astrometry of Galactic Star-Forming Region Sharpless 269 with VERA: Parallax Measurements and Constraint on Outer Rotation Curve*”, PASJ 59, 889
- Honma, M., Sofue, Y., 1997a:** “*Rotation Curve of the Galaxy*”, PASJ 49, 453
- Honma, M., Sofue, Y. 1997b:** “*On the Keplerian Rotation Curves of Galaxies*”, PASJ, 49, 539
- Kapteyn, J.C., 1908:** „*On the Number of Stars of Determined Magnitude and Determined Galactic Latitude*”, Publications of the Kapteyn Astronomical Laboratory Groningen, vol. 18, pp.1-54
- Kharchenko N.V. et al. 2007:** „*The catalogue of radial velocities of galactic stars with high precision astrometric data, the 2nd version (CRVAD-2).*”, AN, 328, 889
- Kunkel, , W.E. 1979:** „*On the origin and dynamics of the Magellanic Stream*”, ApJ, 228, 718
- Lépine, S. & Shara, M. M. 2005:** “*A Catalog of Northern Stars with Annual Proper Motions Larger than 0.15" (LSPM-NORTH Catalog)*”, AJ, 129, 1483
- Lyds, B.T. 1969:** „*The Plan of Selected Areas*”, Astronomical Society of the Pacific Leaflets, Vol. 9, No. 412, p.89
- Marik, M., 1989:** „*Csillagászat*”, Budapest, Akadémiai kiadó
- Mihos, C. 2011:** „*Galaxies and Cosmology*”, Department of Astronomy, CWRU, <http://burro.astr.cwru.edu/Academics/Astr222/>
- North, G. 1997:** „*A better formula for telescopic limiting magnitudes?*”, Journal of the British Astronomical Association, vol.107, no.2, p.82
- Trager, S. 2012:** „*The Milky Way Part 2 — Stellar kinematics, Physics of Galaxies 2012 part 7*”, University of Groningen, <http://www.astro.rug.nl/~sctrager/teaching/PoG/2012/StellarKinematics.pdf>

5. fejezet - A Tejútrendszer rotációja

Fejezet tartalma: a forgás jellemzése és a származtatott mennyiségek.

5.1. Forgás megfigyelése

A Naprendszer környezetében a v_r radiális sebességek értékei az l galaktikus hosszúság szerint sinus-os, a sajátmozgásból számított v_t tangenciális sebességeké pedig cosinus-os hullámzást mutat (5.1. ábra). A Bertil Lindblad modelljéből kiinduló Jan Oort gondolatmenetét követve (Oort 1927a) ezt a Tejútrendszer korongjának differenciális rotációjával magyarázzuk, meghatározva a főbb konstansokat. A levezetésben a Naprendszer R_0 galaktocentrikus távolságánál sokkal kisebb r sugarú környezetét tekintjük, azaz $r \ll R_0$.



5.1. ábra: Nyílthalmazok csillagainak sajátmozgása, tangenciális sebessége és radiális sebessége a galaktikus hosszúság függvényében a Naprendszer körüli 3 különböző távolság intervallumra, modell illesztésekkel (bővebben lásd: Piskunov et al. 2006).

Közelítésünkben feltesszük, hogy a Korong csillagai a Korong fősíkjával párhuzamos pályákon egyenletes körmozgást végeznek. Célunk, hogy a Korong csillagainak radiális és tangenciális sebességét a Naptól való r távolság és az l galaktikus hosszúság függvényében felírjuk. Az 5.2. ábra szerint a GC-Nap-C háromszög θ szöge nagyon kicsi $\theta^{rad} \ll 1$, mert $r \ll R_0$. Ebben a szögben felírt sinus-tétel:

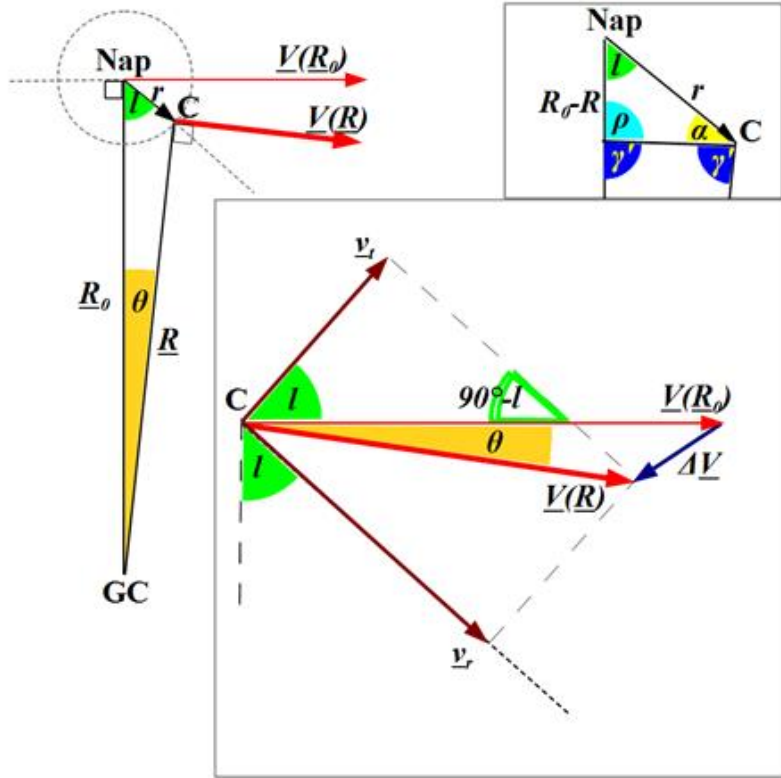
$$R \sin(l + \theta) = R_0 \sin(l) \quad (5.1)$$

A $V(R)$ keringési sebesség v_r radiális komponense a $V(R)$ komponenseit bemutató részábra szerint és (5.1) kihasználásával:

$$v_r = V(R) \sin(l + \theta) = V(R) R_0 \sin(l) / R \quad (5.2)$$

A Nap $V(R_0)$ keringési sebességének C irányába mutató komponense:

$$v_{r, \text{Nap}} = V(R_0) \sin(l) \quad (5.3)$$



5.2. ábra: A Tejútrendszer rotációjának leírása a Nap környezetében $r \ll R_0$. A Galaxis középpontját „GC” egy tetszőleges korongbeli csillagét „C”-vel jelöltük. A Nap, illetve a csillag sebességvektorának nagysága: $V(R_0)$, ill. $V(R)$.

A csillag radiális sebességként kimérhető sebesség különbség:

$$\Delta v_r = v_{r,C} - v_{r, \text{Nap}} = V(R) \sin(l + \theta) - V(R_0) \sin l = V(R) R_0 \sin l / R - V(R_0) \sin l = R_0 \sin l \left[\frac{V(R)}{R} - \frac{V(R_0)}{R_0} \right] \quad (5.4)$$

Ez egy globális formula (nem csak a Nap környezetére). Vegyük észre, hogy a szögletes zárójelben az R és R_0 galaktocentrikus távolságoknál érvényes az $\Omega(R)$ és $\Omega(R_0)$ szögsebességek különbsége szerepel, hiszen.

$$\Omega(R) = \frac{V(R)}{R} \quad (5.5)$$

Ezt közelíthetjük a $\Omega(R)$ függvény R_0 -nál vett deriváltja valamint az R és R_0 különbsége szorzatával:

$$\Omega(R) - \Omega(R_0) \approx \left[\frac{d\Omega(R)}{dR} \right]_{R_0} (R - R_0) \quad (5.6)$$

Az r -rel szemközt lévő ρ szög a GC-Nap-C háromszögben:

$$\rho = 180^\circ - \gamma' = 180^\circ - \left(90^\circ - \frac{\theta}{2} \right) = 90^\circ + \frac{\theta}{2} \quad \text{mert } \gamma' = \frac{180^\circ - \theta}{2} \quad (5.7)$$

Az $R - R_0$ oldallal szemközti szög ebből:

$$\alpha = 90^\circ - l - \frac{\theta}{2} \quad (5.8)$$

Az $R - R_0$ oldalt sinus-tételből kifejezve:

$$R - R_0 = r \frac{\sin \alpha}{\sin \rho} = r \frac{\sin \left(90^\circ - l - \frac{\theta}{2} \right)}{\sin \left(90^\circ + \frac{\theta}{2} \right)} \approx r \cos l \quad (5.9)$$

(5.4)-et (5.6) és (5.9) alapján átalakítva:

$$\Delta v_r \approx R_0 \sin l \left[\frac{d\Omega(R)}{dR} \right]_{R_0} r \cos l = r \frac{1}{2} R_0 \left[\frac{d\Omega(R)}{dR} \right]_{R_0} \sin 2l \quad (5.10)$$

(5.10)-et más alakban is írhatjuk (5.5) és az összetett függvény deriválási szabálya szerint átalakítva:

$$\Delta v_r \approx r \frac{1}{2} \left(\frac{V(R_0)}{R_0} - \left[\frac{dV(R)}{dR} \right]_{R_0} \right) \sin 2l \quad (5.11)$$

A tangenciális sebesség eltérést kifejezhetjük a fentiekhez hasonlóan:

$$\Delta v_t = \left[\Omega(R) - \Omega(R_0) \right] R_0 \cos l - r \Omega(R) \quad (5.12)$$

Ismét (5.6)-ot alkalmazzuk:

$$\Delta v_t = \left[\frac{d\Omega(R)}{dR} \right]_{R_0} (R - R_0) R_0 \cos l - r \Omega(R) \quad (5.13)$$

Majd (5.9)-et:

$$\Delta v_t = \left[\frac{d\Omega(R)}{dR} \right]_{R_0} r R_0 \cos^2 l - r \Omega(R) \quad (5.14)$$

Ahonnán (5.5) figyelembevételével, valamint a $\cos^2 l$ és $\cos 2l$ közti összefüggés felhasználásával a következő alakra juthatunk:

$$\Delta v_t \approx r \frac{1}{2} \left(\frac{V(R_0)}{R_0} - \left[\frac{dV(R)}{dR} \right]_{R_0} \right) \cos 2l - r \frac{1}{2} \left(\frac{V(R_0)}{R_0} + \left[\frac{dV(R)}{dR} \right]_{R_0} \right) \quad (5.15)$$

5.2. Oort-féle nyírási és forgási együtthatók

5.2.1. Nyírási együttható és ráta

A korong forgását leírva bevezetjük az $A(R_0)$ Oort-féle nyírási együtthatót (*Oort's first, shear constant*), ami egy kitüntetett R_0 sugárnál a $V(R)$ körsebesség R szerinti deriváltja és az $\Omega(R_0)$ szögsebesség különbségének fele. Az S nyírási ráta pedig az Oort-féle nyírási együttható és a szögsebesség hányadosa, azaz:

$$A(R_0) = \frac{1}{2} \left(\frac{V_0}{R_0} - \left[\frac{dV(R)}{dR} \right]_{R_0} \right) \quad \text{ahol} \quad \Omega(R_0) = \frac{V_0}{R_0} \quad (5.16)$$

$$S(R) = \frac{A(R)}{\Omega(R)} = \left(1 - \frac{R}{V(R)} \frac{dV}{dR} \right) \quad (5.17)$$

Egy mereven forgó testre a nyírási együttható és így a nyírási ráta is zérus, hiszen minden R_0 sugárnál:

$$\left[\frac{dV(R)}{dR} \right]_{R_0} = \frac{V_0}{R_0} \quad \text{tehát} \quad A(R_0) = 0 \quad (5.18)$$

Ha $V(R) = V_{flat}$ állandó, azaz a „rotációs görbe lapos” (*flat rotation curve*), akkor:

$$A = \frac{V_{flat}}{R} \quad (5.19)$$

Az M31-re $R_0 = 10$ kpc-nél a nyírási ráta $S(10 \text{ kpc}) = A / \Omega = 0,54 \pm 0,02$ (lásd Seigar et al. 2008).

5.2.2. Forgási együttható

A B Oort-féle rotációs, avagy *forgási együttható*:

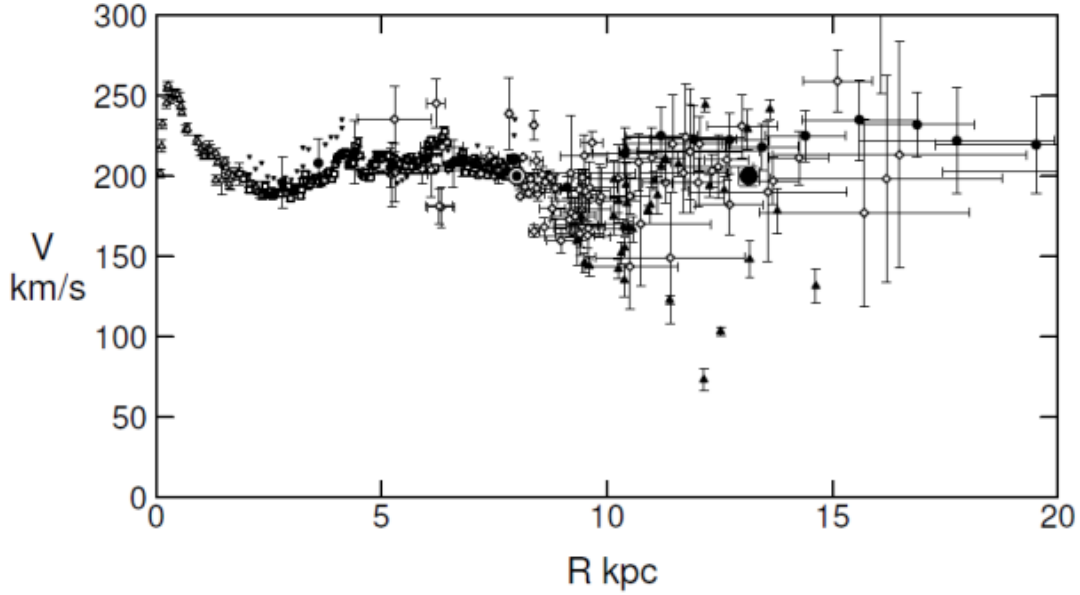
$$B(R_0) = -\frac{1}{2} \left(\left[\frac{dV(R)}{dR} \right]_{R_0} + \frac{V_0}{R_0} \right) \quad \text{ahol} \quad \omega(R_0) = V_0 / R_0 \quad (5.20)$$

Merev testre (5.8) alkalmazásával:

$$B(R_0) = -\frac{V_0}{R_0} = -\Omega \quad (5.21)$$

5.3. A rotációs görbe

A rotációs görbe meghatározásához radiális sebesség mérések vezetnek (lásd például az 5.3. ábrát). A rotációs görbét a spirálgalaxis alrendszerének tömegeloszlását modellezve előállított sebesség profillal illesztjük.



5.3. ábra: A Tejútrendszer rotációs görbéje, az észlelt rotációs sebességekkel (Sofu et al. 2009). Jelölések: nyílt háromszögek: HI tangenciális sebesség módszer (Burton and Gordon 1978); Négyzetek: CO (Clemens 1989); Csúcsára állított háromszög: HI (Fich et al. 1989); Rombusz: CO és HII zónák (Fich et al.1989, Blitz et al. 1982); Tele háromszögek: Demers and Battinelli (2007); Körök: HI thickness (Honma and Sofue 1997a,b); Nagy kör R=13,1 kpc-nél: VERA-parallaxis, sajátmozgás és radiális sebesség (Honma et al. 2007). Az adatokat a

$$(R_{\text{Nap}}, V_{\text{Nap}}) = (8, 0; 200, 0 \text{ km s}^{-1})$$

rendszerbe konvertálták.

A Tejútrendszer rotációs görbéje tehát a csillagos korong határán még a Nap galaktocentrikus távolságánál mért értékhez közel azonos sebességet mutat. A tömegeloszlás modellek a 4.8. ábrán bemutatott példa szerint reprodukálják a rotációs sebesség szerint megkövetelt gravitációs potenciált.

5.4 Sztellárdinamika, tömegmodellek

A Tejútrendszer tömegeloszlásából származó „simított” gravitációs erőter minden pontján ható erőket *reguláris erőknek*, az egyes galaktikus objektumok (csillagok, csillaghalmazok) szűk környezetében fellépő lokális erőterekben fellépő erőket *irreguláris erőknek* nevezzük. A reguláris erők hatására kialakuló pályákat az irreguláris erők

perturbálják. A teljes Galaxis összes tömegpontja egy $f(\underline{r}, \underline{V}, t)$ eloszlásfüggvénnyel leírható, ahol \underline{r} és \underline{V} a hely és sebesség vektorok, t pedig az idő. Ezt az eloszlásfüggvényt csak a Nap közvetlen környezetében van módunk megismerni, a távolabbi részeket modellt-alkotással, és azt mérésekkel erősítjük meg néhány kis térrészben. Fontos

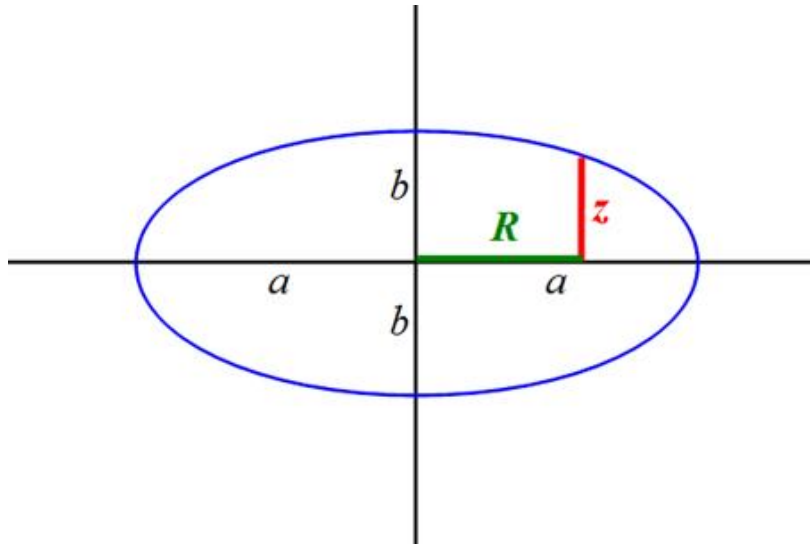
megjegyezni, hogy a nem vektorként szereplő V a térbeli sebességvektornak az adott helyen fellépő galaktikus forgás irányába mutató komponense.

5.4.1. Rotációs görbe és tömegeloszlás

A Galaxis tömegeloszlását részben, a hasonlóan mutató extragalaxisok felmérése alapján, hengersizmetrikus

közelítéssel írjuk le. A tömegsűrűséget tehát $\rho = \rho(R, z)$ alakban az R galaktocentrikus sugár és a z galaktikus szimmetriásktól vett távolság függvényében írjuk le.

A galaxis-szerkezeti előtanulmányok szerint szintén feltételezhető, hogy populációk szerint is meghatározhatunk alrendszereket, melyek tömegeloszlását forgás-ellipsoidokkal közelíthetjük. Ebben a sematikus modellben egy-egy populációra a forgás-ellipsoid excentricitása állandó. Ekkor a sűrűség-eloszlás az adott populációra egy paraméteres lesz, azaz $\rho_i = \rho_i(a)$ és i egy-egy populációt jelöl.



5.4. ábra: Az ellipszis Descartes koordináta-rendszerben, és a kapcsolat az R, z, a és b változók között.

Az ellipszis Descartes koordináta-rendszerben felírt egyenlete most $b^2 = a^2(1 - e^2)$ miatt (lásd 5.4. ábra):

$$\frac{R^2}{a^2} + \frac{z^2}{b^2} = 1, \text{ azaz } \frac{R^2}{a^2} + \frac{z^2}{a^2(1 - e^2)} = 1 \quad (5.22)$$

Amit az a fél nagytengelyre rendezve

$$a^2 = R^2 + z^2 / (1 - e^2) \quad (5.23)$$

A nagyleptékű sűrűségeloszlást a $V(R)$ rotációs görbéből határozhatjuk meg. A körpályán tartó centripetális gyorsulást, avagy a K_R tömegegységre eső centripetális erőt felírva:

$$K_R(R) = \frac{-V^2}{R} \quad (5.24)$$

Rendezzük 5.23-at V^2 -re, és 5.22-et helyettesítjük:

$$V^2 = -RK(R) = 4\pi G \sqrt{1 - e^2} \int_0^R a^2 \sqrt{R^2 - a^2 e^2} \rho(a) da \quad (5.25)$$

Ha a $V(R)$ rotációs görbét populációként mérni tudjuk, akkor az 5.24 integrálegyenletből $\rho(a)$ meghatározható.

A praktikus használt tömegmodellek közül néhány történetileg és alkalmazott elvében jelentőséget említünk meg.

5.4.2. Oort és Schmidt tömegmodellje

Jan Oort tömegmodellje (1952) egymást átható homogén forgás-ellipszoidokból áll. Természetesen az ellipszoidok felületén a gravitációs gyorsulás nem folytonos.

M. Schmidt egy háromkomponensű modellt állított fel. A Galaxis középpontjában egy pontszerű tömeg van, amit a nukleuszunk feleltethetünk meg. E körül egy két részből álló sferoidális rendszer van a belső és külső részekben eltérő függvényekkel leírható a-szerinti sűrűség eloszlással (Schmidt 1965).

5.4.3. Becslés a tömegre a Nap Galaktikus pályáján belül

A Nap egy kb. $d_{GC} = 8,5 \text{ kpc}$ sugarú nagyjából körpályán kering a Galaxis középpontja körül. Egy keringés $t_{kering}(d_{GC})$ ideje kiszámítható a körpálya kerületének és a $V_{Nap} = 220 \text{ km/s}$ pályamenti sebesség hányadosaként.

$$t_{kering}(d_{GC}) = \frac{2\pi d_{GC}}{V_{Nap}} = \frac{2\pi \times 8,5 \times 10^3 \times 3,086 \times 10^{16} [m]}{220 \times 10^3 [m/s]} = 2,37 \times 10^8 \text{ év} \quad (5.26)$$

A keringésre Kepler mozgást feltételezve a központi tömeg is megbecsülhető. Ha, a fél nagytengelyt CSE (csillagászati egységben), a keringési időt évben mérjük:

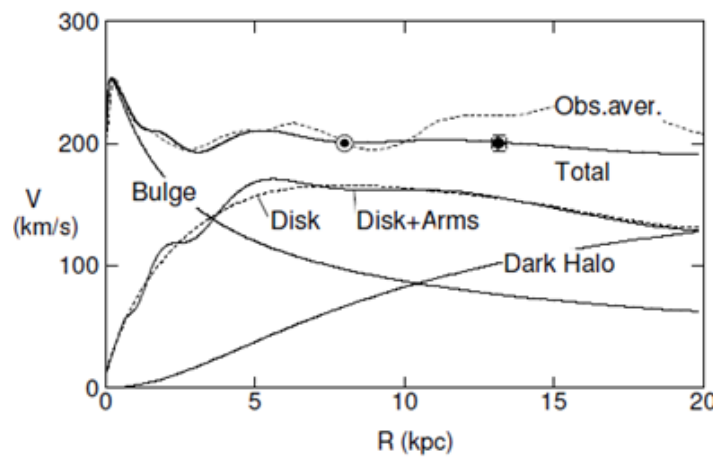
$$M(d_{GC}) = \frac{(d_{GC} / [1 \text{ CSE}])^3}{(t_{kering}(d_{GC}) / [1 \text{ év}])^2} [M_{Nap}] \quad (5.27)$$

Behelyettesítve 5.26-ot:

$$M(d_{GC}) = \frac{(1,75 \times 10^3)^3}{(2,37 \times 10^8)^2} [M_{Nap}] \approx 10^{11} [M_{Nap}] \quad (5.28)$$

5.4.4. A Tejútrendszer tömege

A tömeget természetesen tetszőleges R galaktocentrikus távolságnál megbecsülhetjük, ha megfelelő galaktikus objektumokra meghatározzuk a keringési sebességet. A $V(R)$ rotációs görbét a 4.8. ábra szerint különféle mérések egyesítésével kapjuk a Tejútrendszerre.



5.5. ábra: A Tejútrendszer egyes komponensei jelenlétében fellépő elméleti rotációs görbék, és a mért görbe összehasonlítása (Sofu et al. 2009). A komponensek: Dudor (Bulge); Korong (Disk) illetve Korong spirálkarokkal (Disk+Arms); Sötétanyag Halo (Dark Halo). Az egyesített modell görbe (Total) a Nap és egy interferometrikus mérési pont (Honma et al. 2007, a VERA-val) jelével kicsit eltér a mérések átlagaként kapott görbétől (Obs. aver).

A teljes tömeget megbecsülhetjük a 20kpc-es sugáron belül is (4.6) szerint 20kpc és $V(20\text{kpc})=230\text{km/s}$ helyettesítésével. Ez $M(20\text{kpc}) = 2 \times 10^{11} M_{\text{Nap}}$ tömeget ad. Ezen a határon kívül már a szatellita galaxisok mozgásából számolunk tömeget, mely egyes becslések szerint elérheti a $M = 8 \times 10^{11} M_{\text{Nap}}$ értéket.

Tekintettel arra, hogy a csillagokból és a csillagközi gázból azok sugárzása alapján számított össztömeg ennek nagyjából 10%-a, feltételezzük, hogy a Galaxis tömegének nagyobb részét sötét anyag teszi ki.

A komponensek tömege 20kpc galaktocentrikus távolságig (Sofu et al. 2009):

- Dudor (bulge): $M_b = 1,8 \times 10^{10} M_{\odot}$
- Korong (disk): $M_b = 6,5 \times 10^{10} M_{\odot}$
- Halo (20 kpc): $M_b = 1,24 \times 10^{11} M_{\odot}$
 - ezen belül belső Halo (10kpc): $M_b = 4,2 \times 10^{10} M_{\odot}$

Referenciák és további olvasnivaló a fejezet témájában:

Bovy, J. et al. 2012: „*The Milky Way's Circular-velocity Curve between 4 and 14 kpc from APOGEE data*”, ApJ, 759, 131

Marik, M., 1989: „*Csillagászat*”, Budapest, Akadémiai kiadó

Oort, J. 1927a: „*Observational evidence confirming Lindblad's hypothesis of a rotation of the galactic system*”, BAN, 3, 275O

Oort, J. 1927b: „*Additional notes concerning the rotation of the galactic system*”, BAN, 4, 91O

Oort, J. 1942: „*The constants of differential rotation and the ration of the galactic axes of the velocit ellipsoid inthe case when peculiar motions are not negligible*”, BAN, 9, 334O

Piskunov, A.E. 2006: „*Revisiting the population of Galactic open clusters*”, A&A, 445, 545

Yefremov, Y.N. et al. 2007: „*Ionized and neutral gas in the peculiar star/cluster complex in NGC 6946*”, MNRAS, 382, 481

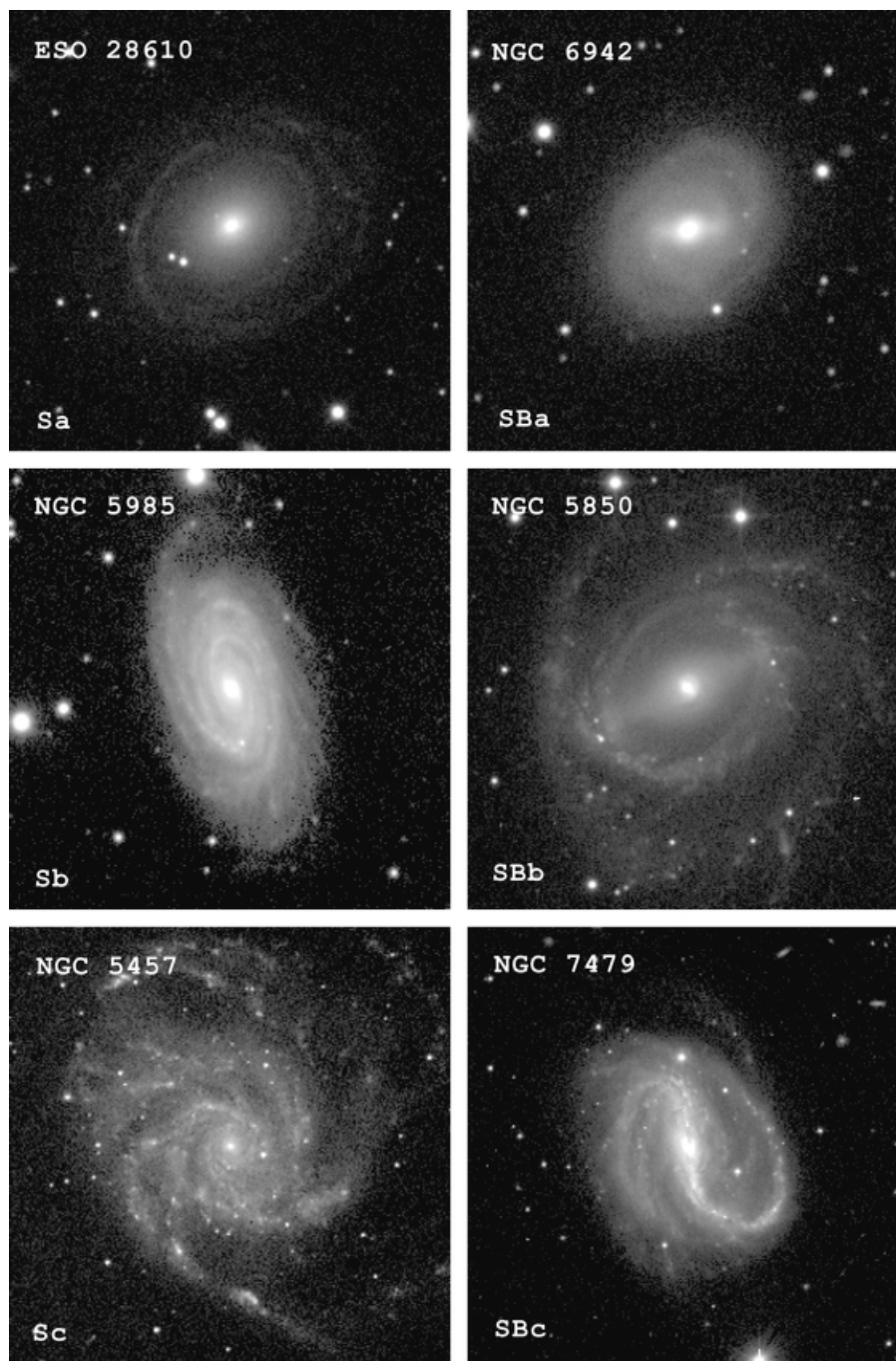
Weaver, H. 1955: „*Mathematical bias in the Oort A and B parameters derived from proper motions*”, AJ, 60, 211

6. fejezet - A Tejút spirális szerkezete

6.1. Spirálkar indikátorok

6.1.1. A spirálkarok megjelenési formái

A spirálkarok a korongban láthatók. Az Sa-tól az Sb-n keresztül az Sc osztályig a nukleusz részesedése a luminozításban csökken, és a karok eltérülési szöge növekszik. Az Sa-k nagy dudorral és szorosan feltekeredett karokkal, az Sc-k kis nukleusszal és laza karokkal rendelkeznek.



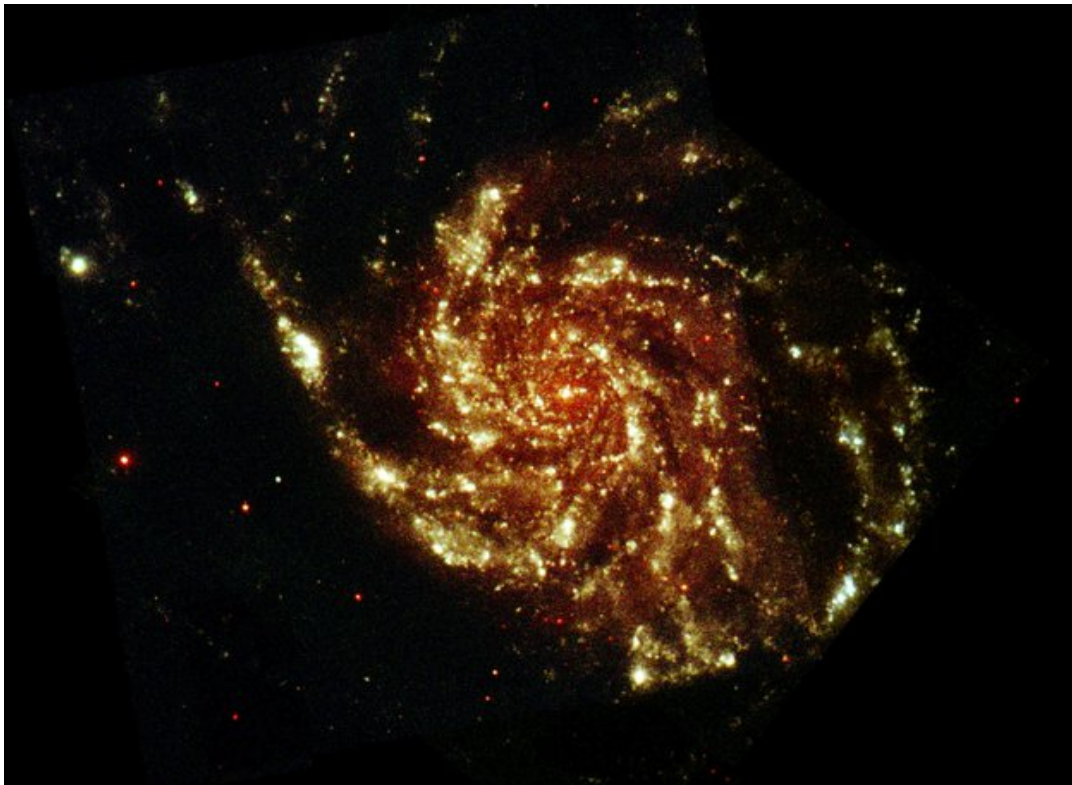
6.1. ábra: A spirálkarok a Hubble-Sandage osztályokban (Whittle 2011).

A korongban lehet csak spirál, vagy inkább gyűrű struktúra, vagy a kettő együtt. Lehet küllő mentes, vagy erőteljes küllővel rendelkező galaxis. A változatos formák mellett a spirálkar alkotók ugyanazok:

- fiatal, nagytömegű csillagok, és ilyenek csoportjai, azaz OB asszociációk;
- ionizált hidrogén felhők, azaz HII zónák;
- 10^5 naptömeg tömegű, molekuláris hidrogént tartalmazó felhők, azaz óriás molekulafelhők (giant molecular cloud, GMC)
- HI szuperfelhők bennük óriás molekulafelhők és OB asszociációk, azaz csillag-gáz komplexek (lásd például Yefremov et al. 2007)

6.1.2. OB asszociációk és HII zónák

A fiatal, nagytömegű csillagok 10-50pc sugarú környezetüket ionizálják, a csillagok és a meleg, ionizált gáz ultraibolya sugárzása (UV kontinuum), valamint a hidrogén gáz rekombinációja nyomán a hidrogén Lyman α vonalas sugárzása kirajzolja a spirálkarokat. A forró csillagok sugárzása közvetlenül, illetve szóródva a csillagközi felhők porszemcséin ultraibolya és kék tartományban is megfigyelhető. A spirálgalaxisok korongjának ultraibolya és kék képe ezért hasonló – a spirál szerkezetet mutatja.



6.2. ábra: Az M101 spirálgalaxis ultraibolya kompozit képe az XMM-Newton Optical Monitor távcsövével.
Színkódolás: vörös (200–400 nm), zöld (200–300 nm), kék (175–275 nm)
(<http://spaceimages.esa.int/Images/2013/06/M101> ESA/XMM & R. Willatt).

A látható tartományban jelentős a hidrogén Balmer α vonalas emissziója szintén a rekombináció kísérő jelenségéeként. Ez okozza, hogy vörös sávú felvételeken megint a spirálkarok uralják a korong morfológiáját. A közeli infravörös tartományban a HII zónák forró porszemcséinek folytonos sugárzása, valamint az ultraibolya sugárzással gerjesztett legkisebb porszemcsék vonalas emissziója uralkodó, mely ismét a spirálkarokat rajzolja ki. A távoli infravörös hullámhosszakon az OB asszociációk közelében felmelegített nagy porszemcsék folytonos sugárzása megint jelentős lesz a spirálkarokban.

Az OB asszociációkat és HII zónákat tehát láthatjuk az ultraibolyától a távoli infravörösig.

6.1.3. Óriás molekulafelhők és HI szuperfelhők

A spirálgalaxisok korongjában mindenhol jelen van a csillagközi gáz és annak leggyakoribb eleme a hidrogén. Már az első HI 21cm-es felmérések lokális maximumokat jeleztek a semleges hidrogén gáz sűrűségében az OB asszociációk eloszlása alapján megrajzolt Galaktikus spirálkarok mentén. Az extragalaxisokban szintén azt tapasztaljuk, hogy a legnagyobb HI felhők kirajzolják a spirálkarokat. Gyakran ezek a látható korongon kívül a „csillagos” karok meghosszabbításaként tűnnyúlnak azokon.

Bizonyos nagy extinkciójú galaktikus felhőkben a HI 21cm-es sugárzás A CO gáz vonalas emissziója jó nyomjelzője a molekuláris hidrogénnek a galaxisokban. A CO rotációs energiaszintjeit az elmélet szerint a H₂ molekulákkal való ütközés gerjeszti. Az első gerjesztett forgási energiaszintről az alapállapotba kerülő CO molekulák kb. 115GHz frekvencián (azaz kb. 2.6mm hullámhosszon) sugároznak. Bár az ilyen sugárzást mutató felhők a korongban mindenhol megtalálhatóak, a legnagyobb tömegűek a spirálkarokban, illetve ha van, a gyűrűben koncentrálnak. Ezek az óriás molekulafelhők extragalaxisokban is beazonosíthatóak.

A spirálkarok csak pár százalékos lokális sűrűség növekedést jelentenek, mégis meghatározó a járuléka a spirálgalaxis luminozitásához.

6.2. A korong stabilitása

A korong komponensekben a csillagok σ_z vertikális sebesség szórása a vékony korongra: $\sigma_z \approx 25$ km/s, a vastag korongra: $\sigma_z \approx 50$ km/s. A sebesség szórásból a korong Σ_{tejjes} felületi tömegsűrűsége is következtethetünk:

$$\sigma_z^2 = 2\pi G z_0 \Sigma_{tejjes} \quad (6.1)$$

A korong helyi stabilitása attól függ, hogy radiális sebesség perturbáció miatt nem tágul-e gyorsabban, mint a szökési sebesség, illetve, hogy van-e akkora a keringési sebesség az adott rádiusznál, hogy ne következzen be a gravitációs kollapszus (lásd 6.3. ábra).

$$t_{kollapszus} \approx \frac{R}{V} \approx \frac{R}{(GM/R)^{1/2}} \approx (R^3/GM)^{1/2} \approx (R/G\Sigma_{tejjes})^{1/2} \quad (6.2)$$

$$t_{szökési} \approx \frac{R}{\sigma} \quad (6.3)$$

A kollapszus $t_{kollapszus} < t_{szökési}$ esetén következik be, azaz:

$$(R/G\Sigma_{tejjes})^{1/2} < R/\sigma \quad (6.4)$$

Ahonnán R kifejezhető, és megadható a diszperzió elleni stabilitáshoz szükséges kritikus méret:

$$R_j < \sigma^2 / G\Sigma_{tejjes} \quad (6.5)$$

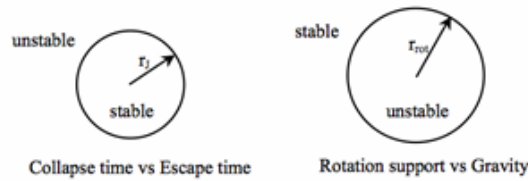
Tekintsünk most egy forgó korongot, ebben a lokális szögsebességet az Oort-féle B (rotációs) konstans adja meg.

A lokális stabilitás feltétele, hogy $F_{gravit} < F_{centrifugális}$, azaz:

$$RB^2 > GM/R^2 = G\Sigma_{tejjes} \quad (6.6)$$

A gravitációs kollapszus elleni forgási stabilitás feltétele a kritikus sugárral kifejezve:

$$R_{rot} > G\Sigma_{tej\acute{e}s} / B^2 \quad (6.7)$$



6.3. ábra: A stabil zónák sematikus rajza. Ha $r_j > r_{rot}$, akkor általános stabilitás.

A korong R-nél instabil, ha $R_{rot} > R > R_J$, illetve lokálisan stabil, ha $R_J > R_{rot}$ (lásd 5.13. ábra), azaz:

$$\sigma^2 / G\Sigma_{tej\acute{e}s} > G\Sigma_{tej\acute{e}s} / B^2 \quad (6.8)$$

$$Q^2 \equiv \left(\sigma B / G\Sigma_{tej\acute{e}s} \right)^2 > 1 \quad \text{a stabilitás feltétele az 6.8 átrendezésével. (6.9)}$$

A korongban történő mozgásokat leírhatjuk, mint egy elliptikus epiciklikus mozgást melyre Ω a keringés szögsebessége, κ pedig az epiciklikus szögsebesség, melyekre általában igaz, hogy:

$$\Omega < \kappa < 2\Omega \quad (6.10)$$

Teljesül továbbá, hogy $B \approx \kappa / 3$, ahonnan:

$$Q \approx \sigma \kappa / 3G\Sigma_{tej\acute{e}s} \quad (6.11)$$

A korong lokálisan stabil egy R sugárnál, ha a stabilitás Q Toomre-féle paraméterére $Q > 1$ (Toomre 1964).

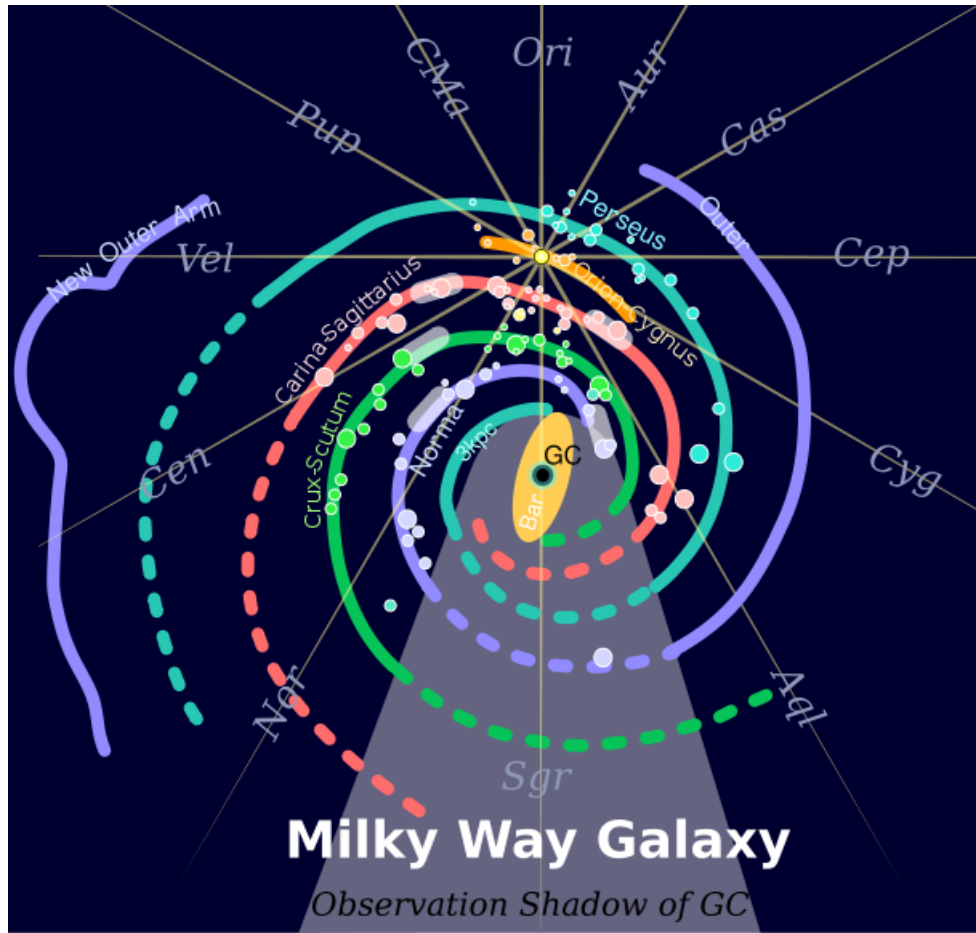
6.3. Spirálkarok kialakulása - sűrűséghullám elmélet

Az 1960-as években C. C. Lin és Frank Shu tanulmányozta olyan hosszan fennmaradó kvázisztatikus sűrűséghullámok keletkezését és hatását, melyek a Tejútrendszer korongjához hasonlóan nagyjából 10-20%-os sűrűség növekedéssel járnak.

6.3.1. A Tejútrendszer spirálkarjai

KAROK	SZÍN a 6.4. ábrán
3-kpc and Perseus kar	kék
Norma és Külső kar	bíbor
Scutum–Centaurus kar	zöld
Carina–Sagittarius kar	pink
Orion–Cygnus kar, benne a Naprendszerrel	narancs

6.1. táblázat: A Tejútrendszer spirálkarjai (lásd 6.4. ábra).



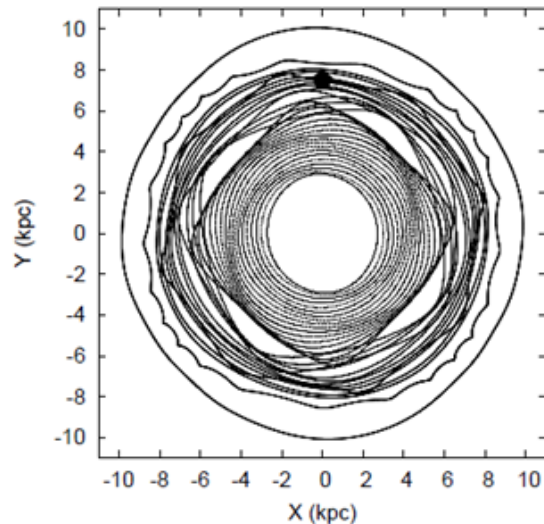
6.4. ábra: A Tejútrendszer spirálkarjai, lásd még a 6.1. táblázatot.
(http://en.wikipedia.org/wiki/File:Milky_Way_Arms.svg).

6.3.2. Kvázistacionárius sűrűség hullám elmélet

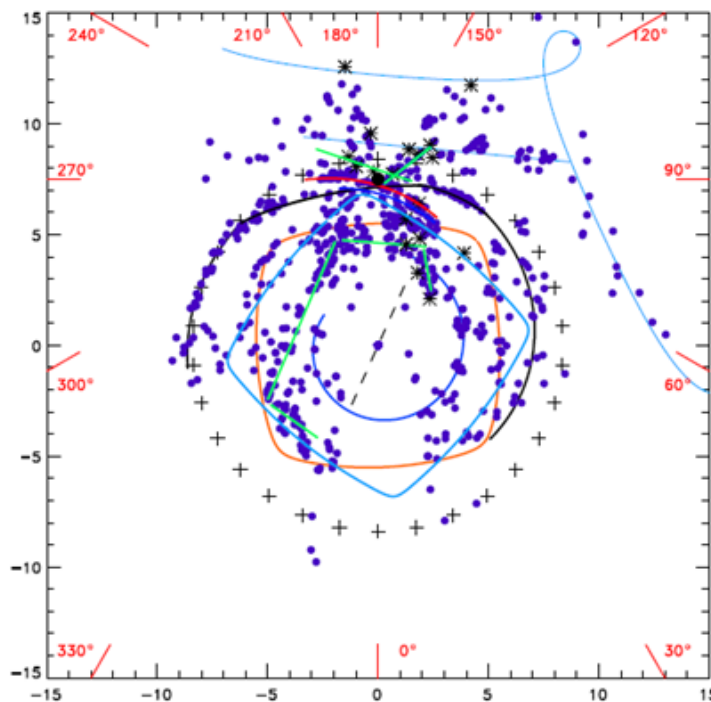
Kvázistacionárius spirálszerkezet elmélet (quasi-stationary spiral structure, QSSS hypothesis) szerint a spirálkarok jelentős változás nélkül konstans Ω_p szögsebességgel forognak (Lin & Shu 1964, 1966).

6.3.3. 4:1 rezonancia

Lévin és munkatársai szerint a spirálkarok nem is logaritmus spirálok, és azokat egy más mechanizmust hozza létre, mint amit korábban feltételeztek (Lévin et al. 2010). A spirálszerkezetet olyan sűrű molekulafelhőkkel térképezték fel, melyek a CS (szén-kén) spektrumvonalán sugároznak és infravörös pontforrással asszociáltak. Ezeket az IRAS forrásokat úgynevezett kompakt HII zónának gondolják. A kompakt HII zónák a nagytömegű fiatal csillagok kialakulásának utolsó fázisát jelentik, mikor a beágyazott forrás már ionizálja környezetét, de ez a környezet még kicsi. A CS spektrumvonal Doppler-eltolódásából radiális sebességet, abból pedig a források kinematikai távolságát tudták meghatározni. Így összesen 870 forrás helyét határozták meg a korongban. Ha elfogadjuk, hogy ezek jó spirálkar indikátorok, akkor ez a minta nagyobb, mint amit eddig a klasszikus HII zónákkal elértek. A kinematikai távolság meghatározás hibáit minimalizálva egy Lévin-ék szerint pontosabb rajzolatát adták a spirálkaroknak. A morfológia négyzetes, olyan, amit a csillag keringés 4:1-es rezonanciája eredményezhet (lásd 6.5. ábra). A 4:1-es rezonancia az egy keringésre jutó 4 epicyklus oszcilláció miatt lép fel. A struktúra a rezonancia elmélettel megjósolt galaktocentrikus sugárnál lép fel.



6.5. ábra: A csillagpályák torlódása, mint a Galaktikus spirálszerkezet előidézője. A rezonanciák is lehetnek a sűrűség hullámok előidézői (Lévin et al. 2010).



6.6. ábra: CS források eloszlása és a poligon, tehát nem logaritmus spirál, alakú karok. A 4:1 rezonancia 6.5. ábra szerinti négyzetes görbéje (kék és piros vonalak), valamint a kritikus sugáron belül és kívül körkörös karok (Lévin et al. 2010). A korotációs zónát + jelek mutatják. A külső skála galaktocentrikus távolságot, a belső a galaktikus hosszúságot jelzi. A csillagok mézer emissziót mutató pontforrások.

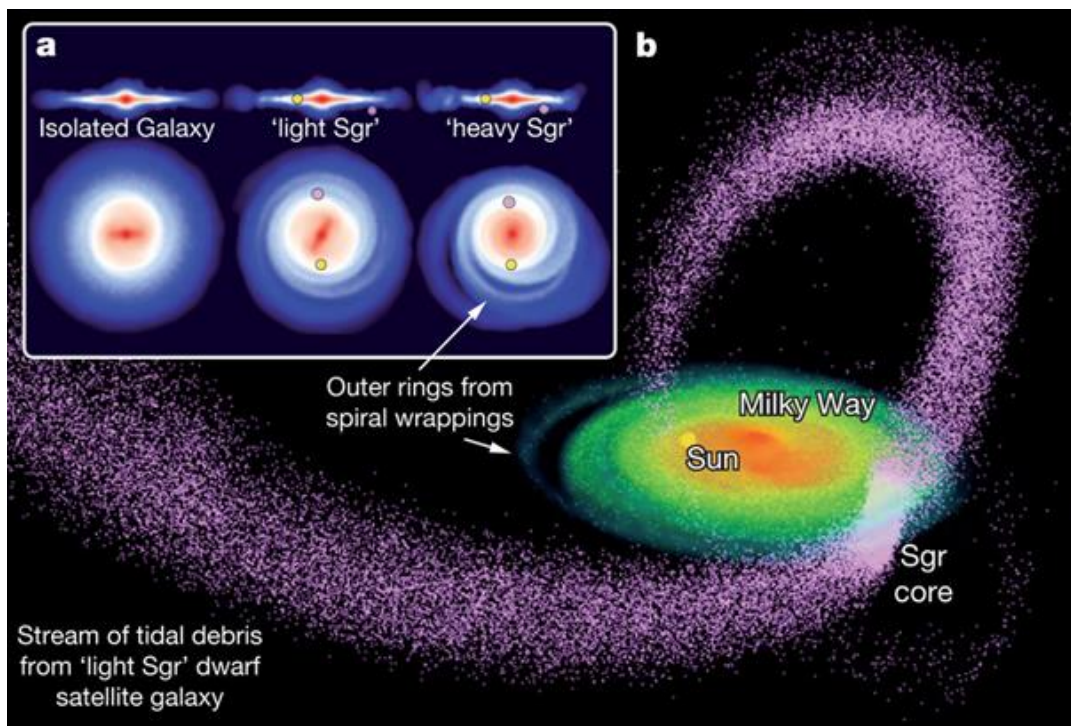
A 6.6. ábrán a rezonancia figyelembevételével számított négyzetes spirálkar alakot összevetjük a CS források megfigyelt eloszlásával. Lévin-ék szerint a szintén nagytömegű csillagkeletkezéssel kapcsolatba hozható mézer források eloszlása nem mond ellent feltételezésünknek.

6.3.4. Perturbáció galaxis ütközéssel

A Galaktikus korongban véletlen zavar is kelthet spirálisan tovaterjedő és milliárd évig fennmaradó sűrűség hullámot. Ugyanakkor az erőteljes spirálkarok kialakulása a numerikus modellek szerint egy gravitációs kölcsönhatás

eredménye. Vegyük észre azt is, hogy a leghatározottabb tökéletes spirállal rendelkező közeli galaxisok (M51 és M81) is kölcsönhatásban állnak egy, vagy több kísérőjükkel. A Tejútrendszer jelenlegi spirálszerkezetét Purcel és munkatársai (Purcel et al. 2011) a Sagittarius törpegalaxis (Sgr) és Galaxisunk ütközésével magyarázza. A Sgr a Tejútrendszer egyik szatellita galaxisa, melyet csak 1994-ben fedeztek fel (Ibata et al 1994) annak ellenére, hogy a Magellán-felhőknél 3-szor közelebb, a Tejútrendszer középpontjától csak kb. 20kpc-re van. Ennek oka, hogy a Dudor túloldalán található, galaktikus koordinátái: $l = 05,61$; $b = -14,09$. A Sgr törpe elliptikus galaxist, mint az extragalaxisoknál gyakran látott egyesülés (merger) helyi példáját tartották számon, de nem tulajdonítottak jelentős dinamikai szerepet neki. A korong perturbálásának mértéke természetesen függ a Sgr dE ütközés előtti tömegétől, ami a 2MASS felmérés adataiból az eredetileg becsülnél nagyobbak adódott. Steven Majewski és munkatársai (Majewski et al. 2003) szerint a Sgr dE a jelenlegi 300 millió naptömeg helyett legalább kb. 9 milliárd naptömeg tömegű lehetett. A galaxis törmeléke hosszú karokként nyúlik el pályája mentén (lásd 6.7. ábra jobb nagy kép).

A nagyobb tömegű Sgr dE ütközésének szimulációjával Purcel és munkatársai (2011) nem csak a korong spirálkarjait, de a külső kart és a korong kihajlását (warp) is sikeresen reprodukálta (lásd a 6.7. ábra a részét). Az új megközelítés szerint a küllő, és a spirálszerkezet jelentős külső perturbációk eredményeként jöttek létre. Az egyik ilyen esemény a Sgr dE-vel történt ütközés volt a modell szerint 2,65 milliárd évvel ezelőtt (lásd 6.8. ábra).

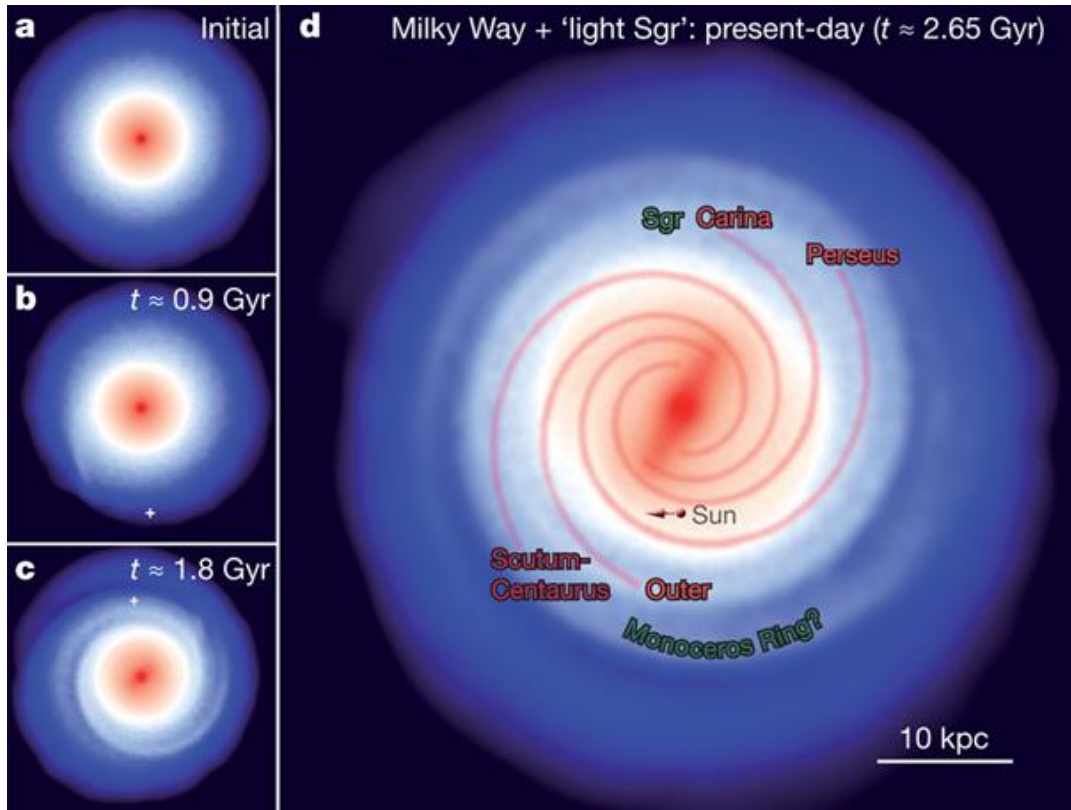


6.7. ábra: A Sgr törpe szatellita galaxis ár-apály erők által pályáján elszórt csillagai az SDSS mérések alapján a Tejútrendszer Halójában. Az a) 3 alapesetet ábrázol, Tejutat éléről mutatva: Sgr dE nélkül, illetve kis és nagy tömegű Sgr dE-vel kölcsönhatásban. A Nap helyét sárga, a Sgr dE jelenlegi magját rózsaszín köröcske jelöli. A b) a térbeli képet mutatja a Sgr dE törmelékének eloszlásával. (Purcel 2011)

Ahogy a 6.7. ábra a) része mutatja, 3 alapesetet vizsgáltak: a Sgr dE nélkül, illetve kis és nagy tömegű Sgr dE-vel kölcsönhatásban. Az izoláltan hagyott Korongban küllőt igen, de határozott spirálszerkezetet nem látunk, míg a Sgr dE-vel perturbált korongokban spirálkarok, sőt a Korong szélének hajlása is megjelenik.

A szimulációkban a Galaxis tömegmodellje egy $r_s = 14,4$ kpc skálahosszú és $M_{\text{vir}} = 10^{12} M_{\odot}$ tömegű sötétanyag haloból; egy $3,59 \times 10^{10} M_{\odot}$ tömegű exponenciális korongból melynek skálahossza 2,84 kpc és skálamagassága 0,43 kpc volt; valamint egy $9,52 \times 10^9 M_{\odot}$ tömegű központi dudorból állt $n = 1,28$ Sérsic profillal és 0,56-kpc effektív sugárral. Az ütközés előtt a „könnyű” illetve „nehéz” Sgr dE (‘light Sgr’ ill. ‘heavy Sgr’) galaxisra $M_{\text{vir}} = 10^{10,5} M_{\odot}$, illetve $10^{11} M_{\odot}$ effektív viriál tömeget feltételeztek. Fontos látnunk, hogy a kisebb tömeg is 2 nagyságrenddel nagyobb, mint a korábban feltételezett, ami alapján még elhanyagolható perturbálóként tekintettek a Sgr dE-re. A Sgr dE tömegmodellje a „könnyű” illetve „nehéz” változatban a következő volt: sötétanyag halo 4,9kpc illetve 6,5kpc skálahosszal, a Sgr dE csillagai King profillal leírható tömegeloszlásban 1,5kpc-es mag sugár

és 4,9pc-es hatás sugárral. A középponti sebesség diszperzióra 23 km s^{-1} illetve 30 km s^{-1} -ot feltételeztek. A korábbi ütközési modellekkel egyezésben a Sgr dE a Galaktikus Centrumtól 80kpc-re, a Korongra merőlegesen, az északi galaktikus pólus irányába haladva közelítette meg a Tejútrendszer.



6.8. ábra: Spirálkarok a Sgr törpegalaxissal való kölcsönhatásból 1,8 milliárd év alatt (Purcel 2011) a fehér + jelzi a Sgr dE becsapódási helyét, illetve későbbi pozícióját. A d) részábrán a HI 21cm-es mérésekből kirajzolható 4 karos spirálszerkezetet halvány piros vonalak jelzik

Ahogy a 6.8. ábrán látjuk a semleges hidrogén 21cm-es rádió vonalát mérve a modellel kapott spirálszerkezetet kapunk 4 fő karral a Sgr dE becsapódása után 2,65 milliárd évvel.

6.4. Spirálkarok és csillagkeletkezés

Spirálkarokat elsősorban galaktikus korongokban látunk, de feltűnnek a külső sötétanyag halóban is (galaxis elnyelés), illetve a csillagos korongon kívül, nagyjából a korong síkjában hidrogén felhők láncolataként.

A galaktikus korongokban látható spirálkarokat megjelenési formájuk szerint (Elmegreen & Elmegreen 1987) 3 fő csoportba osztjuk:

- zabályos (grand design) – két fő spirálkar
- pelyhes (flocculent) – kaotikus (például az NGC 5055 a „Napraforgó Galaxis”)
- sok-karú (multiple arm) – erősebb belső karok és kaotikus külső



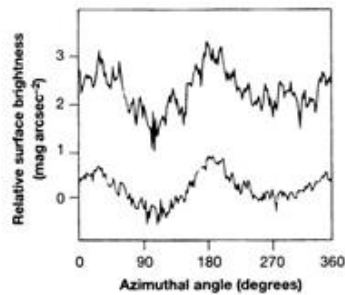
6.9. ábra: Az NGC5055 (M63, „Napraforgó”) spirálgalaxis kompozit képe B, V és H α sávú képekből (Satoshi Miyazaki, NAOJ, Subaru Telescope Suprime-Cam, http://www.naoj.org/Pressrelease/2000/06/22/M63_250.jpg)

A spirálkarok környezetükhöz képest, azaz egy adott galaktocentrikus távolságnál, csak kb. 10%-kal nagyobb a korong szimmetriasíkjára vetített felületi sűrűséget mutatnak, miközben felületegységre vetített energiatermelésük sokkal jelentősebb. A spirálkar felületi fényessége 1-2 mag/arcsec²-cel nagyobb lehet környezeténél (lásd 5.15. ábra).

A kar és kar-közi felületi fényesség kontraszt $\Delta\mu_I$ helyett bevezetjük az A Elmegreen-féle kontraszt paramétert:

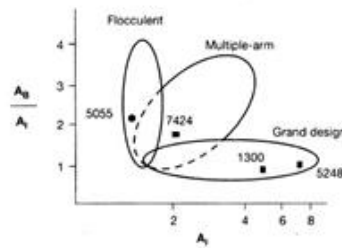
$$A_I = 10^{0,4\Delta\mu_I} \quad (6.12a)$$

$$A_B = 10^{0,4\Delta\mu_B} \quad (6.12b)$$



6.10. ábra: A felületi fényesség kontraszt a spirálkaroknál (Elmegreen & Elmegreen 1987).

A spirálkar morfológiai alosztályok természetesen az Elmegreen-féle kontraszt paraméter szerint is elkülönülnek (lásd 6.6. ábra).

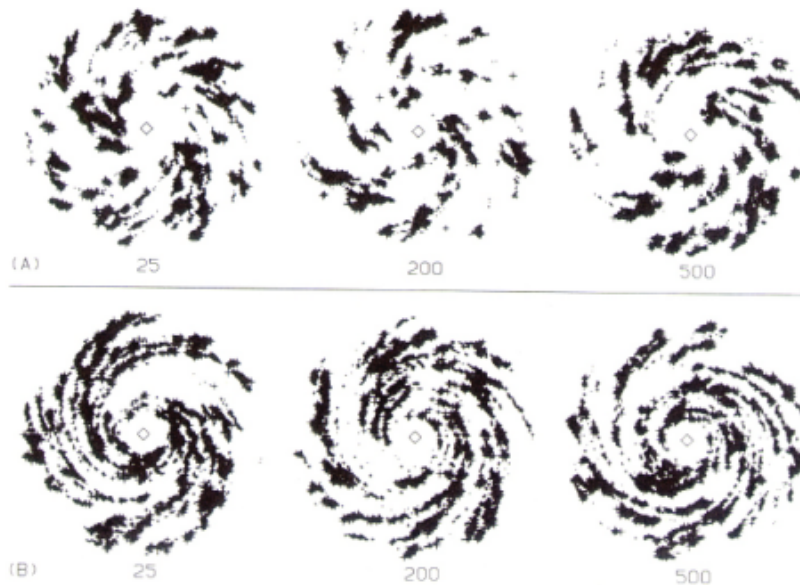


6.11. ábra: A szabályos (grand design), pelyhes (flocculent) és sok-karú (multiple arm) spirálgalaxis altípusok elkülönülése az Elmegreen-féle kontraszt paraméter a (6.12) egyenletek szerint (Elmegreen & Elmegreen 1987).

A spirálkarok nem tömegük, hanem a spirálkarok mentén zajló csillagkeletkezés miatt fényesebbek a karok közti térrészeknél. A spirálkarok Lin-Shu féle elmélete szerint egy sűrűség hullám forog merev testként a korongon. A sűrűség hullám hozza létre a spirálkar indikátorok lokális sűrűsödését (csillagközi molekuláris gáz, fiatal nagytömegű csillagok, HII zónák).

6.4.1 Önfenntartó csillagkeletkezés

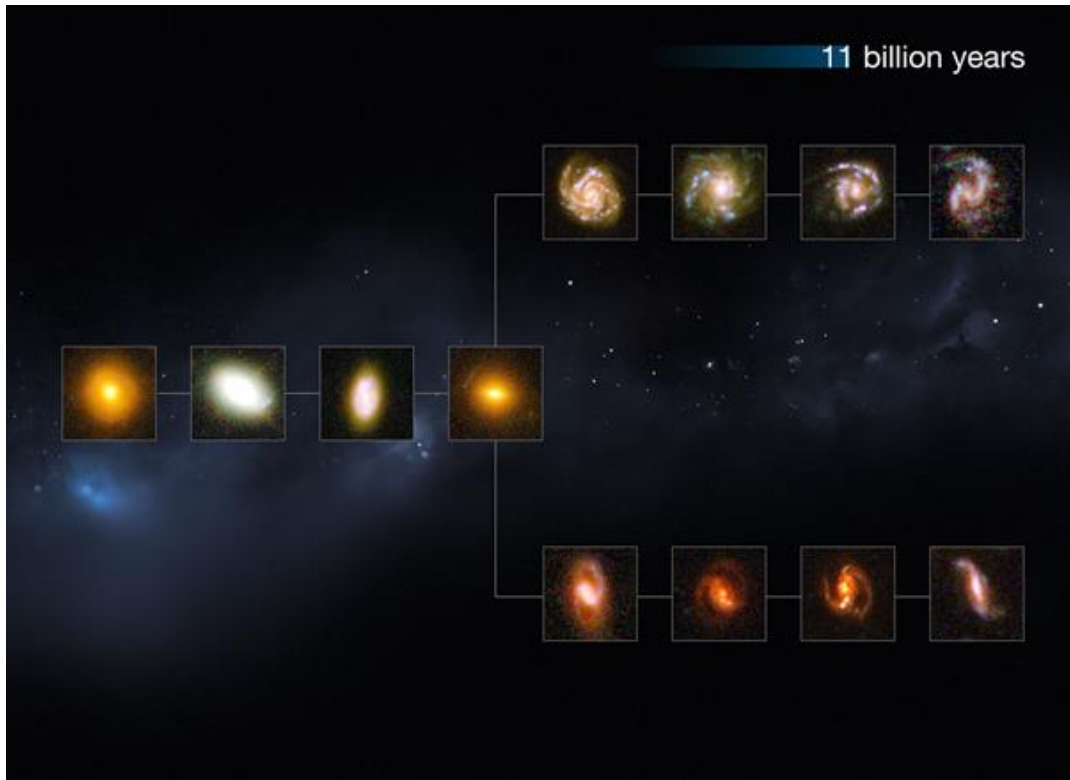
Az önfenntartó csillagkeletkezés (self-propagating star formation) elmélete a korongban valamely zavar által beindult nagytömegű csillagkeletkezés tovaterjedésével magyarázza a spirálkarok megjelenését. A szupernóva robbanások nyomán másodlagos csillagkeletkezés indul el, és a numerikus modellek szerint ennek terjedése a differenciálisan forgó (Kepler mozgás) korongban spirál szerkezetbe rendezi a fiatal csillagok későbbi generációit. Ahogyan azt Gerola & Seiden (1978) már megmutatta (lásd 6.12 ábra).



6.12. ábra: Spirálszerkezet numerikus szimulációkban a képek között 15 millió éves időközök vannak (Gerola & Seiden). A felső képsor az M101, az alsó az M81-nek megfelelő morfológia.

6.5. Spirálgalaxisok az Univerzumban

A spirálgalaxisok, bár valamivel kisebb tömeggel, de jelen voltak már 11 milliárd évvel ezelőtt is, ahogyan azt a Hubble Űrteleszkóp mérései mutatják (lásd 6.13. ábra).



6.13. ábra: Elliptikus és spirálgalaxisok nagyjából 11 milliárd évvel ezelőtt (Credit: NASA, ESA, M. Kommesser, <http://www.spacetelescope.org/images/heic1315d/>).

A spirálkarok gyakran messze túlnyúlnak a csillagok eloszlása alapján felmérhető csillagos galaxis korongon. Ahogyan azt a 6.14. ábrán látjuk a HI 21cm sugárzással az optikai méretnél háromszor nagyobb kiterjedésű spirálgalaxisnak mutatkozik az NGC 6946 (Oosterloo et al.)



6.14. ábra: Az NGC6946 spirálgalaxis. Bal: optikai kép (Digitized Sky Survey); jobb: a HI 21cm-es vonalán hosszú integrációs idejű (192 óra) WSRT spektrális méréssel. Az atomos hidrogén oszlopsűrűség $6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ és $3,7 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ között változik. (Boomsma et al. 2008)

Referenciák és további olvasnivaló a fejezet témájában:

- Boomsma, R. et al. 2008:** „*HI holes and high-velocity clouds in the spiral galaxy NGC 6946*”, A&A, 490, 555
- Elmegreen, D. M. & Elmegreen, B. G. 1987:** „*Arm classifications for spiral galaxies*”, ApJ, 314, 3
- Elmegreen, D. M. & Elmegreen, B. G. 1987:** „*HI superclouds in the inner Galaxy*”, ApJ, 320, 182
- Gerola & Seiden 1978:** „*Stochastic star formation and spiral structure of galaxies*”, ApJ, 223, 129.
- Ibata, R. et al. 1994:** “*A Dwarf Satellite Galaxy in Sagittarius*”, Nature, 370, 194-196
- Lépine, J. R. D. et al. (2011).** „*The spiral structure of the Galaxy revealed by CS sources and evidence for the 4:1 resonance*”. MNRAS, 414, 1607
- Levine, E. S.; Blitz, L.; Heiles, C. 2006:** „*The spiral structure of the outer Milky Way in hydrogen*”. Science, 312, 1773
- MacEvoy, B., 2012:** „*Overview of the Galaxy*”, <http://www.handprint.com/ASTRO/galaxy.html>
- Majewski, S.R. et al. 2003:** „*A Two Micron All Sky Survey View of the Sagittarius Dwarf Galaxy. I. Morphology of the Sagittarius Core and Tidal Arms*”, ApJ, 599, 1082
- Marik, M., 1989:** „*Csillagászat*”, Budapest, Akadémiai kiadó
- Purcel C.W. et al. 2011:** „*The Sagittarius impact as an architect of spirality and outer rings in the Milky Way*”, Nature 477, 301
- Rix, H-W. & Bovy, J. 2013:** „*The Milky Way's Stellar Disk*”. The Astronomy and Astrophysics Review. in press. arXiv:1301.3168.
- Seigar, M. S.; & James, P. A. 1998:** „*The structure of spiral galaxies - I. Near-infrared properties of bulges, discs and bars*”, MNRAS, 299, 672
- Seigar, M. S.; & James, P. A. 1998:** „*The structure of spiral galaxies - II. Near-infrared properties of spiral arms*”, MNRAS, 299, 685
- Seigar, M.S. 2007:** „*A New Mass Model for M31*”, IAUS, 235, 135
- Seigar, M.S. et al. 2008:** „*A revised Λ CDM mass model for the Andromeda Galaxy*”, MNRAS, 389, 1911
- Toomre, A. 1964:** „*On the gravitational stability of a disk of stars*”, ApJ, 139, 1217T
- Vallée, J. P. 2008:** „*New velocimetry and revised cartography of the spiral arms in the Milky Way—a consistent symbiosis*”. AJ, 135, 1301
- Whittle, M. 2002-2005:** „*ASTR 5630 & 5640 Extragalactic Astronomy*”, University of Virginia Department of Astronomy, http://www.astro.virginia.edu/class/whittle/astr553/Topic02/Lecture_2.pdf

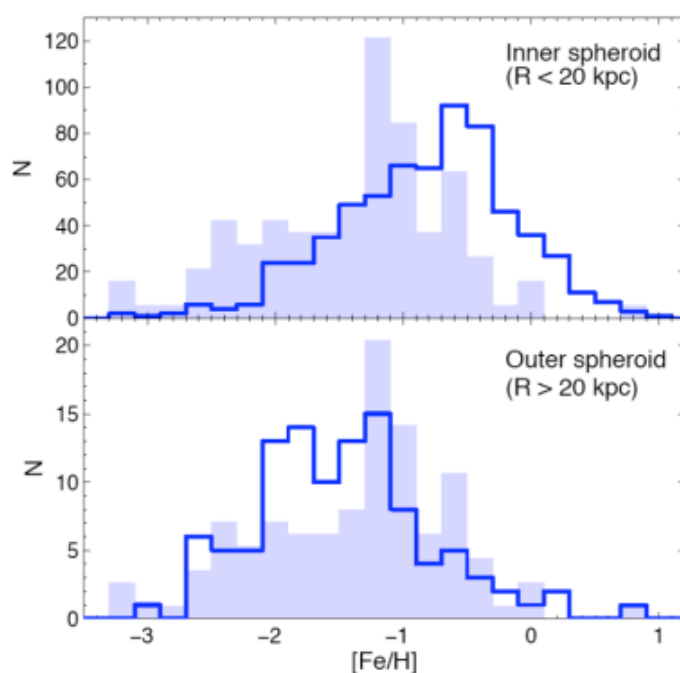
7. fejezet - A Galaktikus Halo és Korona

Fejezet tartalma: A Halo szerkezete és alkotói, a Galaktikus Korona

7.1. A Halo

7.1.1. Barionos, vagy csillagos halo

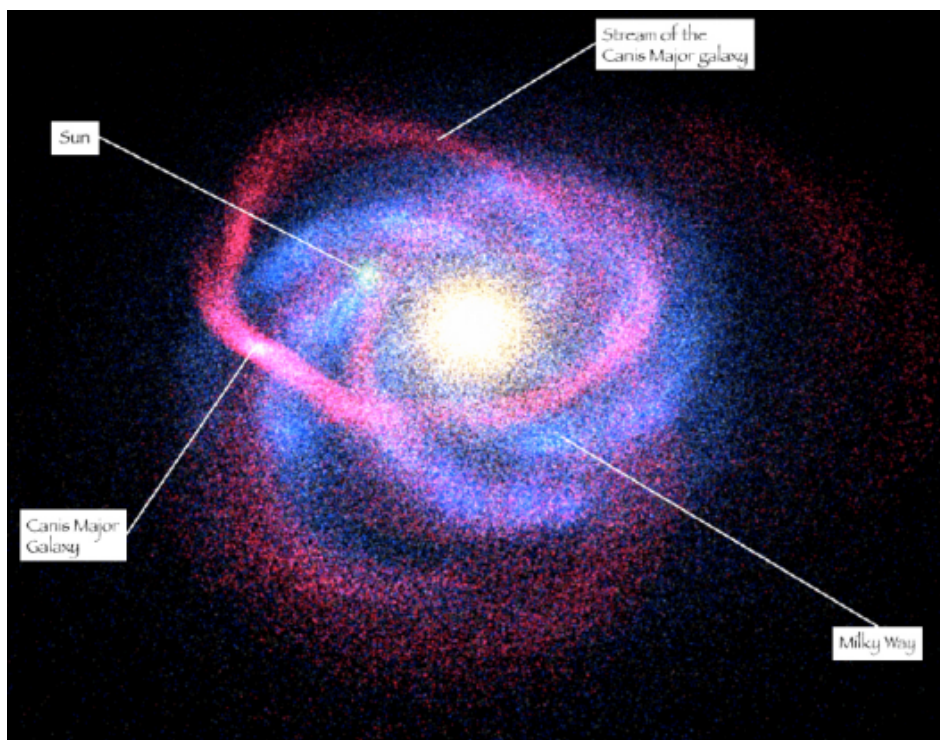
A spirálgalaxisok hengersizmetrikus korongjától nem csak szerkezetében tér el a közel gömbszimmetrikus halo, hanem csillagtartalmában is. Alapvetően a korongnál fémszegényebb, késői típusú csillagok alkotják. Az M31 halo csillagainak fémtartalma nem annyira alacsony, mint a Tejútrendszer halo csillagaié (lásd 7.1. ábra). A halo csillagpályái elnyúlt ellipszisek a koronghoz képest változó hajlásszöggel a galaxis középpontja körül. A halo jellegzetes objektumai a gömbhalmazok, illetve befogott szatellita galaxisok.



7.1. ábra: Az M31 belső ($r < 20$ kpc) és külső ($r > 20$ kpc) halojának fémtartalma (vas-hidrogén indexe). A belső halo nem túl fémszegény. (Koch et al. 2007)

7.1.2. Sötétanyag halo

A radiális sebességek (gáz, csillagok) eloszlásából következtethetünk a tömeg eloszlására. A csillagtömeg kétszeresét elérő sötét anyag lehet jelen a korongban. A külső halo befogott törpegalaxisainak elemzésével egy sötétanyag haló létezését mutathatjuk ki a közeli spirálgalaxisokra épp úgy, mint a Tejútrendszerre. Ennek kiterjedése 90kpc körül lehet, azaz a spirálgalaxisok, mint az M31 valójában legalább 180kpc átmérőjűek.



7.2. ábra: A Tejútrendszer (kék) és a Canis Major törpegalaxis csillagáramának sematikus ábrázolása. Utóbbi segítségével modellezhető a sötét anyag halo tömegeloszlása.

7.2. A Korona

Megközelítés kérdése, hogy a Galaktikus Koronát a Korong-Halo határának, vagy egy külön egységnek tekintjük.

7.2.1. Gázkorona

Egy forró gázt tartalmazó Korona létét elméleti megfontolásokkal már Lyman Spitzer felvetette (1956). Az távoli és extrém ultraibolya tartományban végzett spektroszkópiai mérések Halo csillagok színképében magasan ionizált fémvonalakat (például OIV, NV, CIV és SiIV) jeleztek. Ez alapján egy akár 1kpc skálamagasságú forró (millió K) gáz korona jelenlétére következtethetünk a Tejútrendszer Korongja felett. A korona gáztartalmának sűrűség-eloszlása nem elég jól ismert, de össztömege összemérhető lehet a korongban található hidegebb csillagközi gázzal, tehát jelentős.

A koronagáz skálamagasságát a 7.1. táblázat szerint különféle módszerekkel határozták meg, és a kapott értékek is erősen különböznek. Savage and Massa (1987) 90 csillag IUE spektrumaiból határozta meg a látóirányú gáz tulajdonságait. Jenkins (1978) a Copernicus ultraibolya űrteleszkóppal végzett OVI felmérést. Sajnos csak néhány $|z| > 1$ kpc csillagot mértek, ezért a meghatározott skálamagasságok bizonytalansága nagy. van Steenberg & Shull (1987b) szintén IUE mérésekből kiindulva (261 csillag) Gaussi skálamagasságot határozott meg.

Ion	Sűrűség n_0 [cm ⁻³]	Skálamagasság H [kpc]	Mérési módszer	referencia
HI	0.1	0.8	ultraibolya elnyelési vonalak	Savage and Massa (1987)
SiIV	2×10^{-9}	3	ultraibolya elnyelési vonalak	Savage and Massa (1987)
CIV	7×10^{-9}	3	ultraibolya elnyelési vonalak	Savage and Massa (1987)

Ion	Sűrűség n_0 [cm ⁻³]	Skálamagasság H [kpc]	Mérési módszer	referencia
NV	3×10^{-9}	2	ultraibolya elnyelési vonalak	Savage and Massa (1987)
OVI	3×10^{-8}	0.3(+0.2,-0.15)	ultraibolya elnyelési vonalak	Jenkins (1978)
HI	0.15	0.37	ultraibolya elnyelési vonalak	van Steenberg and Shull (1987b)
SII	8.4×10^{-7}	0.32	ultraibolya elnyelési vonalak	van Steenberg and Shull (1987b)
ZnII	4.0×10^{-9}	0.35	ultraibolya elnyelési vonalak	van Steenberg and Shull (1987b)
SiII	8.0×10^{-7}	0.35	ultraibolya elnyelési vonalak	van Steenberg and Shull (1987b)
MnII	7.0×10^{-9}	0.25	ultraibolya elnyelési vonalak	van Steenberg and Shull (1987b)
FeII	8.0×10^{-8}	1.1	ultraibolya elnyelési vonalak	van Steenberg and Shull (1987b)
CaII	7.5×10^{-10}	1.0	optikai elnyelési vonal	Morton and Blades (1986)
HI	0.0053	0.48	21 cm-es rádió emisszió	Lockman (1984)
HI	0.09	0.25	21 cm-es rádió emisszió	Lockman (1984)
HI	0.16	0.11	21 cm-es rádió emisszió	Lockman (1984)

7.1. táblázat: A koronagáz skálamagassága, illetve a semleges hidrogén gáz komponenseinek skálamagassága

A koronagáz forrása részben a korongban zajló nagytömegű csillagkeletkezés és fejlődésből származó gáz. A szupernóva robbanások ütközéssel ionizált forró gázzal teli buborékjai a Korong szimmetriásíkjától távolodva exponenciálisan csökkenő sűrűségű gázba tágulnak. Ezek a buborékok kinyílnak a Halo felé, és az úgynevezett kéményeken (*chimneys*) át a pezsgő üvegből való kifutásához hasonló gáz áramlás indul meg a Korong fölé (*champagne flow*).

A koronagáz másik forrása az intergalaktikus térből történő anyagbefogás. A galaxishalmazok középpontjában jelentős mennyiségű röntgen sugárzó intergalaktikus gázt találunk.

7.2.2. Egyéb objektumok a Galaktikus Koronában

Nagysebességű neutroncsillagokat gamma felvillanásaik megfigyelésével, nagy sebességű, a korongból felrepített felhőket spektrumvonalaik mérésével, valamint úgynevezett elszökött (*run away*) csillagokat is találunk a Galaktikus Koronában.

Referenciák és további olvasnivaló a fejezet témájában:

Masataka Fukugita and P. J. E. Peebles, 2006: „*Massive Coronae Of Galaxies*”, ApJ, 639, 590

8. fejezet - Galaktikus populációk, a Galaktika kémiai összetétele

Fejezet tartalma: populációk és tulajdonságaik, elemgyakoriságok

8.1. A csillagok színeképeinek vizsgálata – fémtartalom

A csillagok, a csillagközi anyag összetétele fizikai és kémiai folyamatok eredménye, az összetételt ezen folyamatok megértése céljából is vizsgáljuk.

8.1.1. Kémiai összetétel

A *kémiai összetétel* alatt általában az anyagot alkotó atomok arányát értjük, azaz elemi összetételt. Van, amikor egy keverékben molekulák relatív gyakoriságát vizsgáljuk. Kőzetek esetében azokat ásványaikra bontva *ásványi összetételről*, egy adott elem különböző tömegszámú izotópjainak arányát vizsgálva *izotópos összetételről* beszélünk. Az analitikai kémia gazdag eszköztárából a csillagászatban a Naprendszer kutatását leszámítva a csak a spektroszkópia áll rendelkezésünkre. Az anyagi összetétel csillagászati mérése máskülönben hasonlatos az analitikai kémia laborvizsgálataihoz, hiszen mindkét esetben a folyamat lépései a következők: (1) stimulus, (2) a minta választ ad, (3) a választ mérőeszkőzzel detektáljuk, (4) jel erősítés és digitalizálás, (5) kiolvasás. A csillagász által elemzett közegekben, a kémiai laborokhoz hasonlóan a stimulus lehet sugárzás, hő vagy mechanikai hatás, a különbség csak az, hogy ezeket a hatásokat nem a mérést végző kelti, sőt leggyakrabban a hatásokat is fel kell fedezze. A minta mért válasza alapvetően sugárzás, ennek spektrumából az összetétel mellett több fizikai paraméter (hőmérséklet, sűrűség) megbecsülhető. Tekintettel arra, hogy a csillagász a látóirányába eső sugárzást méri, ebben nem csak a cél objektum, hanem az előtér és a háttér sugárzása is jelen van. A kémiai összetétel megállapításakor ezért a sugárzó közegek egyfajta modelljeit is kell használni. Tehát például a csillagok spektrumából nem közvetlenül származtatunk kémiai összetételt, hanem megfelelő légkörmodellek alkalmazásával. Hasonlóan ehhez, csillagközi felhők mm-es és szub-mm-es spektrumában megjelenő vonalak közvetlenül csak a sugárzó molekulák jelenlétét jelzik, kvantitatív megállapításokat csak egy analitikus, vagy numerikus (pl. ray-tracing, vagy Monte Carlo) modellezés után tehetünk.

8.1.2. Relatív gyakoriságok

8.1.2.1. Tömegarányok

Az összetételt lehet az egyes elemek atomjainak számarányával, vagy tömeg arányával jellemezni. Az X , Y , Z relatív gyakoriságokat a teljes tömeg arányában adjuk meg (lásd 8.1.-8.3. egyenletek).

$$X = \frac{M(H)}{M_{\text{teljes}}}; \quad (8.1)$$

$$Y = \frac{M(He)}{M_{\text{teljes}}} \quad (8.2)$$

$$Z = \frac{M_{\text{teljes}} - (M(H) + M(He))}{M_{\text{teljes}}} \quad (8.3)$$

A kozmikus elemgyakoriságok tömegszázalékban $X=0.70$, $Y=0.28$, $Z=0.02$, ahol X a hidrogén, Y a hélium, Z a nehezebb elemek tömegszázaléka. A nehezebb elemek közül az oxigén és a neon adja a legnagyobb járulékot.

8.1.2.2. Számarányok

Összehasonlíthatjuk az egyes elemek atomjainak számát a hidrogén atomok számával, például a héliumét:

$$\text{gyakoriság} = \frac{n(\text{He})}{n(\text{H})} \quad (8.4)$$

A héliumnál nagyobb rendszámú elemek egymáshoz viszonyított gyakorisága hasonló a Földön, a meteorokban, valamint színképük alapján a Nap, és közeli csillagok légkörében. Ugyanakkor nagy eltéréseket találunk hidrogénnek és a héliumnak a többi elemhez képesti gyakoriságában. Ez alapján egy kitüntetett elem hidrogénhez viszonyított gyakorisága általában elegendő a csillag kémiai összetételének elsődleges jellemzésére.

A csillagászat a 2-nél nagyobb rendszámú elemeket, mint *fémek* tartja számon. Az egyes héliumnál nagyobb rendszámú elemek atomjainak számát, a hidrogén atomok számával összevetve kapjuk a *fémesség* értékét. Leggyakrabban a vas atomszámot használjuk, és ezzel írjuk fel az úgynevezett *vas-hidrogén index*-et, ami a csillag Naphoz viszonyított relatív vastartalmának 10-es alapú logaritmus:

$$[Fe/H] = \log_{10} \left(\frac{n(Fe)}{n(H)} \right)_{csillag} - \log_{10} \left(\frac{n(Fe)}{n(H)} \right)_{Nap} \quad \text{ahol} \quad \log_{10} \left(\frac{n(Fe)}{n(H)} \right)_{Nap} \approx -4,33 \quad (8.5)$$

$$[O/Fe] = \log_{10} \left(\frac{n(O)}{n(Fe)} \right)_{csillag} - \log_{10} \left(\frac{n(O)}{n(Fe)} \right)_{Nap} \quad (8.6)$$

A (8.6.) egyenlet pedig az oxigén relatív gyakoriságát leíró oxigén-vas indexet adja meg. A Tejútrendszer csillagainak fémessége tág határok között változik. A vas-hidrogén index értékeire tág határokat kapunk $-5,6 < [Fe/H] < +0,5$. A Naprendszer környezetében, a Haloban, illetve a Dudorban jellemző átlagolt vas-hidrogén indexek rendre: $-0,2$, $-1,6$, illetve $-0,2$. A Napra a definíció szerint természetesen $[Fe/H] = 0$, és nagyjából 20000 db H atom jut minden Fe atomra.

Bár a többi fémnek a vashoz viszonyított gyakorisága a különböző csillagokban hasonló, de különbség található, amit néhány fém (Z_1, Z_2, \dots, Z_k) átlagos gyakoriságával, az úgynevezett alfa-vas indexszel jellemzünk:

$$[\alpha/Fe] = \log_{10} \left(\frac{\sum_1^k n(Z_i)/k}{n(Fe)} \right)_{csillag} - \log_{10} \left(\frac{\sum_1^k n(Z_i)/k}{n(Fe)} \right)_{Nap} \quad (8.7)$$

Az egyéb fémek gyakoriságát jellemző alfa-vas indexet meghatározhatjuk a $Z < 22$ rendszámú úgynevezett *alfa elemek* (például: O, Ne, Ca, Mg, Si és Ti) vagy részcsoportjaik átlagos gyakoriságából. Az alfa elemek képződése megfelelő mennyiségű hélium és szén jelenlétében indul be. Ennek során alfa részecske befogással keletkeznek magasabb rendszámú elemek, az alfa elemek. Az úgynevezett magas alfájú (high alfa) csillagokban a Naphoz képest magasabb az alfa elemek vashoz viszonyított relatív gyakorisága.



8.1. ábra: Fémgazdagabb (fent) és fémszegényebb csillag spektruma, az eltérés a fémvonalak erősségében látszik.

Az X elemnek az $\varepsilon(X)$ hidrogénhez viszonyított relatív logaritmusos gyakoriságát praktikus okokból az X elem atomjainak 10^{12} -db ^1H atomra jutó számával, vagy annak $\log \varepsilon(X)$ logaritmusával is szokás megadni.

Legyen a hidrogén illetve az X elem számsűrűsége N_X , illetve N_H , ekkor az X elem logaritmusos gyakorisága:

$$\log \varepsilon(X) = \log(N_X / N_H) + 12 \quad \text{és természetesen} \quad \log \varepsilon(H) = 12 \quad (8.8)$$

A 8.1. táblázatban megadjuk Napra és egy átlagos a meteoritokra jellemző elemgyakoriságot a vasig (Asplund et al. 2009). A Nap referencia vastartalma: $\varepsilon(\text{Fe}) = 7.50 \pm 0.01$ dex.

A 8.1. táblázatban a nemesgázok logaritmusos gyakorisága szögletes zárójelek között szerepel, mert ezeket nem a spektrumvonalalaikból származtatták. A nemesgázok zárt elektronhéjainak gerjesztéséhez nagy energiára van szükség, ezek vonalai a Nap 6000 kelvines fotoszférájában nem gerjednek. A héliumgyakoriságot helioszeizmológiai módszerekkel, a neon és a nála nehezebb nemesgázok mennyiségét pedig a napszél összetételének mérése útján, az oxigénhez viszonyítva határozták meg (Petrovay 2006).

Z	elem	log(ε)		Z	elem	log(ε)	
		Nap fotoszféra	meteoritok			Nap fotoszféra	meteoritok
1	H	12.00	8.22 \pm 0.04	14	Si	7.51 \pm 0.03	7.51 \pm 0.01
2	He	[10.93 \pm 0.01]	1.29	15	P	5.41 \pm 0.03	5.43 \pm 0.04
3	Li	1.05 \pm 0.10	3.26 \pm 0.05	16	S	7.12 \pm 0.03	7.15 \pm 0.02
4	Be	1.38 \pm 0.09	1.30 \pm 0.03	17	Cl	5.50 \pm 0.30	5.23 \pm 0.06
5	B	2.70 \pm 0.20	2.79 \pm 0.04	18	Ar	[6.40 \pm 0.13]	-0.50
6	C	8.43 \pm 0.05	7.39 \pm 0.04	19	K	5.03 \pm 0.09	5.08 \pm 0.02
7	N	7.83 \pm 0.05	6.26 \pm 0.06	20	Ca	6.34 \pm 0.04	6.29 \pm 0.02
8	O	8.69 \pm 0.05	8.40 \pm 0.04	21	Sc	3.15 \pm 0.04	3.05 \pm 0.02
9	F	4.56 \pm 0.30	4.42 \pm 0.06	22	Ti	4.95 \pm 0.05	4.91 \pm 0.03
10	Ne	[7.93 \pm 0.10]	-1.12	23	V	3.93 \pm 0.08	3.96 \pm 0.02
11	Na	6.24 \pm 0.04	6.27 \pm 0.02	24	Cr	5.64 \pm 0.04	5.64 \pm 0.01
12	Mg	7.60 \pm 0.04	7.53 \pm 0.01	25	Mn	5.43 \pm 0.05	5.48 \pm 0.01
13	Al	6.45 \pm 0.03	6.43 \pm 0.01	26	Fe	7.50 \pm 0.04	7.45 \pm 0.01

8.1. táblázat: Logaritmusos elemgyakoriságok a hidrogéntől a vasig (Asplund et al. 2009).

Az elemgyakoriságokra lásd például a következő animációt: http://nagysandor.eu/AsimovTeka/Abundances_WElem/index.html#

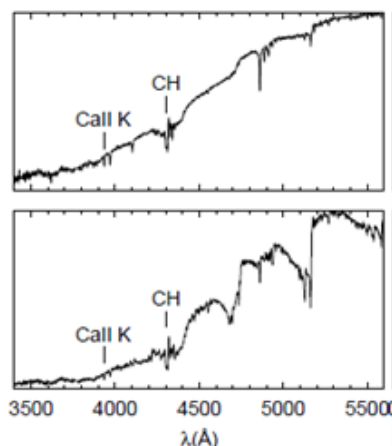
8.1.3. Különösen fémgazdag csillagok

A μ Leo K óriás csillag fémgazdaságára a közelmúltban számos tanulmány született, köztük nagy felbontásúak is ezek nagyjából konvergálnak egy a Napénál jóval nagyobb $[Fe/H] = +0.45$ értékhez.

8.1.4. Különösen fémszegény csillagok

A HD 122563 egy extrém fémszegény vörösóriás csillag $[Fe/H] < -2.6$ értékkel (Ball 1967, Soubiran 2008). Ez az égbolt legfémszegényebb csillaga, a Haloban található.

A BD +03°740 egy fősorozati törpe csillag a Halóban, fémessége $[Fe/H] = -3,13$. (Magain 1987).



8.2. ábra: Két fémszegény csillag spektrumai. A csillagok vas-hidrogén indexeikkel: HE 2138–3336 $[Fe/H] = -2.79$ (felül), és a HE 2258–6358, $[Fe/H] = -2.67$ (alul). (Placco 2013)

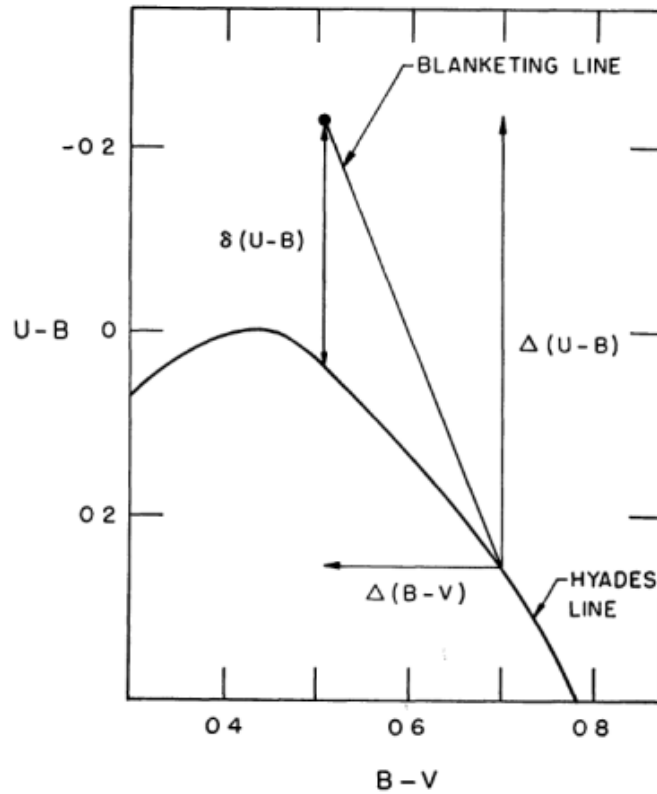
A European Southern Observatory (ESO) Very Large Telescope (VLT) óriástávcsövével Norbert Christlieb, Anna Frebel és munkatársai (University of Hamburg) több extrém fémszegény csillagot is találtak a Hamburg/ESO felmérésben 2005-ben. A HE0107-5240 $[Fe/H] = -5.4$, a HE1327-2326 pedig $[Fe/H] = -5.4$ vas-hidrogén indexet mutatott (Frebel et al. 2005). Ezek a Napnál 200000-szer illetve 400000-szer fémszegényebbek.

Említésre méltó még a HD140283, ami egy G spektráltípusú szubóriás csillag. Bár vas-hidrogén indexe nem a legalacsonyabb $[Fe/H] = -2.4$, de kora 14.46 ± 0.31 milliárd év (Bond et al. 2013), ami a Naprendszer galaktikus környezetében (Naptól mért távolsága kb. 58pc) rekordnak számít.

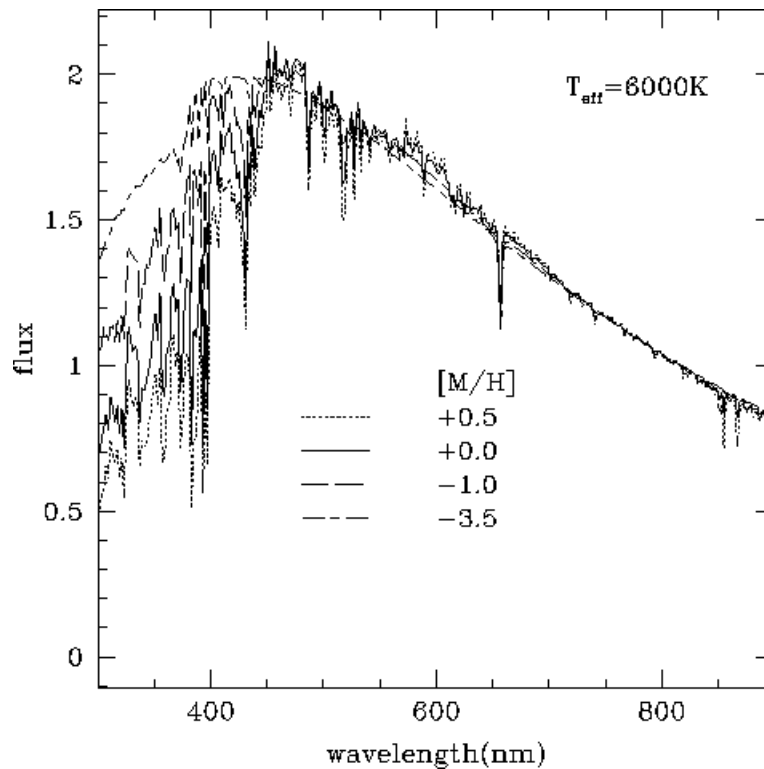
8.1.5. Takartság (blanketing)

A nyílthalmazok csillagaihoz képest több Korong csillag, és a Halo csillagok rendre ultraibolya és kék többlet mutatnak, ha U-B és B-V színindexeiket vizsgáljuk. A jelenség okát részletesebb spektroszkópai vizsgálattal deríthetjük fel. A nyílthalmazokban például Hyadok) fémvonalakban gazdag csillagspektrumokat mérünk. A spektrumvonalak a kék, illetve különösen a közeli ultraibolya tartományban sűrűsödve a kontinuum jelentős csökkenését eredményezik. A Halo csillagainak spektruma ezzel szemben fémvonalakat kisebb számban és erősséggel mutat. Ezek kék és közeli ultraibolya kontinuumára ezért kevésbé tér el a csillag-fotoszféra által kisugárzottól, tehát a nyílthalmazok csillagaiéhoz képest kék, de különösen közeli ultraibolya többlet mutat a szélessávú fotometriai mérésekben. Miközben a kromoszféra a fémvonalakon sugárzási energiát nyel el, ezt valamivel alacsonyabb frekvenciákon részben vissza is sugározza a fotoszférára (Milne 1928). Ez az úgynevezett visszafűtés (*back-warming*), ami megemeli a fotoszféra hőmérsékletét, ez kicsit visszapótol az abszorpció miatt lecsökkent fluxushoz. Az ultraibolya tartományban az abszorpció fluxus csökkentő hatása jelentősebb a visszafűtés fluxus növelő hatásánál (a Napra például ezek hatása rendre +0,5 és -0,1 magnitúdó, McNamara & Colton 1969) tehát olyan, mintha az abszorpciós vonalak elfednék az ultraibolya fluxus egy jelentős hányadát (lásd 8.5. ábra) innen a jelenség elnevezése: takartság, vagy fedettség (*blanketing*). Az eredményt, a szín-szín diagramon való eltolódást az 8.3. ábrán mutatjuk be. A fedettség magyarázza a fémszegény csillagok ultraibolya többletét.

Egy tipikus fémszegény csillag $-1,4 > \left[\frac{Fe}{H} \right] > -2,7$ fémességgel $0,21 < \delta(U-B) < 0,31$ közötti ultraibolya többletet mutat (Sandage & Fouts 1987)



8.3. ábra: A fedettség (blanketing) vektor $\Delta(B-V)$ és $\Delta(U-B)$ koordinátái a szín-szín diagramon, valamint a $\delta(U-B)$ ultraibolya többlet definíciója (Wildey et al., 1962). A Hyadok csillagainak színeiből meghatározott tapasztalati görbéhez viszonyítunk.



8.4. ábra: A fémtartalom függvényében változó közeli ultraibolya fluxus (blanketing). A nagyobb fémtartalom mellett az U sávú fluxus akár 50%-kal kisebb lehet, mint a fémszegény csillagra (Mihos 2011).

8.1.6. Csillaghalmazok és fémesség

A halmazok elénk rajzolják csillagaik fejlődési útját, ha feltételezzük, hogy egy halmazon belül a csillagok nagyjából azonos életkorúak és kémiai összetételűek. Megfelelő fejlődési modellek alkalmazásával ezekre a csillagcsoportokra az átlagos kémiai összetétel megbecsülhető.

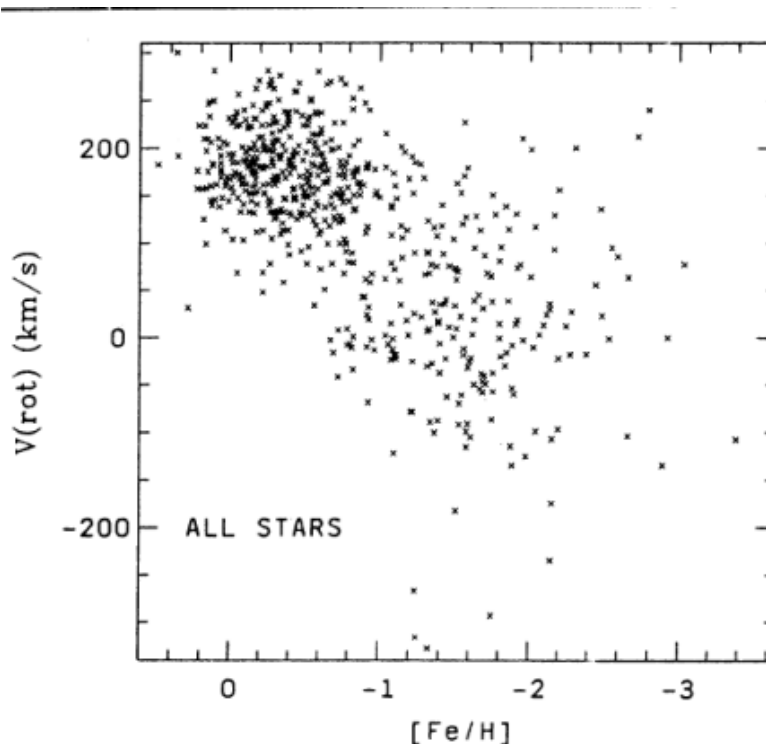
Ha a nyílthalmazok és a gömbhalmazok HRD-it összehasonlítjuk, akkor azt tapasztaljuk, hogy a két diagram jelentősen eltér egymástól, még abban az esetben is, ha a halmazok életkora nagyjából azonos. Ennek az eltérésnek a legvalószínűbb oka a kémia összetételben való különbség. A gömbhalmazok általában fémszegények, míg a nyílthalmazok kémiai összetétele a Napunkéhoz hasonlít.

Az a pont, ahol a halmaz HRD-je kezd jelentősen eltérni a fősorozattól (lefordulási pont), erősen függ a halmaz kezdeti héliumtartalmától is. Így nagyon különböző korokat kaphatunk a kezdeti héliumarány függvényében.

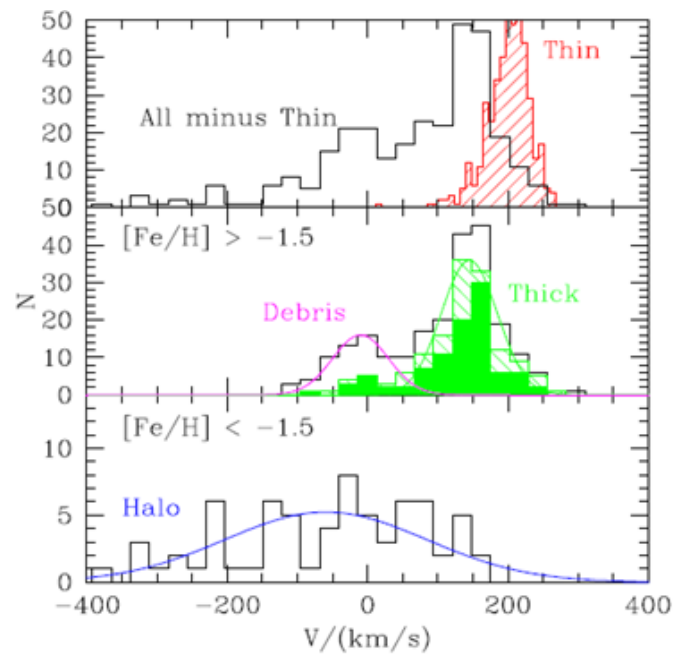
8.2. Populációk

A Naprendszer néhány parsec-es környezetében spektroszkópia alapján meghatározott fémességeket használva a különböző fém tartalmú csillagok eloszlásában mind a geometriai, mind a sebességtérben eltéréseket találni. Két csoport látszik elkülönülni a vas-hidrogén index, vagy a sebesség és vas-hidrogén index, illetve a sebesség szórások szerint (8.5. ábra). Az egyik a Napétól nem jelentősen eltérő fémességű és kis relatív sebességeket mutat az LSR-hez képest, a másik csoport tagjai alacsony fém tartalommal és jellemzően nagy pekuliáris sebességekkel bírnak (lásd 4.5. és 8.6. ábrák).

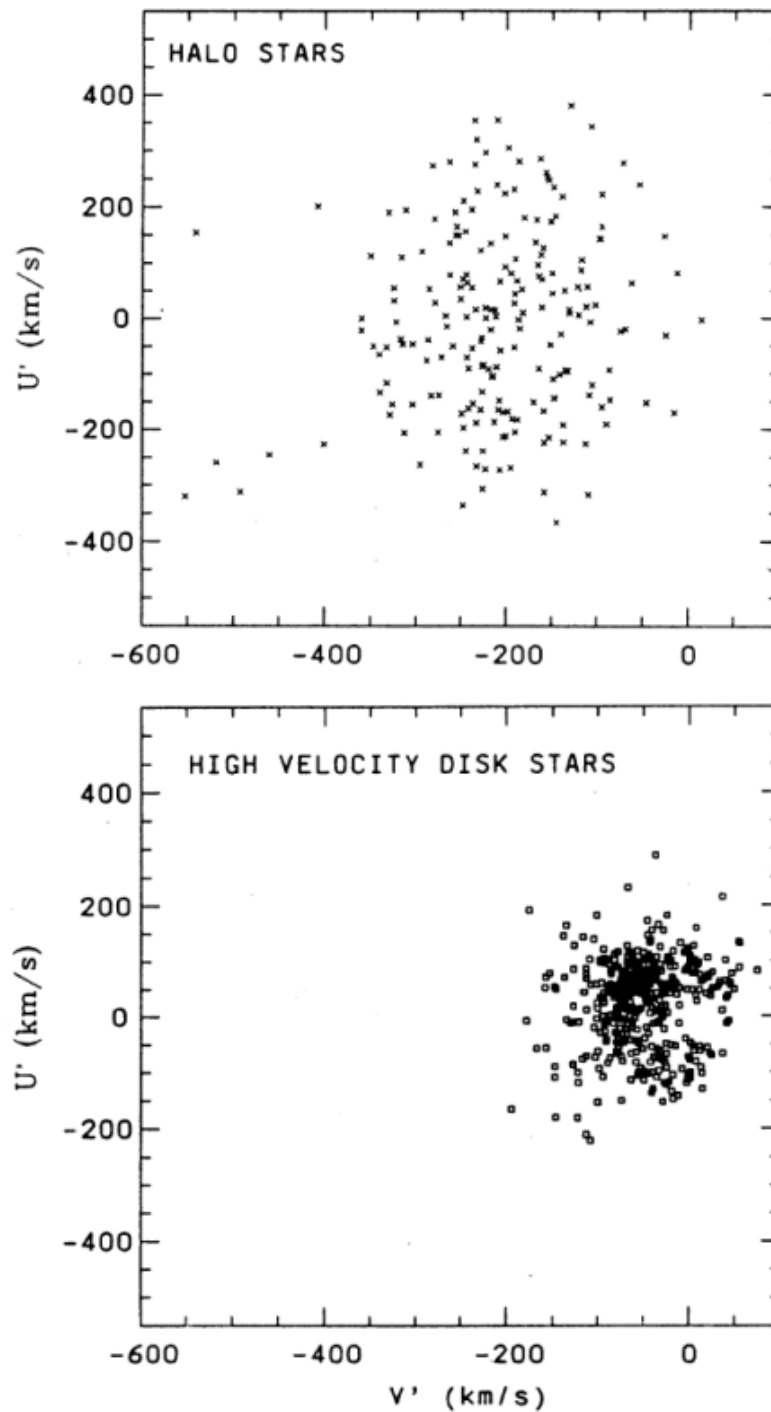
Ha a két csoport térbeli eloszlását összehasonlítjuk, azok skálamagassága alapvetően eltér. A fémszegények skálamagassága jóval nagyobb (8.7. és 8.8. a) ábrák).



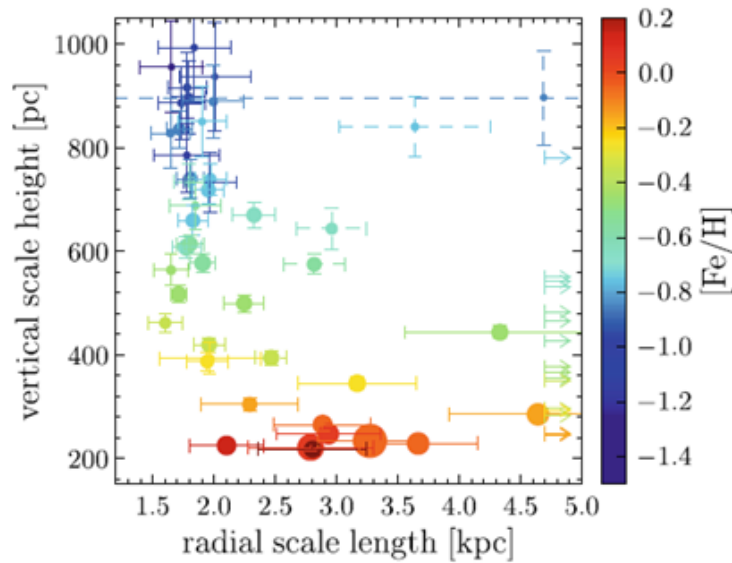
8.5. a) ábra: A $V(\text{rot}) = V' + 225 \text{ km s}^{-1}$ rotációs sebesség a vas-hidrogén index függvényében, ahol V' az LSR-hez viszonyított sebesség. A rotációs sebesség és vas-hidrogén index között lineáris korreláció nyoma látszik. Az eloszlásban két csoport látszik kirajzolódni, egy fémszegényebb nagyobb sebességű, és egy fémesebb kisebb sebességű. Az első a Halo a második a Korong populáció (Nissen & Schuster 1991).



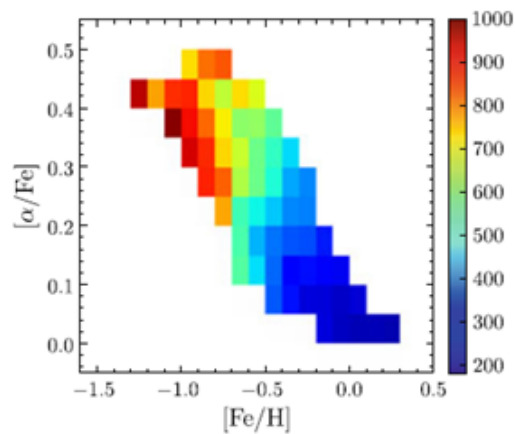
8.5. b) ábra: A sebesség szórás eloszlása a vas-hidrogén index függvényében, és a populációk elkülönítése (Trager 2012). Négy komponens lineáris kombinációjával leírható eloszlás. Az ábra szerint lépésenként leválasztjuk a vékony Korong (Thin), a vastag Korong (Thick), egyéb (Debris) és Halo (Halo) komponenseket. Látható, hogy a legnagyobb csillagszám, és legkisebb sebesség szórás a vékony Korongé, a másik véglet a Halo.



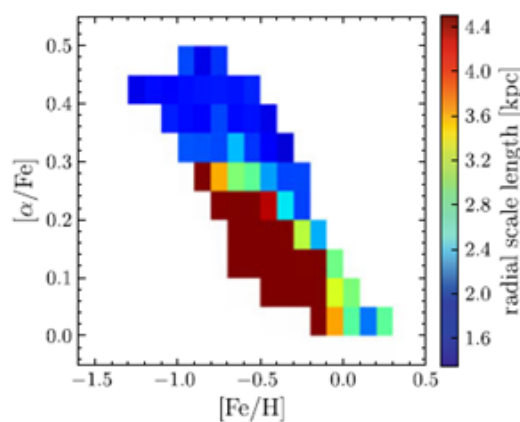
8.6. ábra: Bottlinger diagram, a 8.5.a ábrán meghatározott kép csoportot az sebesség-tér metszetén ábrázoljuk. Az LSR-hez viszonyított sebességeknek a Korong síkjával párhuzamos komponensei (Nissen & Schuster 1991).



8.7. ábra: A h_z vertikális skálamagasság az R_d radiális skálahosszúság függvényében, a színek a vas-hidrogén indexet jelölik a jobbszéli színskála szerint (Rix & Bovy 2013)



8.8. a) ábra: Az alfa-vas index a vas-hidrogén index függvényében. A színskála a vertikális skálamagasságot mutatja pc-ben (Rix & Bovy 2013). A nagyobb vas-hidrogén indexű és kisebb alfa-vas indexű csillagok a Galaktikus fősík közelében koncentrálnak.



8.8. b) ábra: Az alfa-vas index a vas-hidrogén index függvényében. A színskála a radiális skálahosszat mutatja kpc-ben (Rix & Bovy 2013). A kisebb vas-hidrogén indexű és nagyobb alfa-vas indexű csillagok a Galaktikus Dudor közelében koncentrálnak.

Walter Baade vezette be a populációk fogalmát, a fém tartalom alapján fémgazdag I. populációt ($[Fe/H] > -1$) és fémszegény ($[Fe/H] < -1$) II. populációt különböztetünk meg. Fémségük szerint a Korong csillagait általában az úgynevezett I. populációba, a Halo csillagait pedig a II. populációba soroljuk. Láttuk, hogy a fémség és a kinematika is összefügg. A fémségek alapján definiált populációkra az átlagos korok és a galaktikus pályaelemek is különbözőek (lásd 8.2. táblázat).

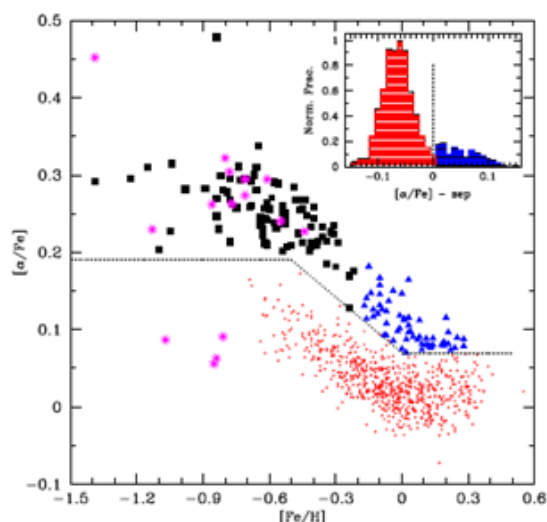
A III. populációs csillagok a legelső csillagok a modellek szerint a Világegyetemben. Ezek újra ionizáltak és bevilágították a Világegyetemet az úgynevezett Sötét Korszak után. Elemgyakoriságuk ezért az Ősrobbanás utáni állapotoknak megfelelő. Az előző alfejezetben említett különösen fémszegény HE0107-5240 és HE1327-2326 csillagok sem teljesen fémek nélküliek, ezért csak extrém II. populációsak tekintjük őket, és nem III. populációsak. A populációk a Toomre energia-diagrammokon és a Bottlinger diagramon is különválnak (lásd 8.10. és 8.11. ábrák).

	Extrém I. populáció	Közepes I. populáció	Közepes II. populáció	Extrém II. populáció
Kor (10^9 év)	0.1	0.2 – 10	2 – 10	10 – 13
Hely	Spirálkarok	Korong	Dudor	Halo
Mozgás pályája	körpálya	enyhén lapult	lapult	erősen elnyúlt
% nehezebb elemek aránya	3	~1.5	~1	0.1 – 1

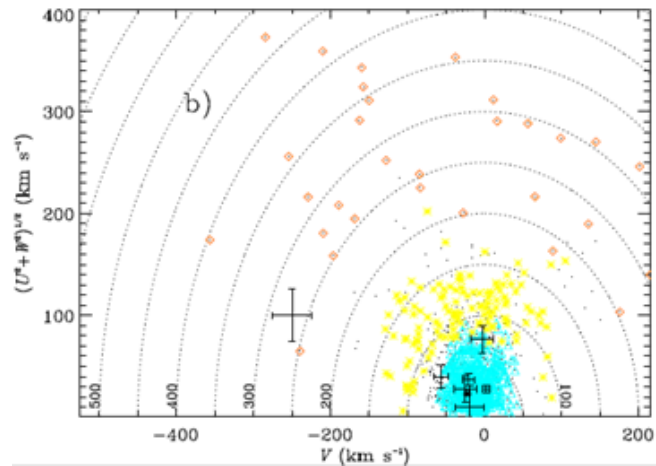
8.2. táblázat: A populációk előfordulási helye és pályája.

Ahogy a 8.2. táblázat és a 8.13. ábra mutatja, a fém tartalom az idősebb csillagokban általában alacsonyabb, mint a fiatalokban, de a szórás nagy, lásd a nagy átfedést az I. és II. populációs objektumok

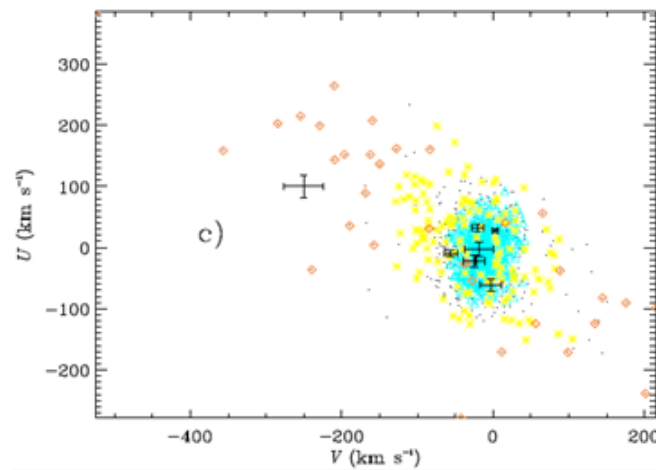
Vardan Adibekyan és munkatársai (Adibekyan et al. 2013) a Naprendszer környezetében 850 F, G, K típusú fősorozati csillag nagyfelbontású spektrumát (a HARPS spektroszkóppal) felvéve az alfa-vas indexben elkülönülő csoportokat mutattak ki (8.10. ábra). Ez alapján a Korongban 3 al-populációt említhetünk: a vékony Korong legfiatalabb és legfémségebb csillagait; ugyanítt a “magas alfájú” csillagokat; valamint a vastag Korong csillagait.



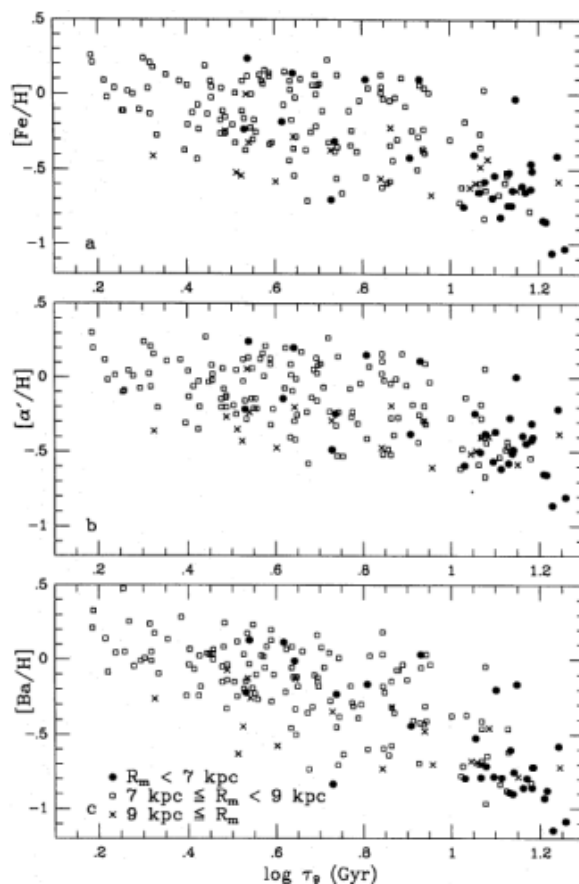
8.9. ábra: Alfa-vas index a vas-hidrogén index függvényében. Jelölések: a vékony Korong (piros +); a vékony Korong magas alfájú csillagai (világoskék ^), vastag Korong (fekete négyzet); és Halo csillagok (lila *). Pontozott vonal választja el az alacsonyabb és magas alfájúakat (Adibekyan et al. 2013).



8.10. ábra: Toomre energia diagram COROT célpont csillagokra. Jelölések: vékony Korong (világoskék Δ), vastag Korong (sárga $*$) és Halo csillagok, (piros \diamond). Pontozott vonalak jelzik az LSR-től való eltérést 50 km s^{-1} lépésközzel. A bolygóval rendelkezőket fekete hibavektorokkal jelölték.



8.11. ábra: Bottlinger diagram COROT célpont csillagokra. Jelölések: vékony Korong (világoskék Δ), vastag Korong (sárga $*$) és Halo csillagok, (piros \diamond). Pontozott vonalak jelzik az LSR-től való eltérést 50 km s^{-1} lépésközzel. A bolygóval rendelkezőket fekete hibavektorokkal jelölték.



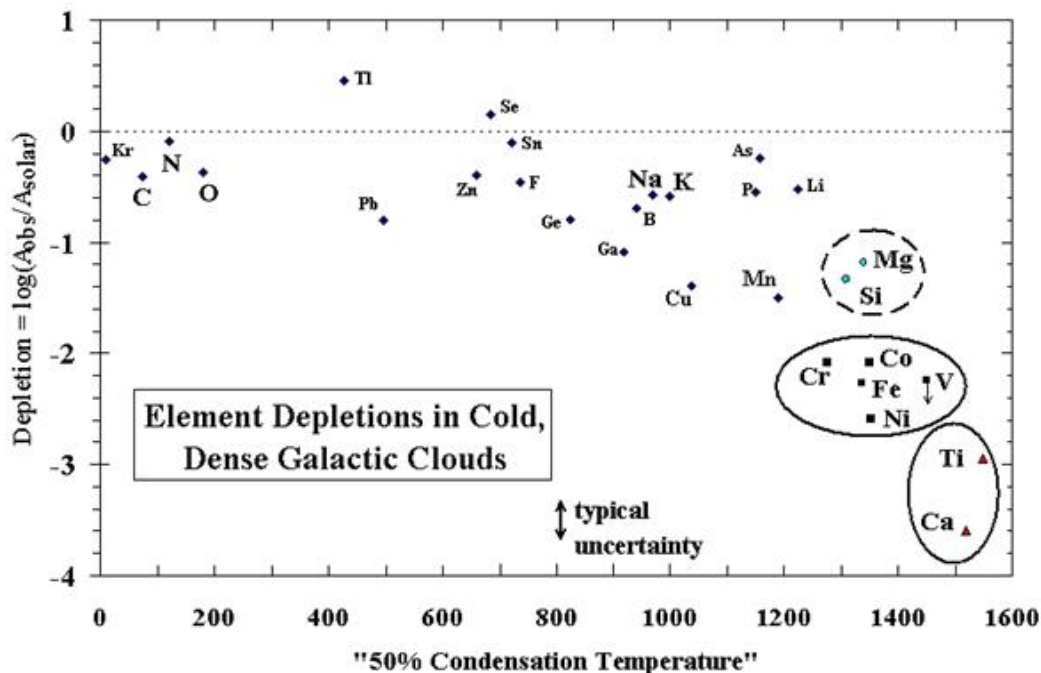
8.12. ábra: F és G törpék fémessége és kora (milliárd években mért kor logaritmus). a) vas-hidrogén index; b) alfa-hidrogén index (alfa elemek:); c) bárium-hidrogén index. A galaktocentrikus távolságok az alkalmazott

jelöléssel: tele köröcske $R < 7 \text{ kpc}$; üres köröcske $7 \text{ kpc} \leq R < 9 \text{ kpc}$; x $9 \text{ kpc} \leq R$

8.3. A csillagközi anyag kémiai összetétele

A csillagközi anyag kémiai összetétele hasonló a Galaxis csillagaiéhoz. Ugyanakkor megfigyelhető az fémek eltűnése is (depletion). Esetenként 50%-ban hiányoznak a gáz fázisból. A csillagközi port kutatva a hiány egyik oka a szilárd fázisba kicsapódás, kifagyás. Az a hőmérséklet, ahol az adott fém atomjainak legalább fele már kicsapódott, a kondenzációs hőmérséklet (lásd a 8.12. ábra). A sűrű csillagközi felhőkben több fém (C, O, N, Si, S) két és több atomos molekulákat alkot, melyek gáz fázisban rotációs spektrum vonalaikkal a rádió tartományban, jegeket alkotva a porszemcsék felületén infravörös tartományban kimutathatók.

A csillagközi anyag kémiai összetétele fentiek miatt erősen változó akár egy csillagközi felhőn belül is. Az összetételt jelentősen módosítja a közeli szupernóva robbanás, mert ez nem csak létrehozza a fémeket, de azokat el is keveri a csillagközi anyagban.



8.13. ábra: Fémek kondenzálódása (Ebel 1999). Ezek lesznek a porszemcsék magjainak fő alkotói.

Referenciák és további olvasnivaló a fejezet témájában:

Asplund, M. et al. 2006: „*The solar chemical composition*”, NuPhA, 777, 1

Asplund, M. et al. 2009: „*The Chemical Composition of the Sun*”, ARA&A, 47, 481

Bond, H.E. et al. 2013: „*HD 140283: A Star in the Solar Neighborhood that Formed Shortly After the Big Bang*”, ApJ, 765, 12

Ebel, D.S. 1999: „*Variations on solar condensation: Sources of interstellar dust nuclei*”, <http://research.amnh.org/users/debel/papers/jgr99/jgr99a.html>

Edvardsson, B. et al. 1993: „*The chemical evolution of the galactic disk*”, A&A, 275, 101

Frebel A., et al. 2005: „*Nucleosynthetic Signatures of The First Stars*”, Nature, 434, 871

Gazzano, J-C. et al. 2013: „*Characterisation of the Galactic thin disc with CoRoT targets*”, <http://arxiv.org/pdf/1301.0111v1.pdf>

Marik, M., 1989: „*Csillagászat*”, Budapest, Akadémiai kiadó

McNamara, D. H. & Colton, D. J. 1969: „*Line-Blanketing Effects on the uvby β Photometric System*”, PASP, 81, 826

Mihos, C. 2011: „*Galaxies and Cosmology*”, Department of Astronomy, CWRU, <http://burro.astr.cwru.edu/Academics/Astr222/>

Milne, E. A. 1928: „*The total absorption in the Sun's reversing layer*”. The Observatory 51: 88–96., Obs, 51, 88

Nissen, P.E. & Schuster, W.J., 1991: Aarhus, ISSN 0906-3870

Petrovay, K. 2006: „*Kevesebb a fém a Napban*”, Csillagászati Évkönyv 2006, 149.-151. ill. 136.-137.

Placco, V.M. et al. 2013: „*Metal-Poor Stars Observed With The Magellan Telescope. I. Constraints on Progenitor Mass and Metallicity of AGB Stars Undergoing S-Process Nucleosynthesis*”, *ApJ*, 770, 104

Sandage, A. & Fouts, G. 1987: „*New Subdwarfs. VI ...*”, *AJ*, 92, 74.

Rix, H.W. & Bovy, J. 2013: *Astron Astrophys Rev* 21,61

Willey, R. L. et al. 1962: „*On the Effect of Fraunhofer Lines on u, b, V Measurements*”, *ApJ*, 135, 94

9. fejezet - A Tejút központi vidéke

A központi fekete lyuk és környezetének bemutatása

9.1. Fekete lyukak

A fekete lyuk olyan égitest, amelynek a felszínén a szökési sebesség eléri, vagy meghaladja a fénysebesség értékét. Létezésüket az általános relativitáselmélet jósolta meg. Fekete lyuk keletkezik akkor, ha egy véges tömeg a gravitációs összeomlásnak nevezett folyamat során egy kritikus értéknél kisebb térfogatba tömörül össze. Ekkor az anyag összehúzódását okozó gravitációs erő minden más anyagi erőnél nagyobb lesz, s az anyag egyetlen pontba húzódik össze. Ebben a pontban bizonyos fizikai mennyiségek (sűrűség, téridő-görbület) végtelenné válnak (Gravitációs szingularitás). A szingularitást körülvevő térrészben a gravitáció olyan erős, hogy onnan sem anyag, sem fény nem szabadulhat ki. Ezt a megoldást egy elektromos töltéssel és impulzuszórával sem rendelkező fekete lyukra Karl Schwarzschild fedezte fel (Schwarzschild 1916). E gömb alakú térrész határfelülete az eseményhorizont, sugara az ún. Schwarzschild-sugár (lásd 9.1. egyenlet). Az eseményhorizonton belülrre kerülő anyag vagy sugárzás belezuhan a szingularitásba.

$$R_S = \frac{2GM_{BH}}{c^2} = 1,48 \times 10^{-27} M_{BH} [\text{mkg}^{-1}] \quad (9.1)$$

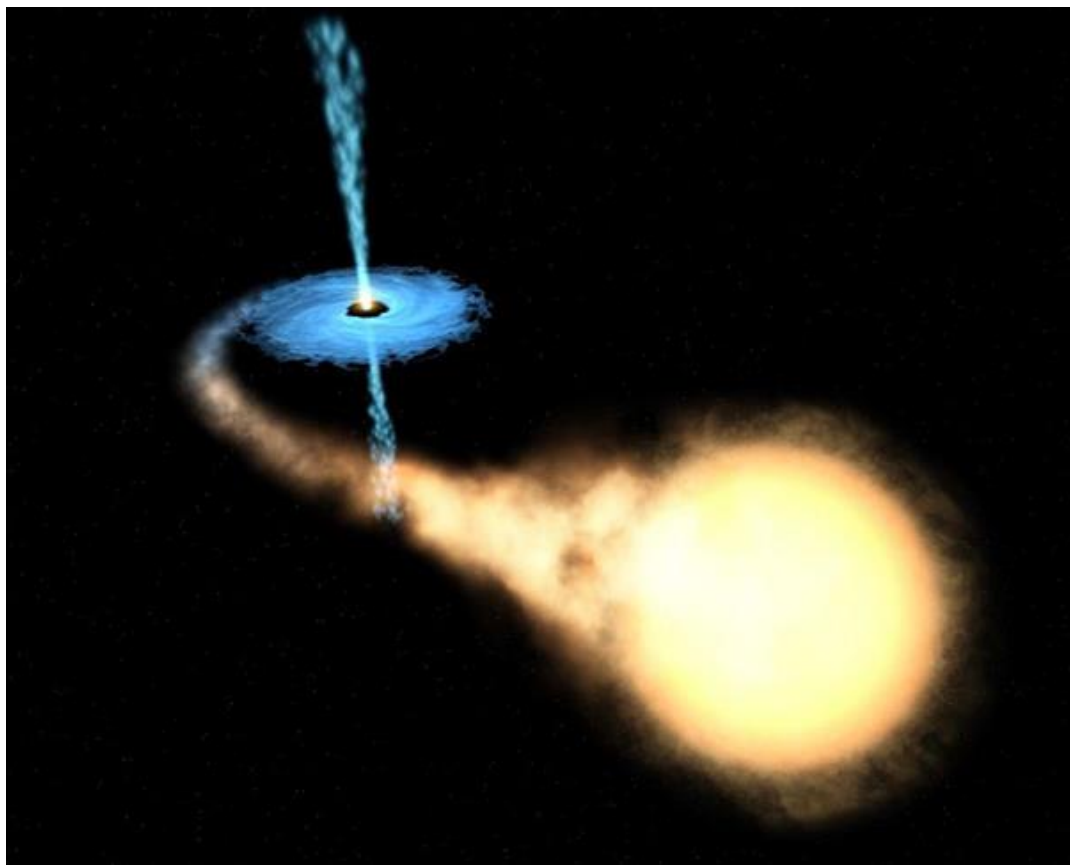
A fekete lyukakat alapvetően a tömegük szerint osztályozzák (lásd 9.1. táblázat).

Fekete lyuk fajtája	Tömeg [naptömeg]	Méret
Szuper nagytömegű	$\sim 10^5 - 10^{10}$	$\sim 0.001 - 400$ CsE
közepes tömegű	$\sim 10^3$	$\sim 10^3$ km $\approx R_{\text{Föld}}$
csillag végállapot	~ 10	~ 30 km
mikro	$< 10^{-7}$	< 0.1 mm

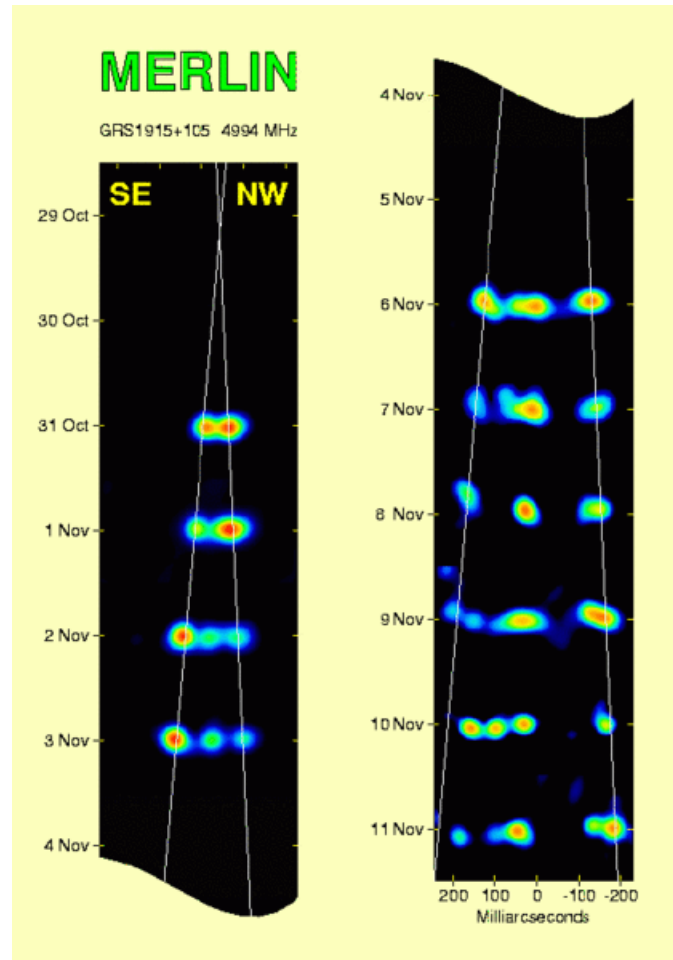
9.1. táblázat: A fekete lyuk típusok tömegek szerint

A töltéssel rendelkező fekete lyukat Reissner–Nordström fekete lyuknak, a forgót Kerr fekete lyuknak nevezzük.

A Tejútrendszerben is ismerünk nagytömegű csillag végállapotaként keletkezett fekete lyukat. A GRS 1915+105 röntgen pontforrás a V1487 Aquilae K óriással asszociált, a modellje a 9.2. ábra szerinti kettőscsillag melynek fő komponense egy $M = 14 \pm 4$ naptömeg tömegű (Grenier 2001) fekete lyuk. A fekete lyukhoz kapcsolódó relativisztikus jetet (lásd 9.2. ábra) rádió interferometrikus mérésekkel térképezték fel a Multi-Element Radio Linked Interferometer Network (MERLIN) rendszerrel (Fender 1999).



9.1. ábra: Csillag-fekete lyuk kettős. A fekete lyuk körüli korongra behulló anyag röntgensugárzást kelt, és a korongra merőlegesen nagy sebességű kiáramlás (jet) keletkezik.
(http://hu.wikipedia.org/wiki/F%C3%A1jl:Accretion_disk.jpg)

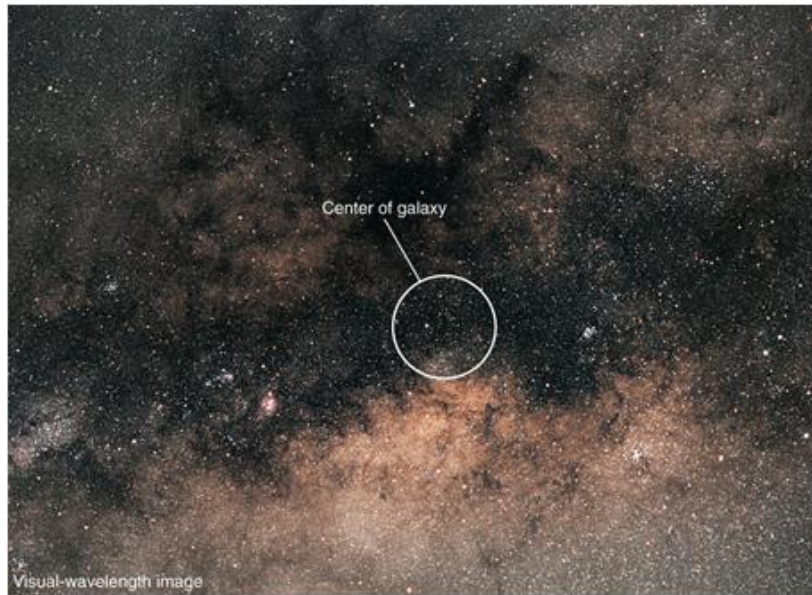


9.2. ábra: Relativisztikus jet növekedése a GRS 1915+105 (V1487 Aquilae) röntgen kettősénél a MERLIN interferométer rádió kontinuum mérései alapján. (Forrás: MERLIN/VLBI national facility; Author=Fender, R. P.; Garrington, S. T.; McKay, D. J.; Muxlow, T. W. B.; Pooley, G. G.; Spencer)

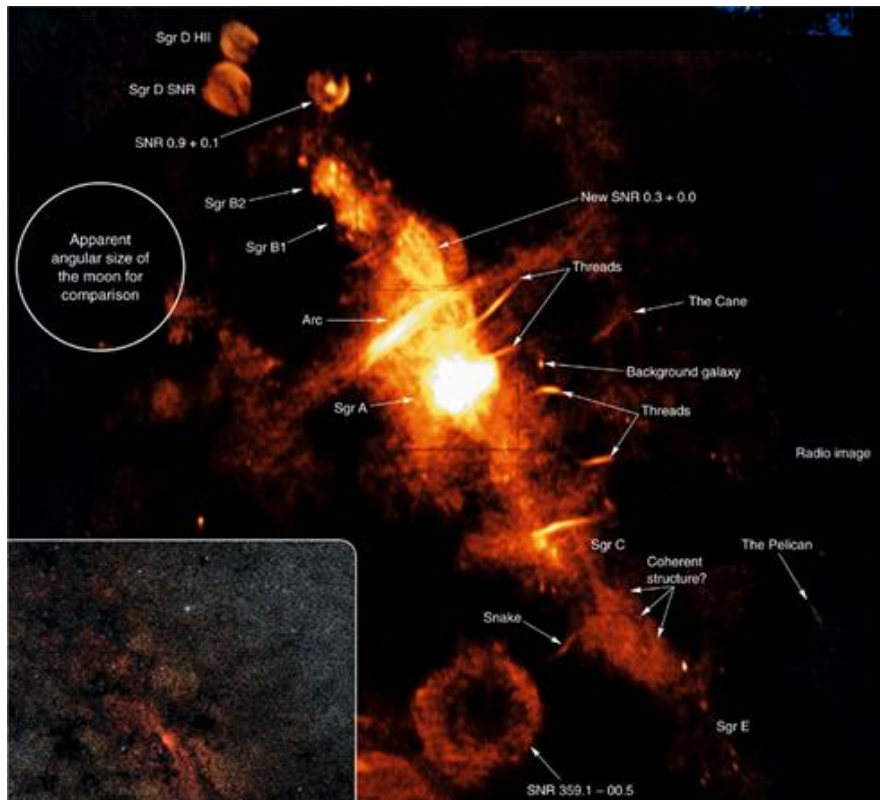
9.2. Fekete lyuk a Tejútrendszer középpontjában – tömeg

A Tejútrendszer Nukleuszában jelentős csillagközi anyag sűrűsödés mellett az átlátszóság csak infravörös és rádió tartományban elegendő arra, hogy a csillagtartalmat, vagy a középpont közeli csillagközi felhők szerkezetét vizsgáljuk. A legelső rádiócsillagászati felmérés során már Karl Jansky az égbolt legfényesebb rádióforrásaként azonosította a Tejútrendszer középpontjának irányát 20.5 MHz frekvencián ($\lambda = 14.6 \text{ m}$, Jansky 1933). Az ismert aktív galaxismagok mintájára Lynden-Bell & Rees (1971) javasolta, hogy a Tejútrendszer középpontjában kompakt rádióforrást keressenek. Ezt Balick & Brown (1974) meg is találta az NRAO GBI interferométerrel (National Radio Astronomy Observatory Green Bank Interferometer) 2,7 és 8,1 GHz frekvencián. Nagyjából velük egy időben Ron Eckers is munkatársaival (Eckers et al. 1975), akik a WSRT-vel (Westerbork Synthesis Radio Telescope) térképezték 5GHz frekvencián. A Galaktikus Középpont kompakt rádióforrását "Sagittarius A*", vagy Sgr A*-ként tartjuk nyilván. Ez a legközelebbi szuper nagytömegű fekete lyuk jelölt (lásd Genzel et al. 2010 áttekintő cikkét).

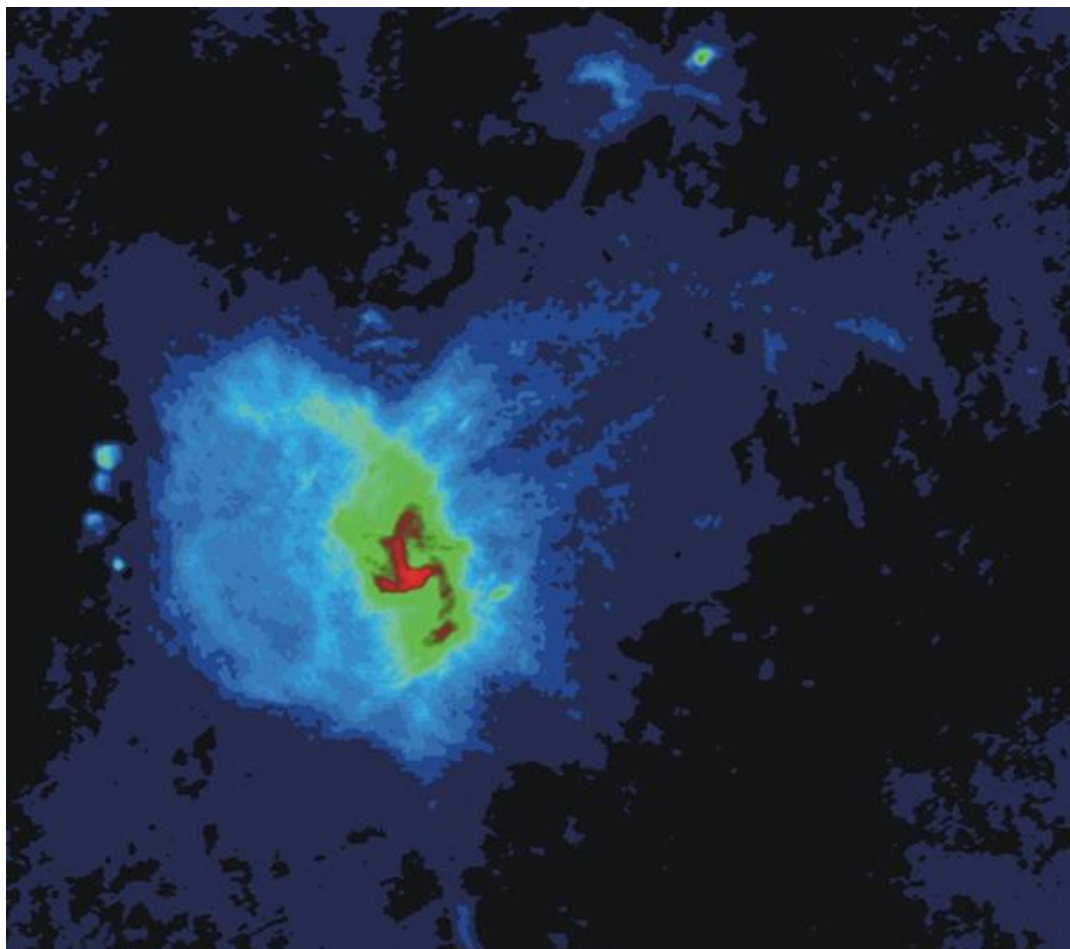
A Nukleuszt a Korong csillagközi por tartalma látható tartományban elfedi (lásd 9.3. a) ábra), de infravörös és rádió hullámsávokban vizsgálható. A rádió kontinuum térképeken számos fiatal szupernóva maradványt, íveket, filamentumokat látunk. A VLA-val (Karl G. Jansky Very Large Array) mért 90cm-es kontinuum térkép említett struktúráit heves, a starburst jelenséghez hasonló csillagkeletkezés eredményeként magyarázzuk (lásd 9.3. b) ábra). A fényes Sgr A* zóna részletesebb képét a 9.3. c) ábrán mutatjuk be.



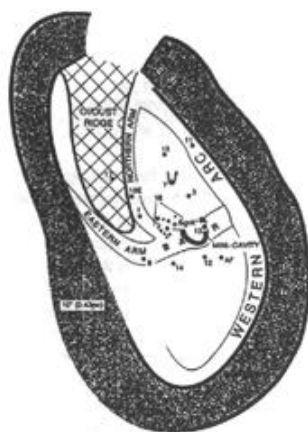
9.3. a) ábra: A Tejútrendszer középpontját sűrű csillagközi felhők fedik el a Korongban.



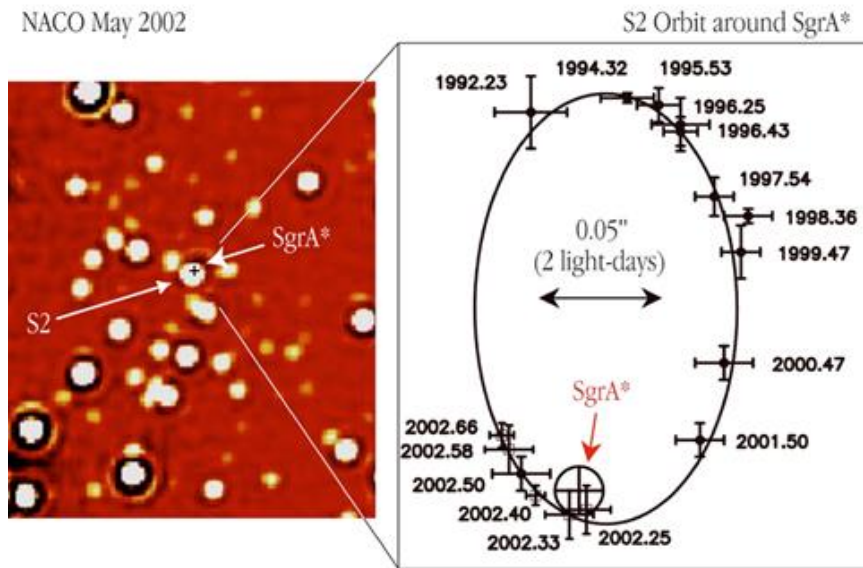
9.3. b) ábra: A Tejútrendszer központi vidéke ($4^\circ \times 4^\circ$ terület) 90cm-es rádió kontinuum méréssel. A holdkorong méretét (bal fent) és a terület optikai képét (bal lent) is látjuk összehasonlításképp. Négy szupernóva maradvány („SNR”) is jelölve. (lásd Kassim et al. 1999, image credit: N. E. Kassim, D. S. Briggs, T. J. W. Lazio, T. N. LaRosa, J. Imamura, NRL/RSD, <http://apod.nasa.gov/apod/ap990128.html>)



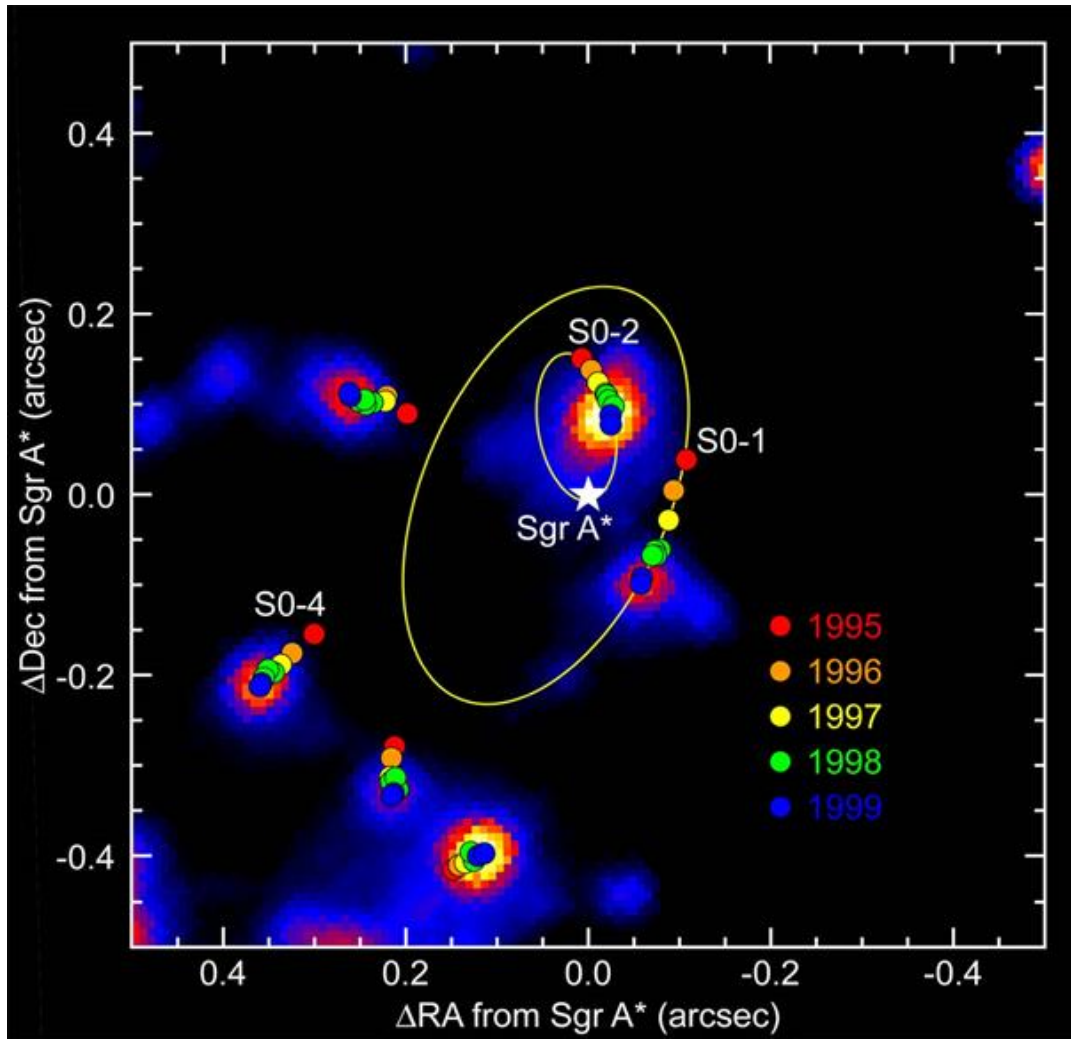
9.3. c) ábra: Rádió kontinuum (6cm) VLA intenzitás térkép a mini-spirális felhőszerkezetről a Tejútrendszer középpontjában. A spirál átmérője kb. 3pc. (lásd Yusef-Zadeh & Morris 1987, image courtesy: NRAO/AUI http://images.nrao.edu/Galactic_Sources/Galactic_Center/274)



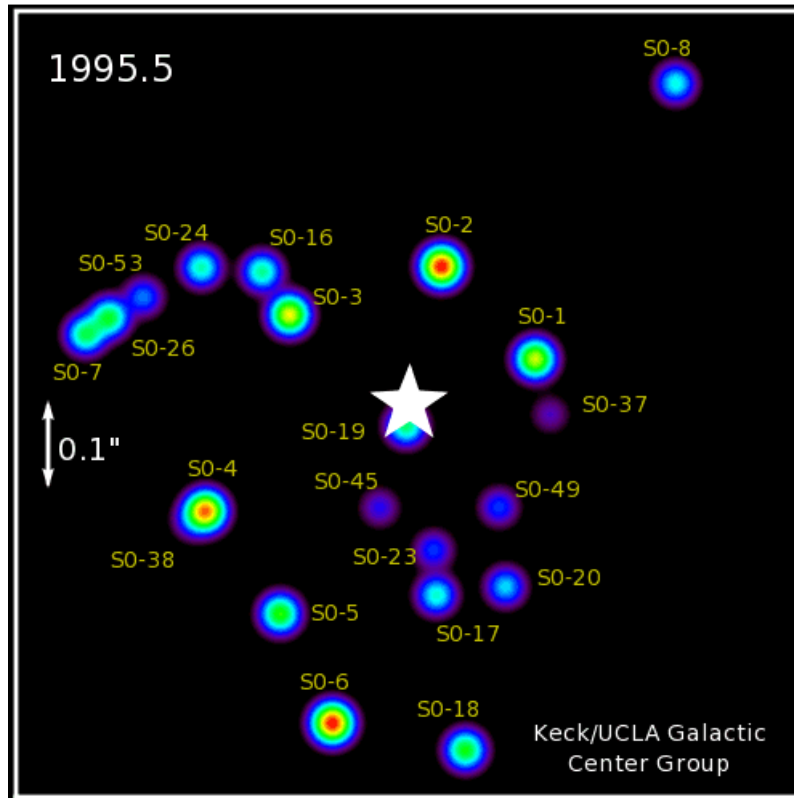
9.3. d) ábra: A 9.3. c) ábra centrális szerkezeteit magyarázó vázlat (Genzel et al. 1994).



9.4. ábra: Bal: VLT NACO K_S ($2,1 \mu\text{m}$) sávú közeli infravörös felvétel a SgrA* rádióforrás $2 \times 2''$ környezetéről. A Nukleusz nagy csillagsűrűséget mutat, elsősorban fiatal csillagok halmazait. Jobb: A SgrA* rádióforrás körül keringő S2 jelű csillag pályája. Az S2 keringése során 80CSE-re megközelíti a Tejútrendszer középpontját. (Credit: ESO, <http://www.eso.org/public/unitedkingdom/images/eso0226c/>)



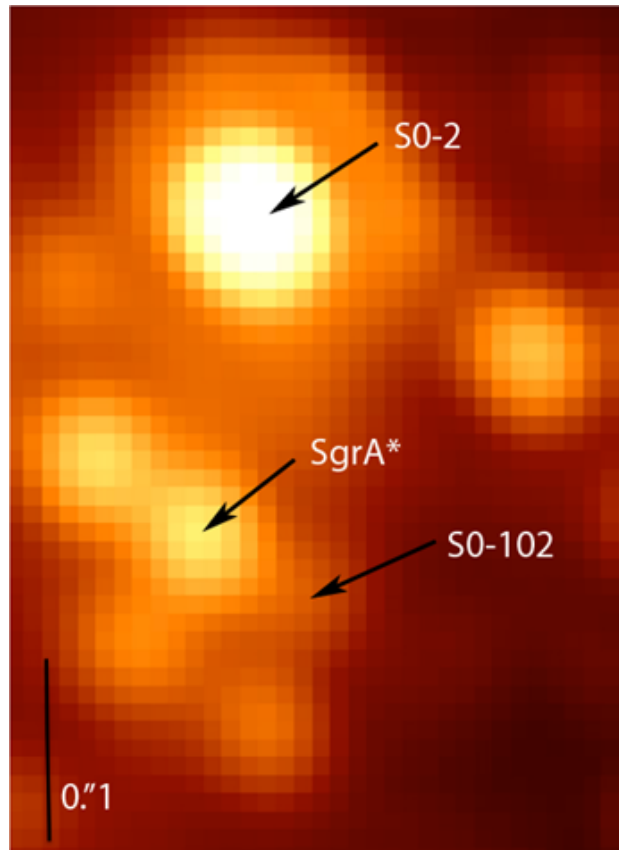
9.5. a) ábra: A Tejútrendszer központi vidéke többéves megfigyelés alapján. A csillagok pályáját és radiális sebességeit is tudjuk mérni. Az ábrán 1995 és 1999 között mért elmozdulásokat látjuk évek szerint szinkódolva. Az S0-2 mellett az S0-1 és S0-4 csillagokat is jelöltük (lásd Ghez et al. 2000 alapján, Kormendy 2000, http://www.nature.com/nature/journal/v407/n6802/fig_tab/407307a0_F1.html)



9.5. b) ábra: A Tejútrendszer központi vidéke $2,2\mu\text{m}$ hullámhosszon a KECK teleszkóppal több éves megfigyelés alapján (animáció). Az S0-2-es csillag keringési periódusa: 15,78év. A Galaxis középpontjának távolságában a 0,1 ívmásodperc 1000 CSE-nek felel meg. (<http://www.astro.ucla.edu/~ghezgroup/gc/pictures/orbitsMovie.shtml>)

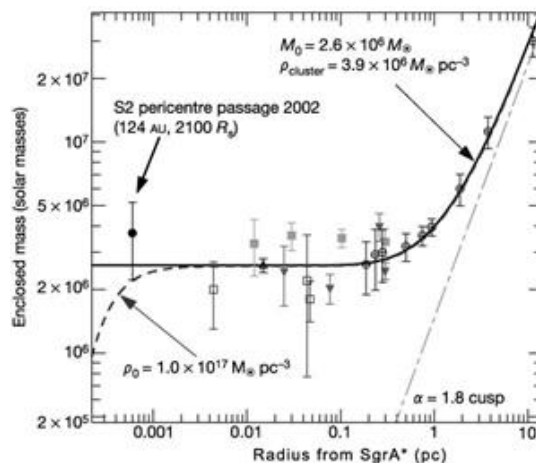
A Tejútrendszer középpontjában lévő fekete lyuk tömegét, és Naptól való távolságát is ki lehet számolni a körülötte keringő csillagok pályáit megismerve és radiális sebességeiket mérve (lásd például Angélik et al. 2010). A térképezést a 20. 21. század fordulóján nagyfelbontású közeli infravörös mérésekkel végezték (például a Keck teleszkóppal). A nagyjából a SgrA irányában lévő fekete lyuk közvetlen környezetében két infravörös pontforrást találunk. Az S0-2 jelű 15,78 éves periódussal keringve a fekete lyukat 80CSE-re közelíti meg (Schödel et al. 2002, Ghez et al. 2003). A nála 16-szor halványabb S1-102 jelű 11,5 éves periódussal kering és kb. 27CSE az apogalaktikus távolsága.

A fekete lyuk tömege ezekből a mérésekből $(4,1 \pm 0,4) \times 10^6$ naptömeg, és távolsága $7,7 \pm 0,4$ kpc (Meyer 2012). A további távolságbecsléseket lásd a 9.4. alfejezetben.



9.5. c) ábra: Az S0-2 és S0-102 jelű csillagok a Tejútrendszer középpontjában 2,12 μ m hullámhosszon, a Keck/NIRC2 adaptív optikás felvételén 2010 májusában (Meyer et al. 2012).

A középpont körül keringő csillagok mozgásából megrajzolhatjuk a Tejútrendszer rotációs görbét a Nukleuszra is. Rainer Schödel és munkatársai az S2 (újban S0-2, lásd fent) mozgásából, a korábbi rotációs sebesség meghatározásokat, és tömegmodelleket felhasználva megadták a Galaxis középpontja 10pc-es környezetének tömegeloszlását (lásd 9.6. ábra).



9.6. ábra: Tömegeloszlás a Galaxis középpontjának közelében a Nukleuszban keringő csillagok sebességeiből. A szimbólumok a tömegbecslések mérési háttérét jelzik: tele háromszögek – sajátmozgás mérések az NTT-vel; üres háromszögek – sajátmozgás mérések a Keck-kel; tele négyzetek – becslés Jeans egyenlettel; üres körök – késői típusú csillagok radiális sebesség mérése. A legjobban illeszkedő modell (folytonos vonal) mellett annak egyes részei is feltűnnek: a szuper nagytömegű fekete lyuk, mint tömegpont; a Nukleusz kompakt ($R=0.00019$ pc)

csillaghalmazának tömegsűrűsége, valamint a Nukleusz további csillagai egy Plummer modellel (mag-sugár=0,34pc, hatványkitevője $\alpha = 1,8$) leírható eloszlással és kisebb tömegsűrűséggel (Schödel et al. 2002).

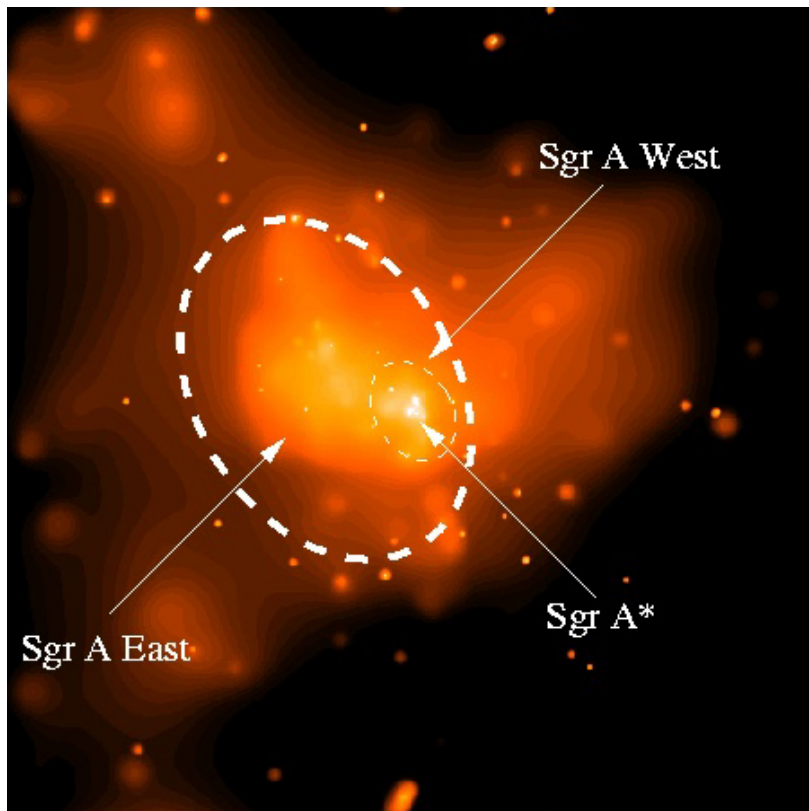
A Tejútrendszer középpontjában a tömeg-profil dinamikai megoldása $2,6 \times 10^6 M_{\text{Nap}}$ pontszerű tömeget kíván meg, valamint kb. $4 \times 10^6 M_{\text{Nap}}$ össztömeget, ami a csillaghalmazban található, 4 pc galaktocentrikus sugáron belül (lásd 9.6. ábra).

9.3. A Tejútrendszer aktív galaxismagja működésének jelei

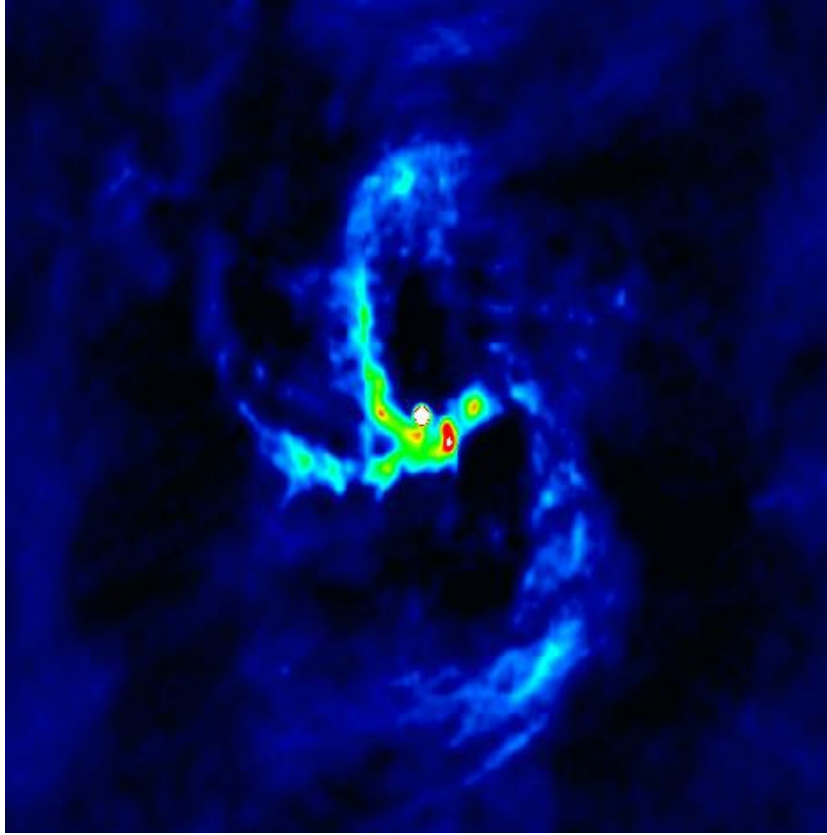
Mára számos észlelési bizonyíték van arra, hogy az óriás galaxisok magjában szuper nagy tömegű $10^6 M_{\text{Nap}} < M < 10^9 M_{\text{Nap}}$ fekete lyukakba hullik a környező galaxis anyag. Amikor ez jelentős aktivitást, és feltűnően nagy központi fényességet növekedést jelent a galaxis többi részéhez képest akkor AGN-ről (aktív galaktikus nukleusz) beszélünk. Ugyanakkor a LINER-ek (lásd 14.2. alfejezet) és a Tejútrendszer magja is mutat aktivitást. Az AGN-k szerkezetét, és megfigyelt változatait a 14. fejezetben bővebben tárgyaljuk. A Tejútrendszer középpontjában lévő szuper nagy tömegű fekete lyuk tömege a körülötte keringő csillagok kinematikájából számítható (lásd 9.2. alfejezet). Alább az anyaggyűjtő, vagy akkréciós korong (accretion disk), a korongra nagyjából merőleges nagysebességű kiáramlásról és az eseményhorizontról szólnak.

9.3.1. A központi korong

A Tejútrendszer központi néhány parsec-es tartományában egy sűrű és fényes csillaghalmazt és csillagközi gázt találunk. A kb. 4 pc átmérőjű forró belső régió a Sgr A West HII zóna és 10^6 K hőmérsékletű forró röntgen sugárzó gáz (lásd 9.7. ábra) mellett ionizált gáz filamenteket is látni, melyek egy mini spirált alkotnak (lásd 9.10. ábra valamint Lo & Claussen 1983). Ezek, a kívülről hozzájuk kapcsolódó sűrű molekuláris áramlásokkal alkotják a központi korongot ('circum-nuclear disk', CND, Becklin et al. 1982, Christopher et al. 2005). A CND-n kívül a Sgr A East fiatal szupernóva maradvány és több sűrű molekulafelhő kering.

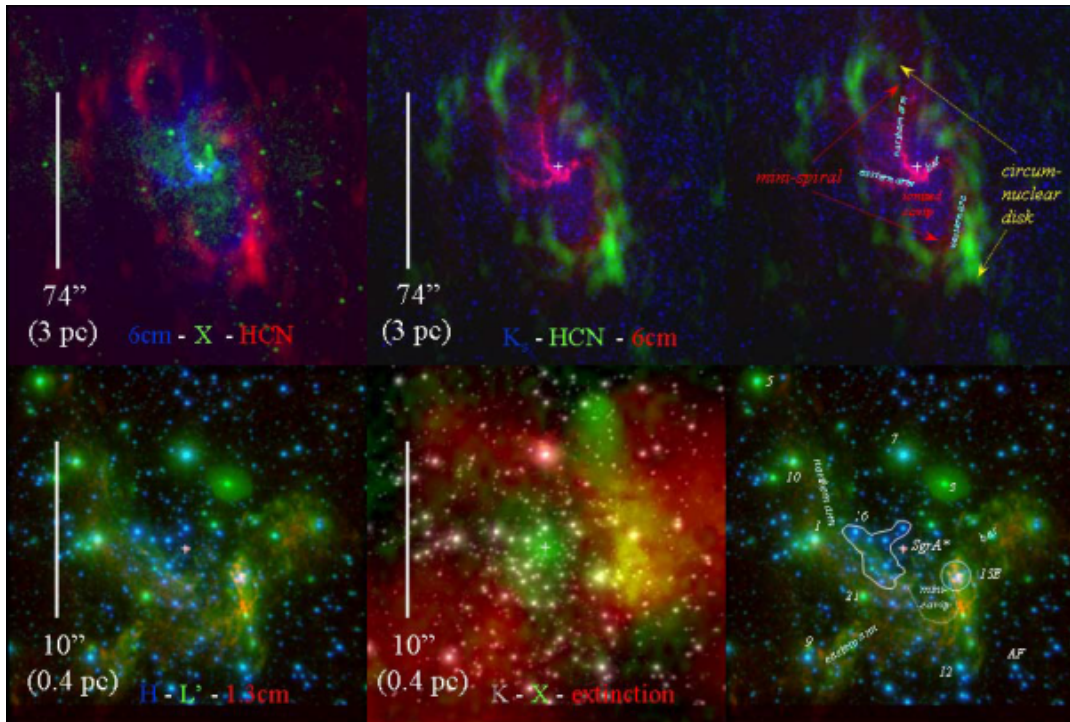


9.7. ábra: A központi korong a Chandra röntgen teleszkóp felvételén. A kép 8,4 ívperc, azaz kb. 20pc átmérőjű, a színek intenzitást kódolnak, fehér a legfényesebb (Credit: NASA Chandra X-Ray Observatory and Penn State University.)



9.8. ábra: A Sgr A West 3.6cm rádió kontinuum képe a VLA-val. A 4,5pc×5,8pc képen látjuk a „mini spirált” (Roberts & Goss 1993, image credit: Roberts et al. NRAO / AUI / NSF)

A 9.9. ábra kompozit képein az adaptív optikával mért közeli infravörös intenzitás eloszlást hasonlítjuk más hullámsávokban mérthez. A forró gáz rádió kontinuum sugárzását 6cm és 1,3cm hullámhosszakon a VLA-val



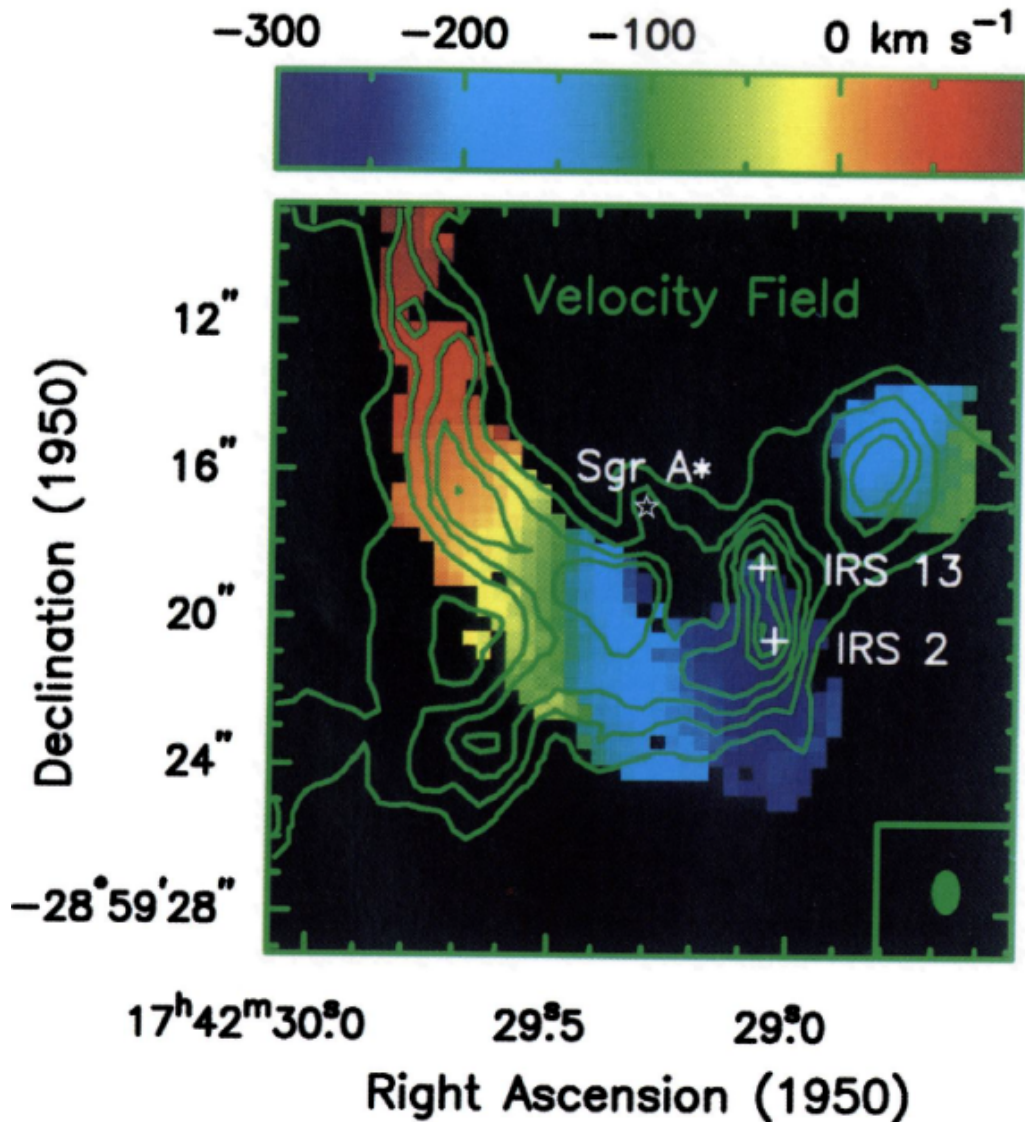
9.9. ábra: A Tejútrendszer középponti korongja (CND) a rádiótól a röntgen tartományig. A felső sorban a teljes CND (lépték: $1' = 2.41$ pc), az alsóban annak központi része (lépték: $1' = 2.41$ pc). A jobb széleken a fontosabb részleteket magyarázó térképekkel. A + jelzi a Sgr A* pozícióját. A Galaktikus fősík 32° -ban DNy-ÉK irányban húzódik a képen keresztül.

A bal felső kompozit képen a kék: 6cm kontinuum (Yusef-Zadeh et al. 1986 és Roberts & Goss 1993); a vörös: HCN 1-0 emisszió (Christopher et al. 2005) és a zöld szín: röntgen emisszió (Baganoff et al. 2003).

A felső középső képen a vörös: 6 cm kontinuum VLA; a zöld: HCN rádió vonal intenzitás; és a kék: 2.2 μ m (K-sáv, VLT-ISAAC, Schödel et al. 2007a).

A bal alsó kompozit képen a kék: közeli infravörös H sáv 1.6 μ m; zöld: L' sáv 3.8 μ m (VLT-NACO, Genzel et al. 2003a); vörös: 1.3 cm VLA rádió kontinuum (Zhao & Goss 1998).

Az alsó középső képen a fehér: K sáv (VLT-NACO, Genzel et al. 2003a), vörös-sárga: extinkció (Schödel et al. 2007); zöld: and röntgen emisszió (Chandra, Baganoff et al. 2003).



9.10. ábra: A SgrA West sebességeloszlása a hidrogén H2α vonalának Doppler-eltolódásából. A 8,3GHz kontinuum intenzitás kontúrokat és a nyalábméretet zölddel rajzoltuk. A radiális sebesség a színek szerint a mini-spirál külső végétől (sötét vörös, +100km/s) a középpont felé (sötét kék, -300km/s) erős gradienst mutat. (Roberts, D.A. et al. 1996).

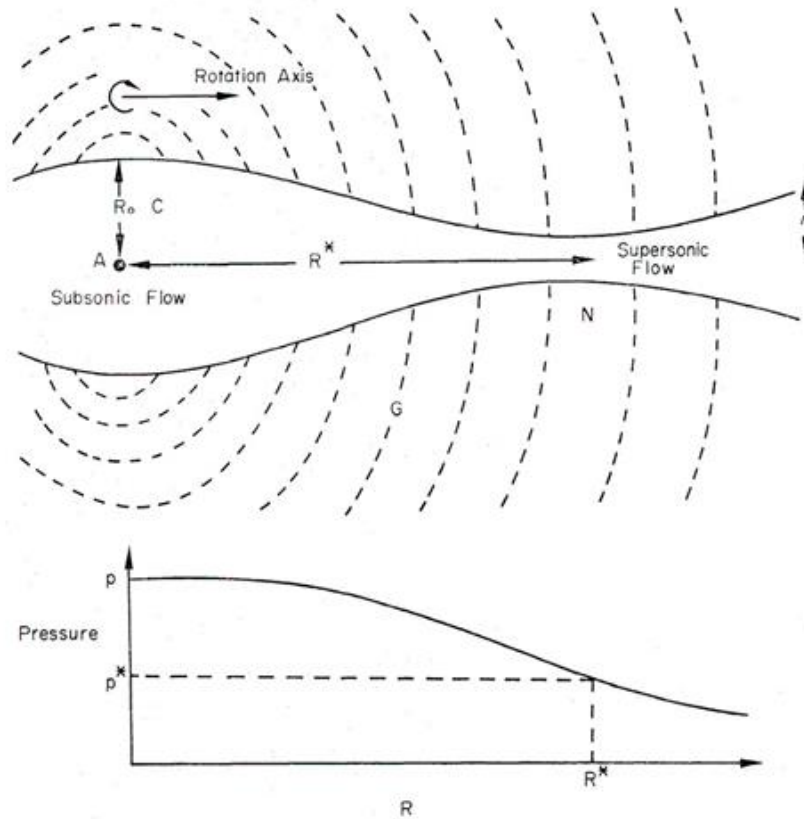
9.3.2. Jet a Tejútrendszer középpontjában

A fekete lyuk (hajtóerő) relativisztikus gázt pumpál, mely egy belső üreget tölt ki. Ennek előbb-utóbb ki kell törnie a legkisebb ellenállás irányában (a forgástengely mentén). A nyomás monoton esik, ahogyan a befoglaló galaxisban a korongra merőlegesen annak nyomása esik. Egy fúvóka, vagy szűkület (nozzle) képződik, amikor a stagnációs nyomás $(4/9)$ -ét eléri. A fúvókánál $\gamma=(3/2)^{1/2}$ és a gáz v sebessége a c hangsebességgel:

$v = 3^{-1/2} c$, azaz az áramlás transz-szonikus (hangsebesség körüli) lesz. Ha R_0 a meder hengeres, sugara: $r=k(p/p_0)^{-1/4} [1-(p/p_0)^{1/2}]^{-1/4} r^*$

$$R_0 = k(p/p_0)^{-1/4} [1-(p/p_0)^{1/2}]^{-1/4} R^* \quad (9.2)$$

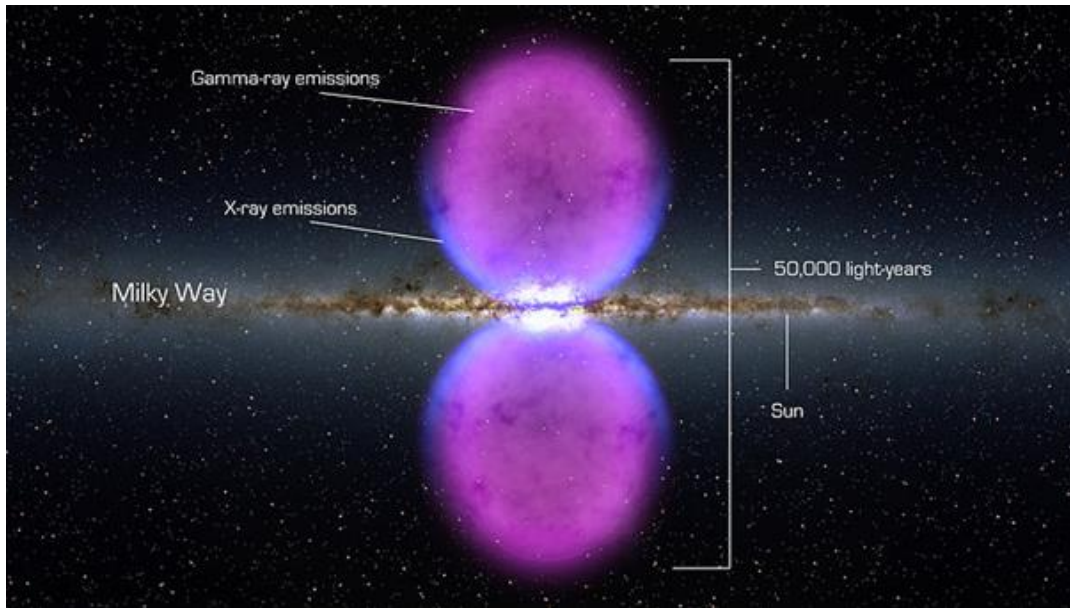
, ahol R^* a meder sugara a fűvókánál (lásd 9.11. ábra).



9.11. ábra: A Jet geometriája (felül) és a nyomáeloszlás (alul) (Blandford, Rees 1974).

9.3.3. A „Fermi buborékok”

A jet forró gázt juttat a fekete lyuk környezetébe két nyalábban („Fermi bubbles”, lásd 9.12. ábra, valamint Su et al. 2010, Yeng et al. 2013). A nyalábok 50-50 fokra eltávolodnak a Nukleusztól. A jet maga nem látszik kiterjedt rádióforrás, a fekete lyuk talán „éhezik” (starving black hole), azaz jelenleg nincs jelentős tömeg behullás. A jet rádió és közeli infravörös azonosítása lehet a Sgr A*, ami 1,3cm-es hullámhosszú VLBI mérések alapján egy a szuper nagytömegű fekete lyuk körül keringő rádiófényes folt. A „fényes folt” távolsága a fekete lyuktól $\leq 80R_g$ (Huang et al. 2012).



9.12. ábra: Gamma és röntgen sugárzó buborékok a Tejútrendszer középpontja irányában a Korong két oldalán a Fermi Gamma-ray Space Telescope mérései alapján. (NASA's Goddard Space Flight Center, 2011, http://www.nasa.gov/mission_pages/GLAST/news/new-structure.html)

9.3.4. Eseményhorizont

Feltételezzük, hogy a központi M_{BH} tömegű fekete lyuk forog, tehát van egy J impulzusmomentuma. Legyen az α skálafaktor:

$$\alpha = \frac{J}{cM} \quad (9.3)$$

Ekkor az eseményhorizont sugara:

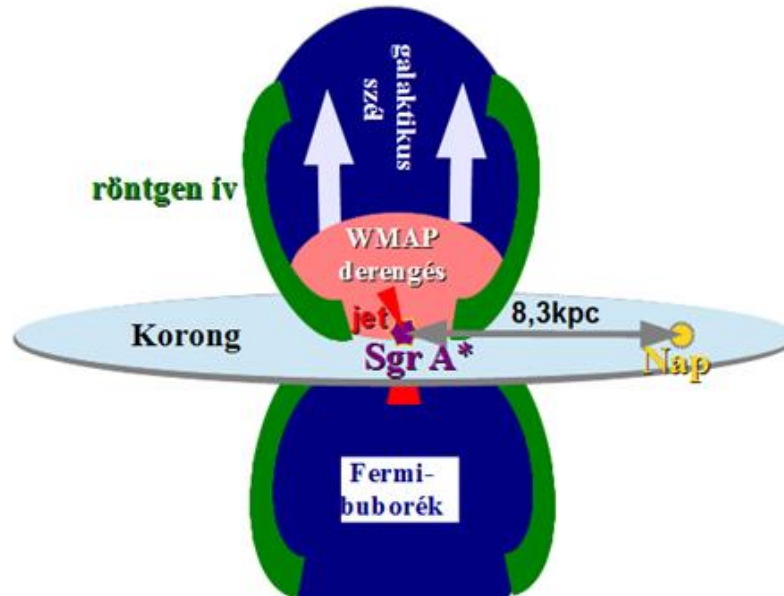
$$R_{\text{es}} = \frac{r_s + \sqrt{r_s^2 - 4\alpha^2}}{2} \quad (9.4)$$

(9.4) $J \approx GM^2 / c$ esetén:

$$R_{\text{es}} \approx \frac{r_s}{2} = \frac{GM}{c^2} = R_\varepsilon \quad R_\varepsilon \text{ az úgynevezett gravitációs sugár (9.5)}$$

A központi Kerr fekete lyuk körüli poros akkréciós diszkre modellszámítások alapján tehetünk feltételezéseket.

A jet-fekete lyuk-korong rendszer modellszámítások alapján $6R_\varepsilon$ -től $42R_\varepsilon$ -ig terjedő koronggal bírhat (Moscibrodzka & Falcke 2013).

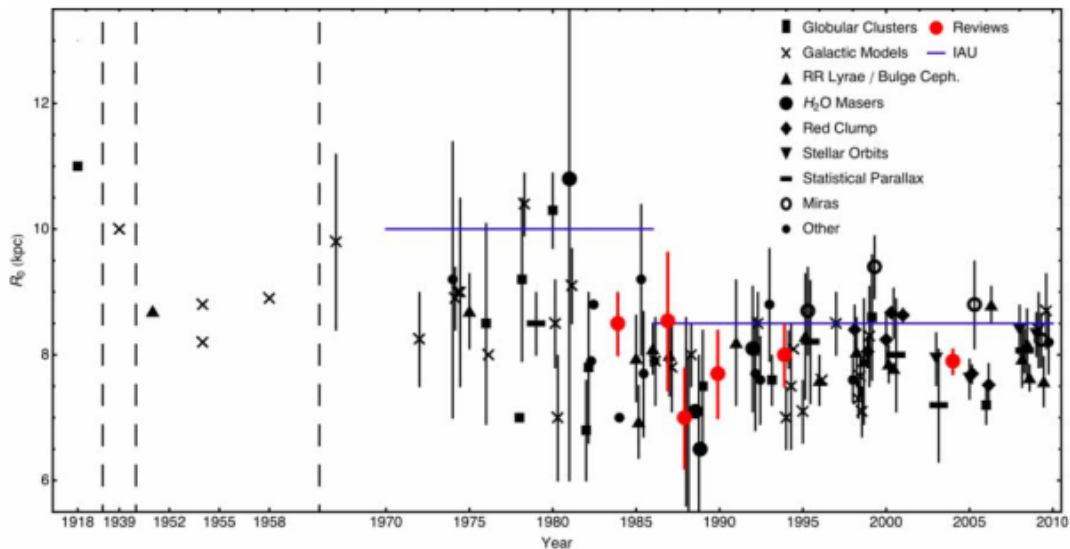


9.13. ábra: A gamma tartományban fényes Fermi buborékok sematikus szerkezete. A buborék falán a Rosat röntgen fényes peremet mért, belsejében a WMAP felmérés diffúz mikrohullámú emissziót mutatott. (Su et al. 2010 alapján).

9.4. Becslések a Nap távolságára a Tejútrendszer középpontjától

R_0 [kpc]	hiba [kpc]	módszer	referencia
7,94	0,42	Sgr A* pályák	Eisenhauer et al. 2003
7,62	0,32	SgrA* pályák	Eisenhauer et al. 2005
8,0	0,6	S0-2 pályamozgása alapján	Ghez et al. 2008b
8,4	0,6	rádió mézerek & galaxis modell	Reid et al. 2009
8,7	0,5	galaxis modell	Vanhollebeke et al. 2009
8,28	0,29	Sgr A* pálya	Gillessen et al. 2009
7,9	0,7	Sgr B2 parallaxis	Reid et al. 2009b
8,1	0,6	Bulge RR Lyrae-k	Majaess et al. 2010
7,7	0,4	S0-102 csillag pálya	Meyers et al. 2012
8,33	0,14	Bulge RR Lyrae-k	Dékány et al. 2013
8,34	0,27	Nap mozgása	Turner 2013

9.2. táblázat: Becslések a Nap galaktocentrikus távolságára (Turner, 2013 alapján).



9.14. ábra: Így pontosodott a Tejútrendszer középpontjának távolsága 90 év alatt (Genzel et al. 2010).

Referenciák és további olvasnivaló a fejezet témájában:

Angélil, R. et al. 2010: „*Toward Relativistic Orbit Fitting of Galactic Center Stars and Pulsars*”, *ApJ*, 720, 1303

ASTRON, Netherlands Institute for Radio Astronomy: „*WSRT - Astronomers*”,
<http://www.astron.nl/radio-observatory/astronomers/wsr-t-astronomers>

Balick, B. & Brown, R. L. 1974: „*Intense sub-arcsecond structure in the galactic center*”, *ApJ*, 194, 265

Becklin et al. 1982: „*Far-infrared observations of Sagittarius A - The luminosity and dust density in the central parsec of the Galaxy.*” *ApJ*, 258, 135

Christopher et al. 2005: „*H₂CN and HCO⁺ Observations of the Galactic Circumnuclear Disk.*”, *ApJ* 622, 346

Dékány, I., Minniti, D., Catelan, M., et al., arXiv:1309.5933 (2013).

Eckart, A.; Genzel, R. 1997: „*Stellar proper motions in the central 0.1 PC of the Galaxy*”, *MNRAS*, 284, 576

Eckart, A. et al. 2002: „*Stellar orbits near Sagittarius A**”, *MNRAS*, 331, 917

Ekers, R. D., et al. 1975: „*A full synthesis map of Sgr A at 5 GHz.*”, *A&A*, 43, 159

Eisenhauer, F., Schödel, R., Genzel, R., et al., 2003: *ApJ*, 597, L121.

Eisenhauer, F., et al. 2005: *ApJ*. 628, 246

Falcke, H. et al. 2011: „*The jet in the galactic center: An ideal laboratory for magnetohydrodynamics and general relativity*”, *IAUS*, 275, 68

Falcke, H. & Marko, S.B. 2013: „*Towards the event horizon - the supermassive black hole in the Galactic Center*”, <http://arxiv.org/pdf/1311.1841v1.pdf>

Fender R. P., et al. 1999: „*MERLIN observations of relativistic ejections from GRS 1915+105*”, *MNRAS*, 304, 865

Genzel, R. et al. 1994: „*The nucleus of our Galaxy*”, *Reports of Progress in Physics*, 57, 417

- Genzel, R. et al. 2010:** „*The Galactic Center massive black hole and nuclear star cluster*”, *RvMP*, 82, 3121
- Ghez, A. M. et al. 2003:** „*The First Measurement of Spectral Lines in a Short-Period Star Bound to the Galaxy's Central Black Hole: A Paradox of Youth*”, *ApJ*. 586, L127
- Ghez, A. M., Salim, S., Weinberg, N., et al., 2008a:** in *A Giant Step: from Milli- to Micro-arcsecond Astrometry*, eds. W. J. Jin, I. Platais & M. A. C. Perryman, Proc. IAU Symp. 248, 52, Cambridge University Press: Cambridge
- Ghez, A. M., Salim, S., Weinberg, N. N., et al., 2008b:** *ApJ*, 689, 1044
- Ghez, A. M. et al. 2000:** *Nature*, 407, 351, <http://dx.doi.org/10.1038/35030032>
- Gillessen, S., Eisenhauer, F., Fritz, T. K., et al. 2009:** *ApJ*, 707, L114
- Greiner, J. 2001:** „*GRS 1915+105*”, [2001astro.ph.11540G](http://astro.ph.11540G)
- Huang, L. et al. 2012:** „*Constraining the Flaring Region of Sagittarius A* by 1.3 mm VLBI Measurements*”, *ApJ*, 745, 20
- Jansky, C.G. 1933:** Electrical disturbances apparently of extraterrestrial origin, Proc. IRE, 21, p. 1387. (Reprinted in Proc. IEEE, vol. 86, no. 7 (July 1998), pp. 1510–1515.) Published with the reprint is an explanatory article Introduction To "Electrical Disturbances Apparently Of Extraterrestrial Origin"
- Kassim N.E. et al. 1999:** „*Wide Field Radio Imaging of the Galactic Center*”, ASPC, 186, 403
- Kormendy J. 2000:** „*Galactic rotation in real time*”, *Nature* 407, 307
- Lacroix, T. 2013: „*Probing a dark matter density spike at the Galactic Center*”, <http://arxiv.org/abs/1311.0139>
- Lynden-Bell, D. & Rees, M. J. 1971:** *MNRAS*, 152, 461
- Lo & Claussen 1983:** „*High-resolution observations of ionized gas in central 3 parsecs of the Galaxy - Possible evidence for infall.*”, *Nature* 306, 647
- Majaess, D., Acta Astron. 60, 55 (2010).**
- McClintock, J. E. et al. 2006:** „*The Spin of the Near-Extreme Kerr Black Hole GRS 1915+105*”. *Astrophysical Journal* 652 (1): 518–539. arXiv:astro-ph/0606076. Bibcode:2006ApJ...652..518M.
- Meyer, L. et al. 2012:** „*The Shortest-Known-Period Star Orbiting Our Galaxy's Supermassive Black Hole*”, *Sci*, 338, 84
- Mészáros, P. 2004:** „*Aktív galaxismagok (AGN-k)*”, előadás és segédanyag, 2004. május 11., ELTE TTK
- Moscibrodzka, M. & Falcke, H. 2013:** „*Coupled jet-disk model for Sagittarius A*: explaining the flat-spectrum radio core with GRMHD simulations of jets*”, *A&A*, 559, 3
- NASA's Goddard Space Flight Center:** „*NASA's Fermi Telescope Finds Giant Structure in our Galaxy*” 2011 http://www.nasa.gov/mission_pages/GLAST/news/new-structure.html
- National Radio Astronomy Observatory:** „*The Karl G. Jansky Very Large Array*”, <https://science.nrao.edu/facilities/vla>
- National Radio Astronomy Observatory:** „*The Green Bank Interferometer (GBI)*”, <http://www.gb.nrao.edu/fgdocs/gbi/gbint.html>
- Padovani, P. 1997:** „*Unified schemes for radio-loud agn: Recent results*”, <http://xxx.lanl.gov/pdf/astro-ph/9701074v1.pdf>
- Palma, C. 2014:** „*Sgr A* - The Supermassive Black Hole in the Milky Way*”, Department of Astronomy and Astrophysics, The Pennsylvania State University, https://www.e-education.psu.edu/astro801/content/18_p7.html.

- Polido, P. et al. 2013:** „*A Galaxy Model from Two Micron All Sky Survey Star Counts in the Whole Sky, Including the Plane*”, 2013ApJ...778...32P
- Reid, M. J., Menten, K. M., Zheng, X. W., et al. 2009:** ApJ, 700, 137.
- Reid, M. J., Menten, K. M., Zheng, X. W., et al. 2009:** ApJ, 705, 1548 .
- Majaess, D. 2010:** Acta Astron. 60, 55
- Roberts, D.A. & Goss, W.M. 1993:** „*Multiconfiguration VLA H92-alpha observations of Sagittarius A West at 1 arcsecond resolution*”, ApJS, 86, 133
- Roberts, D.A. et al. 1996:** „*Kinematics of the Ionized Gas in Sagittarius A West: Mass Estimates of the Inner 0.13 Parsecs of the Galaxy*”, ApJ, 459, 627
- Reid, M. J. & Brunthaler, A. 2004:** ApJ, 616, 872.
- Schödel, S. et al. 2002:** „*A star in a 15.2-year orbit around the supermassive black hole at the centre of the Milky Way*”, Nature 419, 694.
- Schwarzschild, K. 1916:** „*Über das Gravitationsfeld eines Massenpunktes nach der Einsteinschen Theorie*”, in: Sitzungsberichte der Königlich-Preussischen Akademie der Wissenschaften, Sitzung vom 3. Februar 1916; 189–196 <http://www.scribd.com/doc/25310028/schwarzschild-1916>
- Schwarzschild, K. 1916:** „*Über das Gravitationsfeld eines Kugel aus inkompressibler Flüssigkeit nach der Einsteinschen Theorie*”. Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften 18: 424–434.
- Seyfert, C. K. 1943:** „*Nuclear Emission in Spiral Nebulae*”, ApJ, 97, 28
- Su, M. et al. 2010:** „*Giant Gamma-ray Bubbles from Fermi-LAT: Active Galactic Nucleus Activity or Bipolar Galactic Wind?*”, ApJ, 724, 1044, [doi:10.1088/0004-637X/724/2/1044](https://doi.org/10.1088/0004-637X/724/2/1044)
- Turner, D.G. 2013:**, [arXiv:1310.0014](https://arxiv.org/abs/1310.0014)
- Vanhollebeke, E., Groenewegen, M. A. T., Girardi, L., 2009:** A&A, 498, 95
- Urry, C. M. & Padovani, P. 1996:** „*The Unification of Radio-Loud AGN*”, IAUS, 175, 379
- Yang, H.-Y. K. et al. 2013:** „*The Fermi bubbles: gamma-ray, microwave and polarization signatures of leptonic AGN jets*”, 2013MNRAS.tmp.2432Y
- Yusef-Zadeh, F. & Morris, M. 1987:** „*Structural details of the Sagittarius A complex - Evidence for a large-scale poloidal magnetic field in the Galactic center region*”, ApJ, 320, 545

10. fejezet - A galaktikus mágneses tér

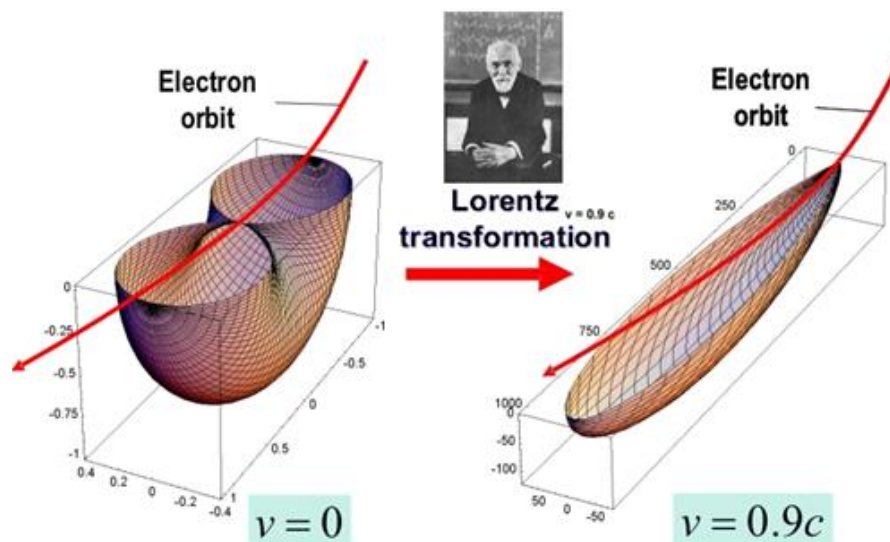
A mágneses tér mérése, szerkezete és erőssége

A Galaxis mágneses tere az optikai tartományba eső fény intersztelláris polarizáció felfedezésével vált nyilvánvalóvá, ezzel könnyen tanulmányozható. Megfelelően nagy számú csillag fényének polarizációs vizsgálata átfogó képet ad a Nap környezetében uralkodó mágneses mezőről. Azóta egyéb bizonyítékok is alátámasztják a mágneses tér jelenlétét. Az elektromágneses hullámok mágneses tér jelenléte miatti polarizációja rádió tartományban is megfigyelhető. Ilyen mérésekre a legjobb felbontású műszerek ma a 100 m-es távcső Effelsbergben (Németország) és 64m-es távcső Parkes-ban (Ausztrália), továbbá több távcsőből álló ún. rádió-interferométerek is: WSRT (Hollandia), VLA (USA), ATCA (Ausztrália). Rádiópolarizációs méréseket különböző hullámhosszakon lehet végezni, melyekkel a hullámhossz függő optikai mélység miatt más- és más tartományokat láthatunk. A galaktikus mágneses térnek fontos szerepe van a csillagközi felhők stabilitásában, a felhő ütközésekben lezajló folyamatokban, a nagy léptékű áramlások működésében, és végül a Galaktikus csillagközi anyag korongra merőleges skálamagasságának alakításában.

10.1. A mágneses tér mérését lehetővé tevő jelenségek

10.1.1. Szinkrotron sugárzás

Ha relativisztikus sebességgel mozgó töltött részecskék sebességvektorára mágneses térben Lorentz-erő hat, a részecskék pályájuk irányváltoztatása során szinkrotron sugárzást bocsátanak ki. Ez a szinkrotron sugárzás spektruma alapján felismerhető. A szinkrotron sugárzás nyálábjának kollimáltsága a részecskék sebességével növekszik.



10.1. ábra: Az eltérített elektron sugárzása, kis sebességekre (bal) és fénysebességhez közeli sebességre (jobb).

A nyáláb kollimáltsága a relativisztikus sebességeknél jelentős.

(<http://www.physik.uni-kiel.de/kek-m-bilder/articles/Keule.jpg>)

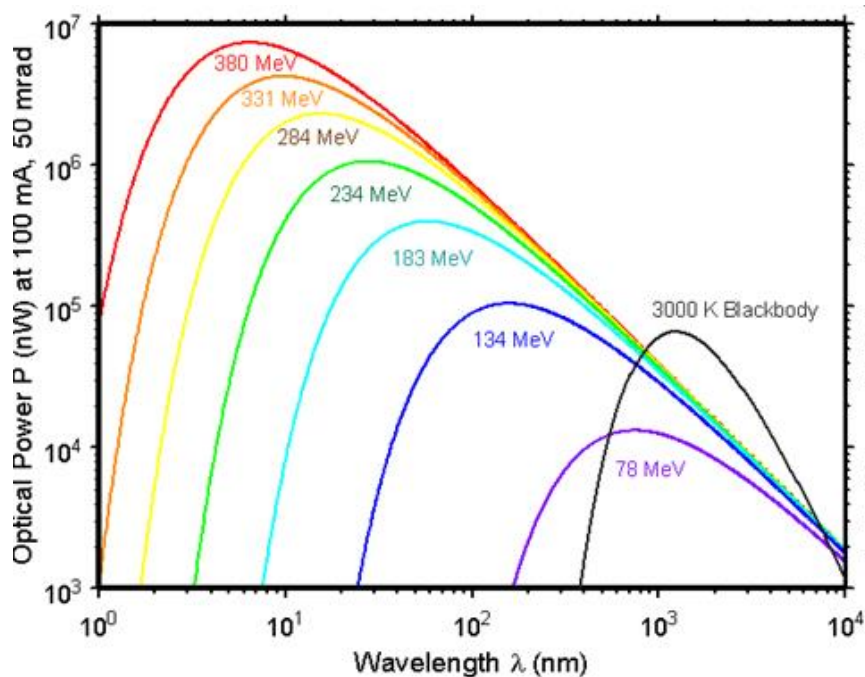
Ilyen relativisztikus sebességgel mozgó részecskék többek között szupernóva maradványok környezetében és nagy sebességű anyag kiáramlásokban az úgynevezett *jet*-ekben található (Beck, 2007). Természetesen az ionok fékezése történhet a csillagközi anyag komponenseinek ütközés miatt is (pl. fiatal csillag, vagy kompakt objektum nagy sebességű anyagkiáramlása sűrű felhőbe ütközik és lelassul), ez is sugárzással járó folyamat.

B. Y. Mills (1959) szerint a Galaxison belül a szinkrotron sugárzás egy kb. 500 pc vastagságú korongból származik, és a sugárzás többé-kevésbé a Galaxis síkja mentén koncentrálódik. A korongon kívül még szinkrotron sugárzás

érkezik egy ellipszoidális koronából, melynek kiterjedése nagyjából a csillagokból álló Halo méretével egyezik meg. Ez a komponens részben extragalaktikus eredetű lehet (Han J. , 2003).

Mills modelljében a korona nagyjából egyenletes emisszivitású (kb. $1,5 \cdot 10^{-42} \text{Js}^{-1} \text{MHzcm}^{-3}$, 85 MHz frekvencián), míg a korongban, a spirálkarokban és a Galaxis központi vidékén kb. 10-szer erősebb.

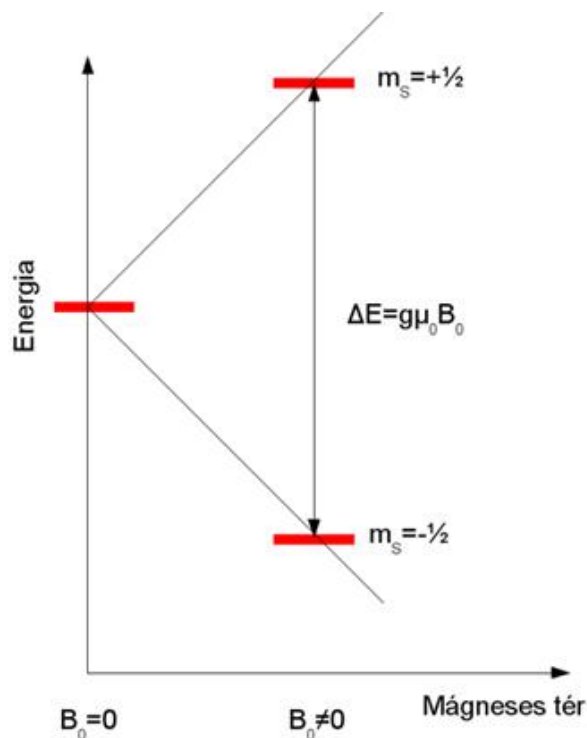
A mágneses tér erősségét megbecsülhetjük a szinkrotron sugárzást keltő elektronok energia-eloszlásából. A szinkrotron sugárzás jó közelítéssel leírja a Nap környezetében a Galaxis mágneses terét (erőssége legalább 10^{-9}T), de ezzel a Galaxis egész szerkezetét meghatározni nagyon nehéz (Marik, 1998), viszont más, távoli galaxisok esetén jól használható módszer (Beck, 2007).



10.2. ábra: A szinkrotron sugárzás spektruma különböző elektron energiákra (<http://physics.nist.gov/MajResFac/SURF/SURF/sr.html>). Lásd még interaktív spektrum számoló: <http://physics.nist.gov/MajResFac/SURF/SURF/schwinger.html>

10.1.2. A hidrogén 21 cm-es vonalának Zeeman-effektusa

A Zeeman-effektus, a mágneses tér jelenlétében a színképvonalak több komponensre hasadása, ahol a felhasadás mértéke, azaz a két spin-állapot közti energiakülönbség arányos a mágneses tér erősségével. Pieter Zeeman 1896-ban Hendrik Lorentz kérésére kezdte el tanulmányozni a mágneses mező hatását a fényforrásokra és 1902-ben megosztott fizikai Nobel-díjat kapott Lorentz-cel, a Zeeman-effektus felfedezéséért.



10.3. ábra: egy B_0 külső mágneses térbe helyezett feles spinű elektron a mágneses tér nélkül degenerált $+1/2$ és $-1/2$ spin állapotainak energiája külső mágneses térben. ΔE a Zeemann kölcsönhatás törvénye szerint változik.

Három komponensre hasadás (σ^- , π , σ^+) akkor történik, ha a mágneses tér iránya merőleges a látóirányra (transzverzális Zeeman-effektus). A három komponens intenzitásaránya 25:50:25, összegük megfelel a komponens helyén lévő eredeti spektrumvonal intenzitásának. Ebben az esetben a π komponens a mágneses térrel párhuzamosan polarizált, míg a σ komponensek a mágneses térre merőleges síkban polarizáltak (Marik, 1998).

Két komponens (σ^- , σ^+) akkor jelenik meg, ha a mágneses tér iránya a látóiránnyal párhuzamos. Ekkor tehát hiányzik a középső π komponens, ami az eredeti vonal helyén jelenne meg, így az eredeti intenzitás fele-fele jut egy-egy komponensre. A megjelenő két komponens ellentétes irányban cirkulárisan polarizáltak (Marik, 1998).

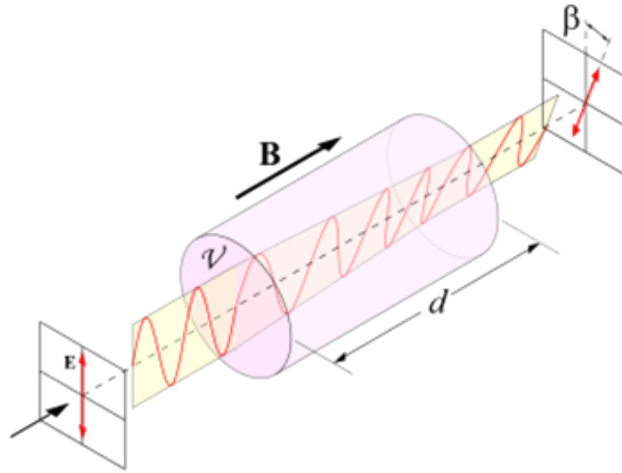
A felhasadást mérve B -re becslés adható, de a mérés a kis felhasadás miatt igen nagy spektrális felbontást igényel (Marik, 1998). Bizonyos tehát, hogy kiválasztási hibával terhelt megállapítást teszünk, de az észlelt Zeeman-felhasadás értékek a környezetünkben viszonylag erős mágneses térre utalnak (Beck, 2007).

10.1.3. Faraday-rotáció

Egy síkban polarizált λ hullámhosszú rádióhullám mágneses téren való áthaladás során megváltoztatja polarizáltságának síkját. Ez a Faraday-rotáció jelensége. A Faraday-hatás miatti elfordulás (radiánban mért) β szöge:

$$\beta = C_V B_{\parallel} d \quad (10.1)$$

ahol C_V : az anyagi minőség és frekvencia-függő Verdet konstans; B_{\parallel} : a mágneses fluxus-sűrűség; d : az úthossz (lásd 10.ábra). A Verdet konstans mértékegysége radián/(tesla meter).



10.4. ábra: A Faraday-hatás, lásd (10.1) egyenlet (<http://en.wikipedia.org/wiki/File:Faraday-effect.svg>)

Csillagközi térben az elfordulás mértéke nő a közeg $n_e(s)$ látóirány menti elektronsűrűségének növekedésével, valamint arányos a hullám terjedésével párhuzamos mágneses tér komponens B_{II} fluxussűrűségével, továbbá a megfigyelt λ hullámhossz négyzetével (Han 2003):

$$\beta = RM \lambda^2 \quad (10.2)$$

$$RM = C_{RM} \int_0^d n_e(s) B_{II}(s) ds \quad \text{az elforgatás mértéke (rotation measure) (10.3)}$$

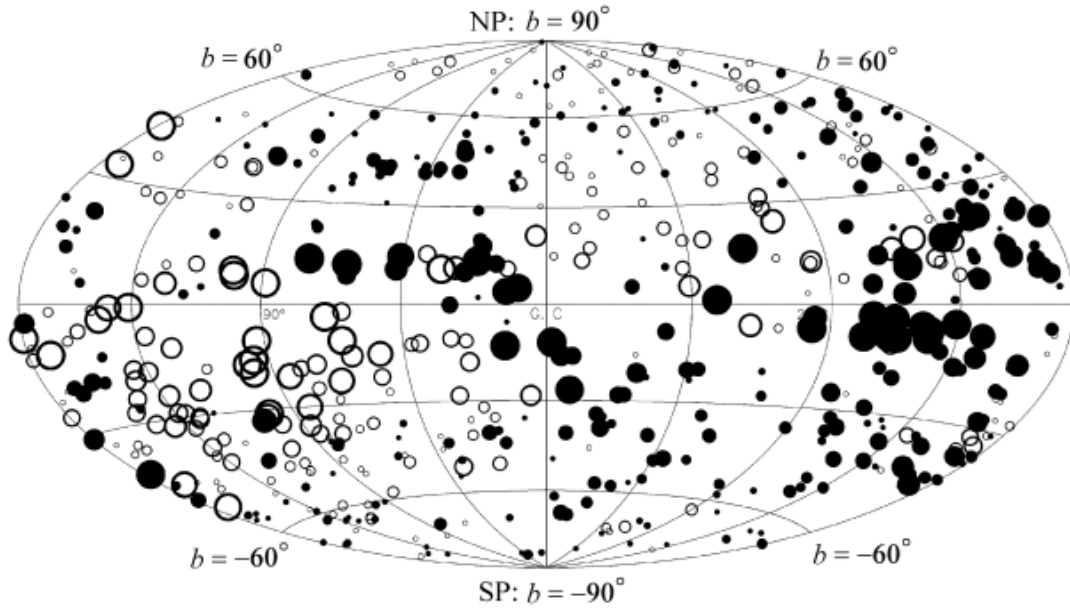
$$C_{RM,SI} = \frac{e^3}{8\pi\epsilon_0 m_e^2 c^3} \approx 2,62 \times 10^{-13} T^{-1} \quad \text{a } C \text{ konstans SI-ben, ahol } e \text{ és } m_e \text{ az elektron töltése és tömege, } \epsilon_0 \text{ a vákuum permittivitása. (10.4)}$$

$$C_{RM,cgs} = \frac{e^3}{2\pi m_e^2 c^4} \quad \text{a } C \text{ konstans cgs egységekkel (10.5)}$$

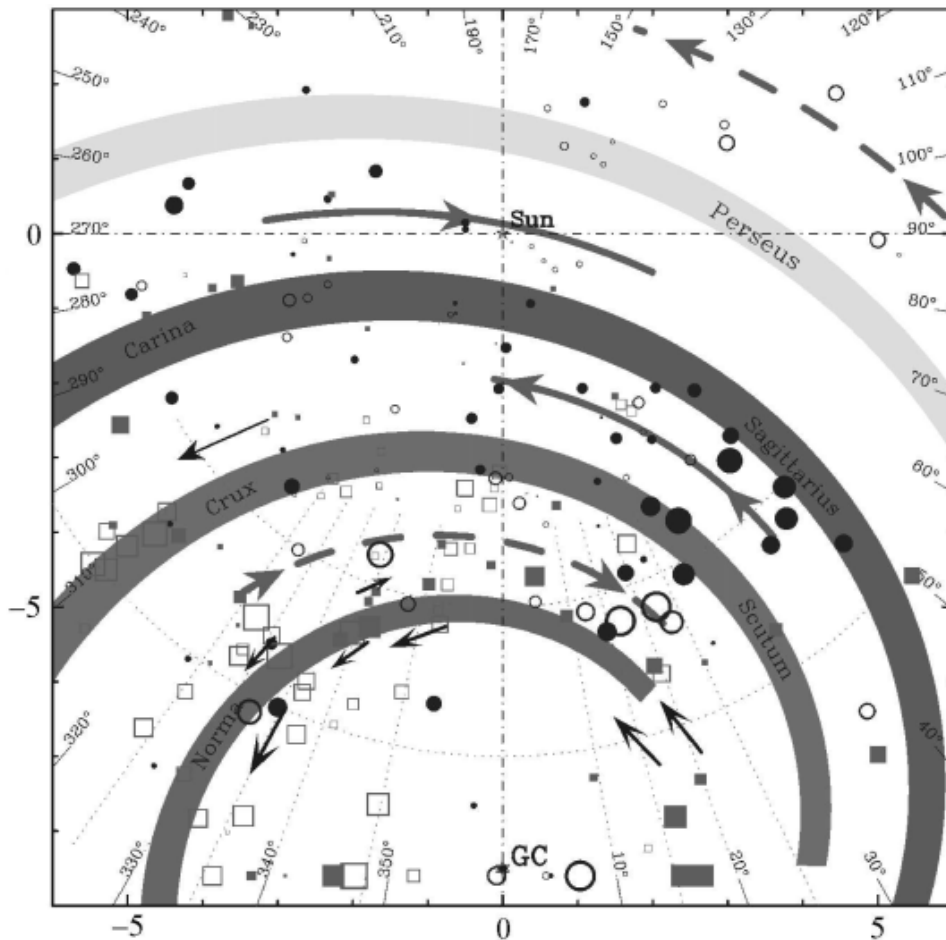
$$RM = 0.810 \int_0^d n_e(s) B_{II}(s) ds \quad \text{ha } B_{II}\text{-t } \mu\text{G-ban } RM\text{-et radián/m-ben, } ds\text{-t parszekben mérjük (10.6)}$$

A (10.3) egyenletben a látóirány menti integrál a megfigyelőtől a megfigyelt forrásig terjed, RM -et tehát távoli források esetén az előtér galaktikus elektronsűrűség és az ionoszféra is befolyásolja.

A mérések arra engednek következtetni, hogy az elfordulás mértéke és a galaktikus koordináták között is összefüggés áll fent. Az összefüggés alapján a rotáció a Galaxison belül keletkezik (Marik, 1998, Beck, 2007). A 10.4. ábra szerint a Faraday rotáció nagy része alacsony galaktikus szélességeken, a lokális karban keletkezik, maximumát 70° és 250° közelében éri el. Magasabb galaktikus szélességeken a Faraday-rotáció feltehetően lokális struktúrákból ered, a galaktikus korona nem valószínű, hogy jelentős szerepet játszana ebben (Marik, 1989). Ilyenek lehetnek a közeli szupernóva buborékok falába zárt mágneses erővonal kötegek.



10.5. ábra: A RM galaktikus eloszlása az extragalaktikus rádióforrások polarizációs síkjának Faraday-rotációja alapján. A tele körök a pozitív, az üres körök a negatív rotációnak felelnek meg, a mértéket a kör mérete jelzi (Han et al. 1997).



10.6. ábra: A pulzárók mérésével nyert RM eloszlás a Naprendszer galaktikus környezetében (kpc skála). A körös jelölés az előző ábráéval egyezik. A mérés felfedi a mágneses tér irányultságát, látható, hogy a karok közt irányt vált. (Han et al. 2002).

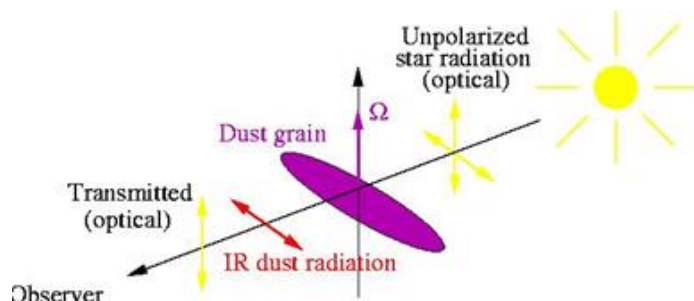
10.1.4. A galaktikus háttérsugárzás rádiókomponensének polarizáltsága és Faraday-rotációja

A Galaxisban több nagy kiterjedésű terület található, melyek irányából polarizált rádió sugárzást mérünk az $50\text{cm} < \lambda < 75\text{cm}$ hullámhossz tartományban, és általában 21 cm-en is.

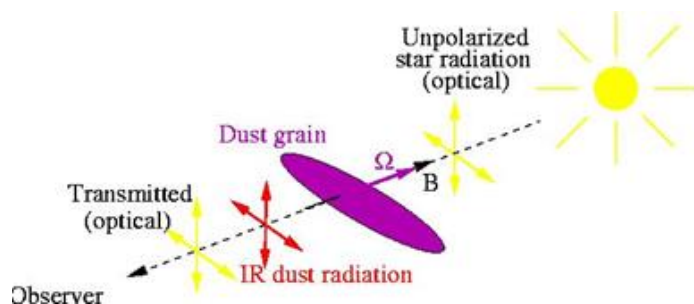
Mérések alapján az erősen polarizált térségek egy égi főkör mentén helyezkednek el, melynek tengelye a lokális kar irányába mutat (galaktikus gerinc). Ennek oka feltehetően, hogy alacsony frekvenciákon történnek a mérések, továbbá a Faraday-rotáció a Galaxis távolabbi pontjairól jövő sugárzást depolarizálhatja (a pontok közötti differenciális rotáció miatt). Így csak a közeli vidékekről érkező sugárzás mutat jól mérhető polarizációt (a mágneses tér iránya merőleges, és a látóirány csak néhány ionizált hidrogénfelhőt metsz). Ezen megfigyelések szerint a mágneses tér durván párhuzamos a Galaxis szimmetriásíkjával, és a lokális kar irányába mutat (Marik, 1989).

10.1.5. Csillagközi por - optikai és infravörös polarizáció

A galaktikus csillagközi anyagban nagyjából állandó $1:100 < M_{\text{por}}/M_{\text{gáz}} < 1:140$ tömegarányal van elkeveredve a por és gáz. A poros csillagközi anyagon áthaladó fény gyengül, mert szóródik, és kisebb részben elnyelődik a nagyobb porszemcséken, melyeket apró szilárd testeknek tekinthetünk. A szóródó fény a felhőből minden irányba, távozik, spektrális energia eloszlásának maximuma a beeső sugárzáshoz képest rövidebb hullámhosszak felé tolódik el, és részben lineárisan polarizált lehet. A mágneses tér és a porszemcsék kölcsönhatása gyakorlatilag a porszemcsék jellegétől függ, amelyek a polarizációért felelősek. Ha a mágneses tér elegendően erős, és a porszemcsék megfelelően mágnesesíthetők, akkor a porszemcsék bizonyos százalékának forgástengelye a mágneses indukció irányába áll be. Ekkor a poros felhőn áthaladó fénynek a kitüntetett forgástengellyel (B irányú) párhuzamos polarizációját mérhetjük.



10.7. ábra: A porszemcse forgástengelye merőleges a látóirányra: az észlelő lineárisan polarizált látható (sárga polarizáció jelölés) és infravörös (piros polarizáció jelölés) fényt mér. Figyeljük meg, hogy az áthaladó látható fény a forgástengellyel párhuzamos lineáris polarizációjú, míg a porszemcsék által sugárzott infravörös fény arra merőleges.



10.8. ábra: A porszemcse forgástengelye párhuzamos a látóiránnyal: az észlelő nem mér lineárisan polarizált fényt.

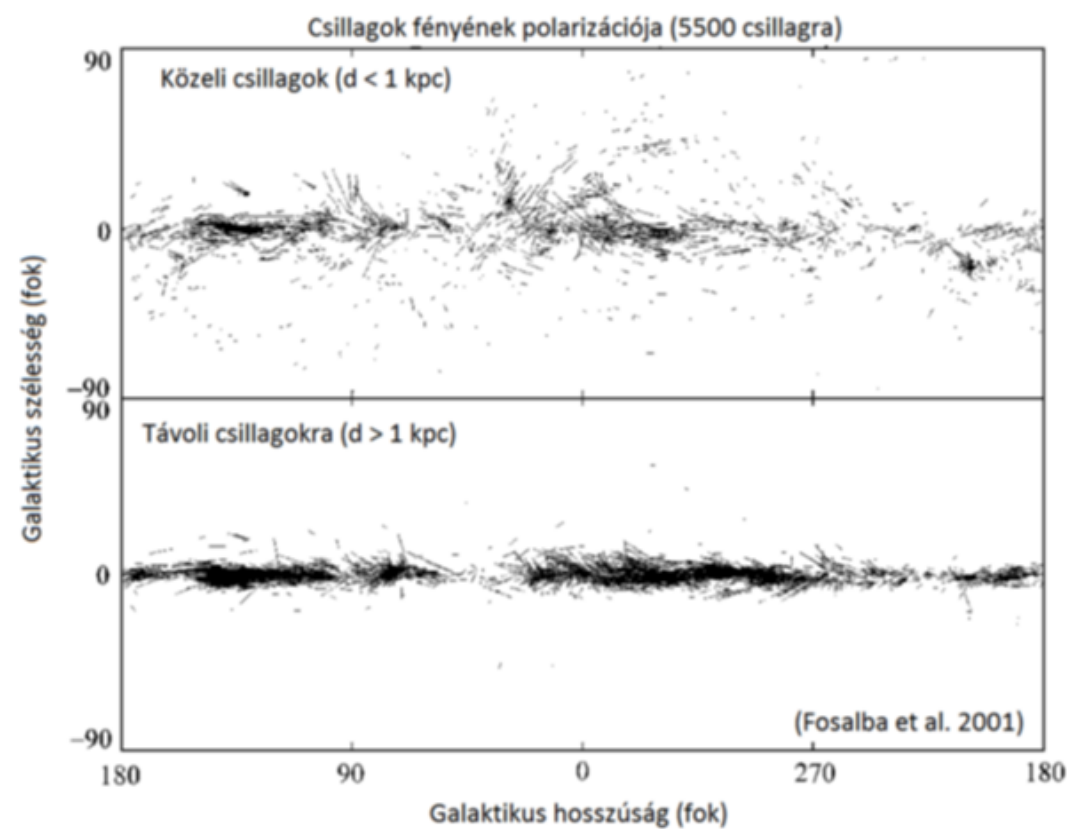
Az elnyelt ultraibolya és látható fényt a porszemcsék re-emittálják, hőmérsékletüknek (tipikusan $10K < T_{\text{por}} < 300K$) megfelelően az infravörös tartományban. A porszemcsék paramágneses relaxációját több folyamat kompenzálja. Az elméletek szerint a forgástengelyek részbeni párhuzamosítása és a polarizálás akkor történik meg, ha megfelelő mennyiségben érik a porszemcsék felületét ionizáló fotonok. Ez viszont a Galaktikus fősíkban erősíti a megfigyelhető polarizációt. A mágneses tér erőssége Chandrasekhar és Fermi (1953) szerint megbecsülhető:

$$\bar{\alpha}^2 = \frac{b^2}{B^2} = \frac{4\pi n q^2}{B^2} \quad (10.7)$$

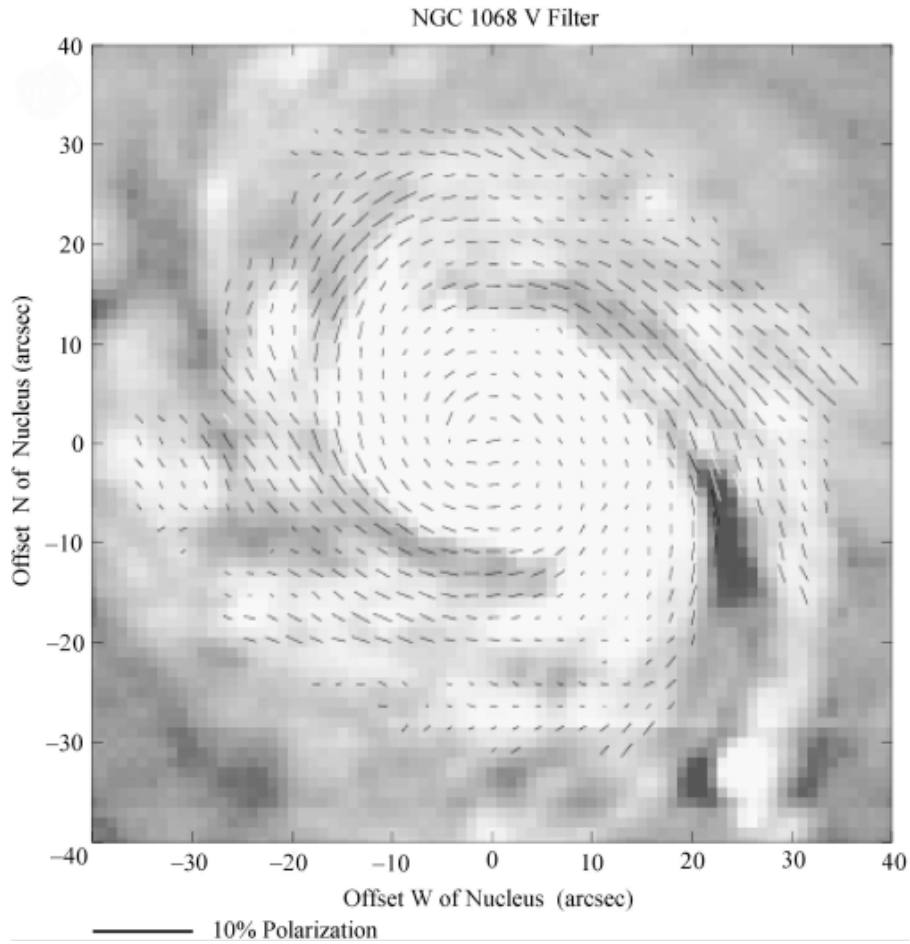
ahol α^2 a polarizációvektor varianciája, n a gázsűrűség, q a ködön belüli sebesség-diszperzió, b a B mezőn belüli mozgásokból származó perturbáció. A mérésekből B meghatározható (Marik, 1989). A Faraday-rotáció és a polarizáció együttes mérése a Tejútrendszer mágneses szerkezetéről 3D-s képet ad (Han J. 2003).

A csillagfény polarizációjának eloszlását a 2. ábra mutatja be. A Galaxis síkját láthatóan követi a mágneses tér. Vannak azonban olyan térségek, ahol a mágneses tér úgynevezett *csillagközi buborékok* falát rajzolja ki.

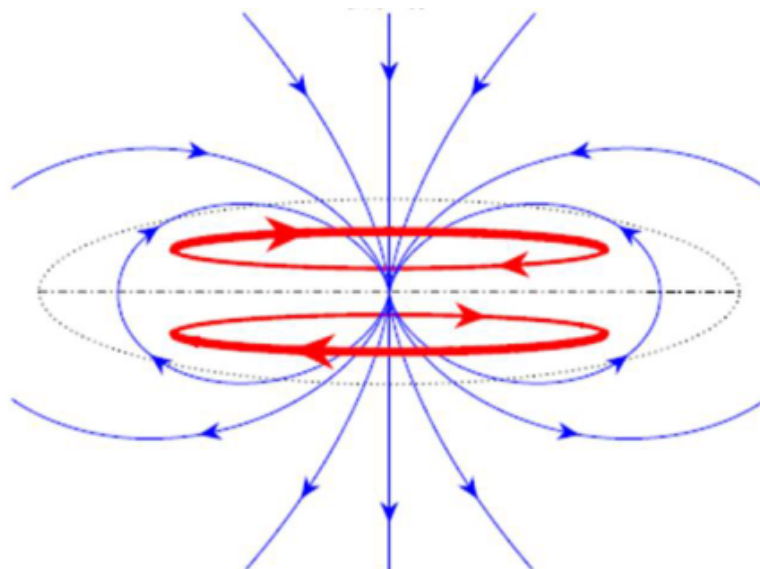
Ezek a buborékok kb. 50-100 pc-es területek, melyeket OB asszociációk környékén találhatunk. Ezeket többszörös szupernóva robbanások fújnak fel, amelyek ha a galaktikus korongon túl fújódnak, ki is „durranhatnak”. Ezek az ún. galaktikus szökőkutak. Innen az anyag egy része kirepülhet (HVC – high velocity cloud), vagy visszahullhat a korongba.



10.9. ábra: A csillagfény optikai polarizációjának eloszlása. Közeli csillagok esetén láthatók lokális perturbációk, távoli csillagok estén a polarizáció párhuzamos a Galaxis síkjával (Wielebinski, 2002).



10.10 ábra: Optikai polarizáció az NGC 1068 galaxis V sávú képére vetítve. A 10% lineáris polarizációt szakasz mutatja. (Peter W. Draper Scarrott et al. 1991 nyomán)



10.11. ábra: A Galaxis mágneses terének toroidális és poloidális komponense a haloban mérések alapján (Han J. 2003).

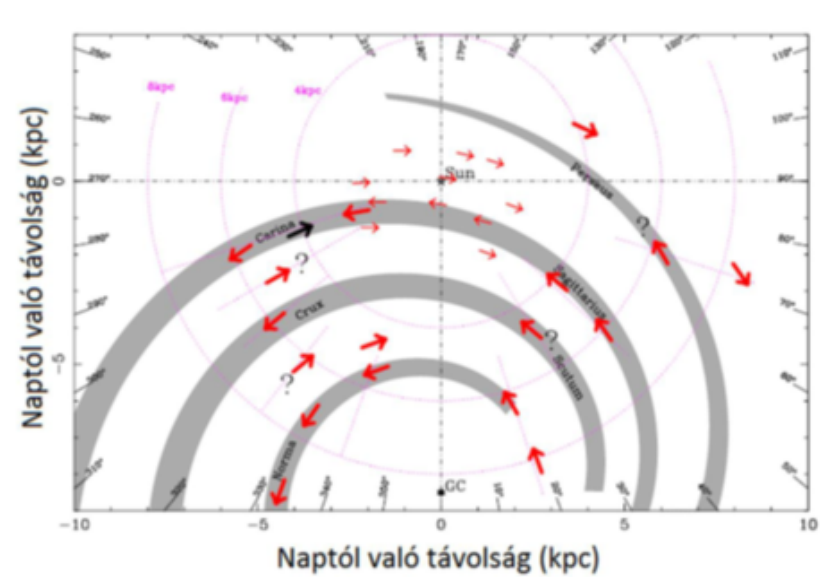
10.2. A mágneses tér erőssége és szerkezete galaxisokban

Mérések alapján a galaktikus mágneses térnek létezik *toroidális* és *poloidális* komponense. Nagy léptéken a teret feltehetően galaktikus dinamó tartja fenn (Beck, 2007), melynek hajtóereje nem ismert, de léteznek modellek, melyek megpróbálják leírni azt pl. Gressel, Elstner, & Rüdiger (2008).

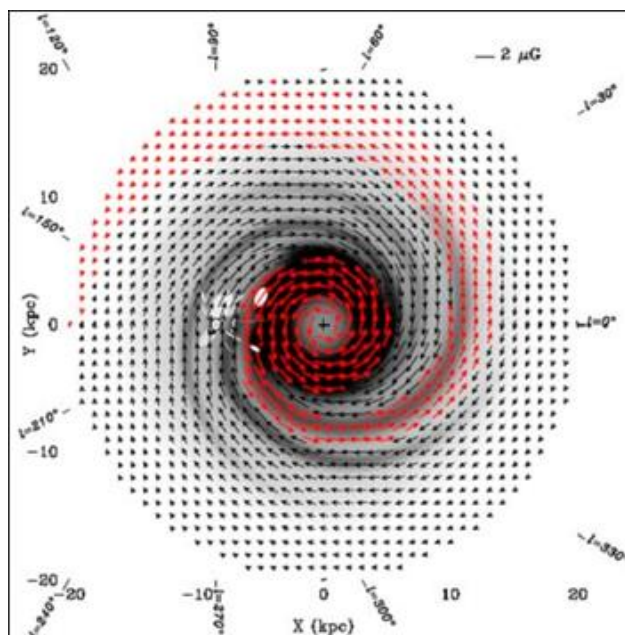
A 10.1. fejezetben ismertetett módszerekből (amelyek esetenként meglehetősen pontatlanok) a lokális spirálkarban a mágneses fluxus-sűrűség nagyjából 1-3 nT-nak (10-30 μ G) adódik, a Galaxisban általában néhány μ G (Marik, 1989). A csillagászatban az SI bevezetése óta és ellenére is a mágneses fluxussűrűség mértékegységeként a Gauss-ot használják (1 Tesla = 1Vsm⁻² = 10 000 Gauss). Összehasonlítás képen a Föld mágneses pólusainál a Z függőleges térerősség: Z = 66 mT. Léteznek ennél gyengébb (pl. M31, M33) és erősebb (pl. M51), sőt jóval erősebb (pl. M82, 50-100 μ G) átlagos erősségű mágneses térrel rendelkező (általában csillagontó) galaxisok is. Az MRI (*Nuclear Magnetic Resonance Imaging*) azaz mágneses magrezonancia képalkotás) vizsgálat során alkalmazott fluxussűrűség 10-30kG, ami 1-3 tesla.

10.2.1. A Tejútrendszer mágneses térszerkezete

Mérések alapján az átlag tér 6 μ G körüli a Nap környezetében, míg a Galaxis közepe felé 20-40 μ G-ra erősödik. A Galaxis központi vidékén a sűrű molekula felhőkben a tér a mG-os értéket is elérheti. Mint azt a 10.4. ábra is mutatja, a mágneses tér poloidális komponense nagyléptéken a Galaxis síkjával párhuzamos, ám láthatók benne kisebb eltérések, melyek csillagközi anyagbuborékok falát rajzolják ki. Mérések alapján a Nap környezetében a mágneses tér vektor $l \sim 90^\circ$ felé mutat, míg a Carina-Sagittarius kar környékén $l \sim 270^\circ$ felé. A nagyléptékű szerkezetet „felülnézetből” a 10.12. és 12.13. ábrák mutatják be. A spirálkarok jól kirajzolódnak, míg közöttük ellentétes mágneses polaritású sávok találhatók.



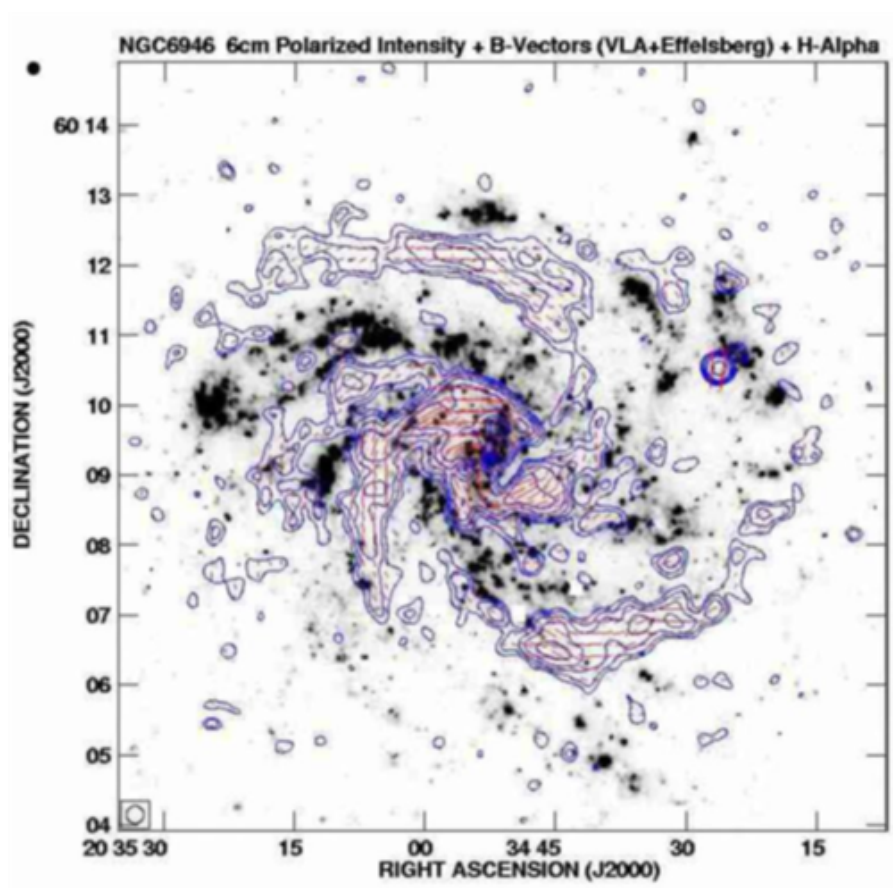
10.12. ábra: A nagyléptékű mágneses térszerkezet a Tejútrendszerben (Han 2006).



10.13. ábra: A nagy skálájú mágneses tér szerkezete és erőssége a Tejútrendszerben 1,4GHz (DRAO/Villa Elisa) és 22GHz (WMAP) rádió polarizációs mérésekből, és extragalaktikus rádióforrások rotation measure értékei alapján. (Credit: X. Sun, NAO Beijing and W. Reich, MPIfR Bonn, <http://www3.mpifr-bonn.mpg.de/staff/rbeck/MKSP/Pictures/galaxy.model.jpg>)

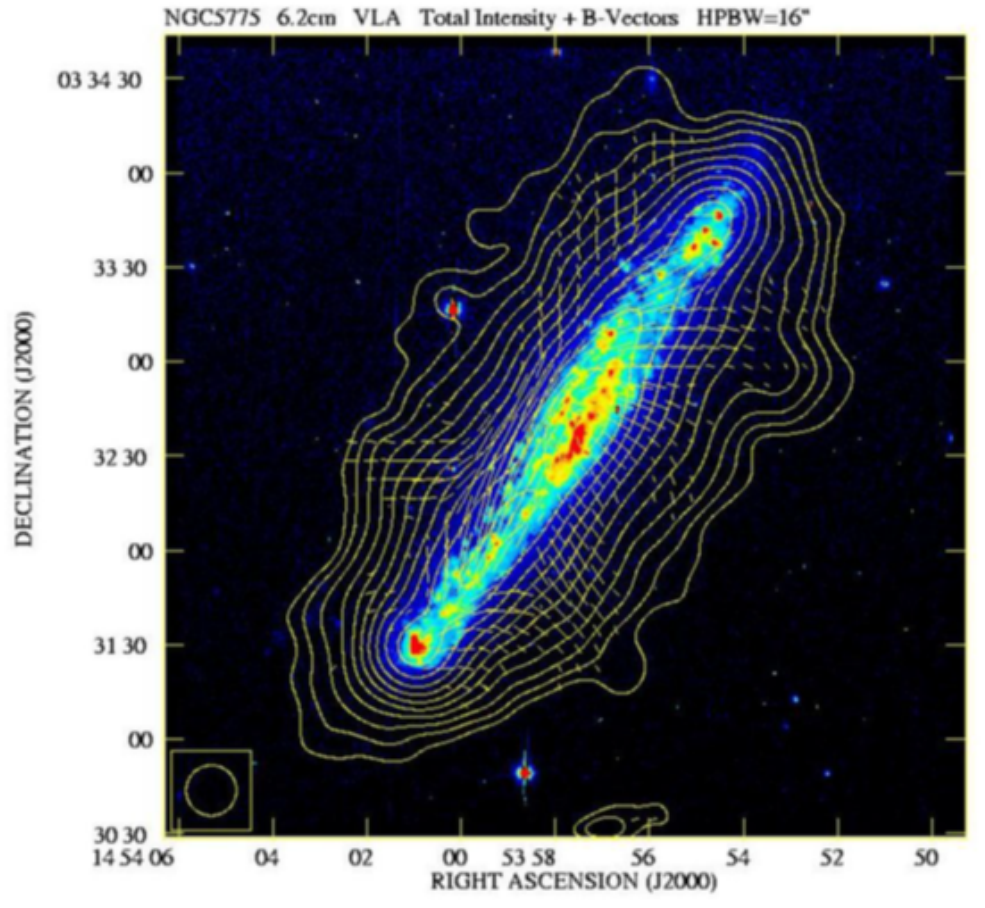
10.2.2. Extragalaxisok mágneses térszerkezete

A Tejútrendszerrel elmondottakhoz hasonló szerkezet fedezhető fel más spirálgalaxisokban is. A mágneses térszerkezet követi a spirálkarokat, azaz a mágneses tér párhuzamos a karokkal, továbbá küllős spirálisok esetén a küllő is jól kirajzolódik a mágneses térszerkezetben. Beck (2007) szerint viszont még fényes irreguláris galaxisokban is látható spirális szerkezetű mágneses tér, melyeknek amúgy nincs látható spirálszerkezete. Az 10.14. ábra az NGC 6946 spirálgalaxis H α képére szerkesztett rádiópolarizációs mérésekből készült térképet mutatja. Láthatóan kirajzolódnak a spirálkarok. Ez esetben a galaxisra lapjával látunk.



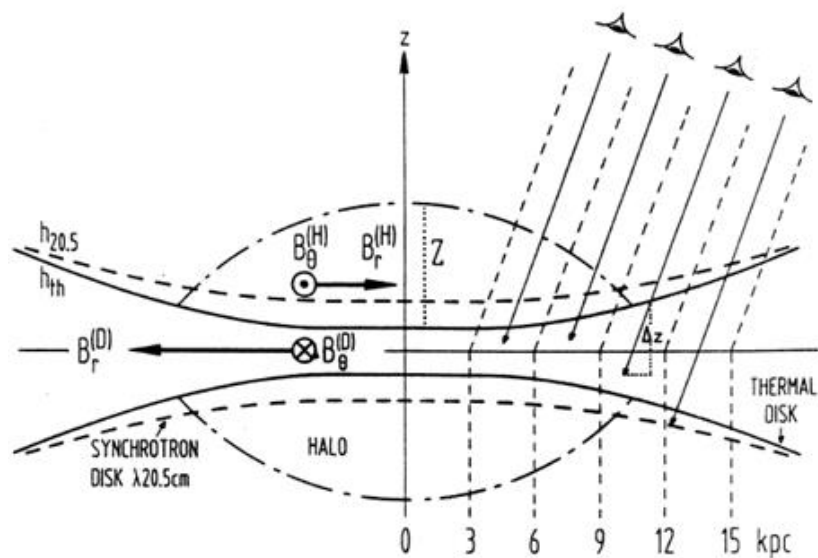
10.14. ábra: Az NGC 6946 galaxis H α képe, valamint mágneses tere VLA és Effelsberg 6 cm-es rádió polarizációs mérések alapján 15"-es felbontással (Beck, 2007).

A 10.15. ábra egy olyan galaxis térszerkezetét mutatja be, amire szinte teljesen éléről látunk rá. a polarizációvektorok kirajzolják mind a toroidális, mind a poloidális szerkezetet.

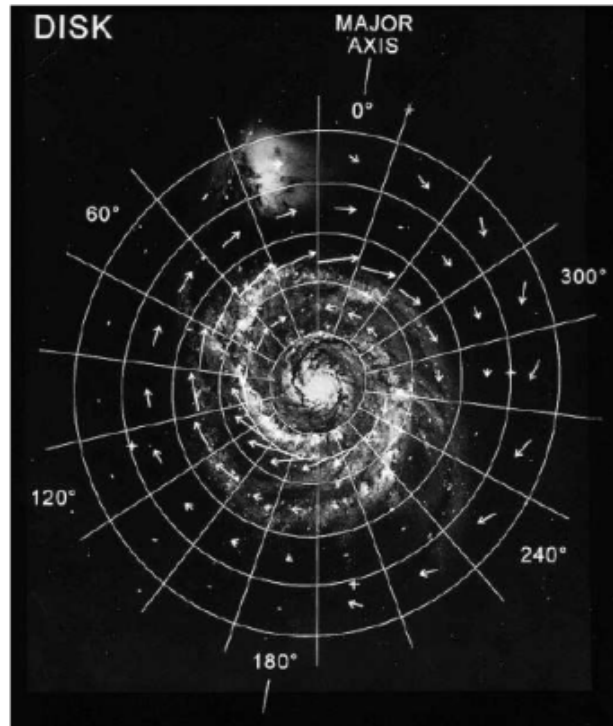


10.15. ábra: Az NGC 5775 optikai, valamint rádiópolarizációs VLA felvétele 6 cm-en (Beck, 2007). A mágneses mező párhuzamos a galaxis síkjával, de látható a poloidális térszerkezet is. A színek a rádió emisszió mértékét mutatják.

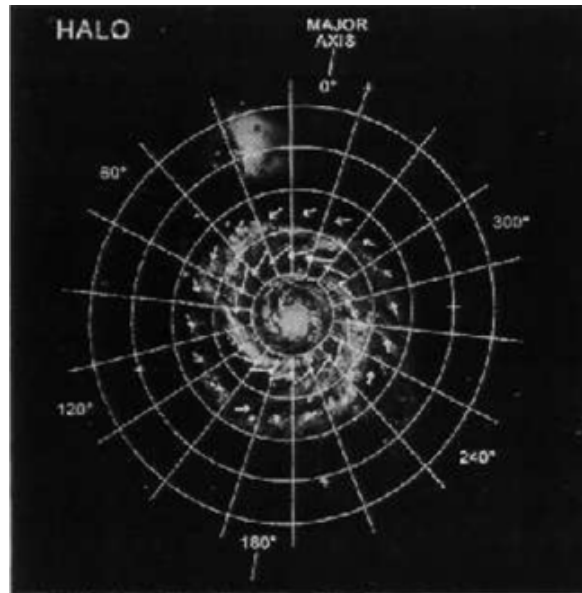
A galaxisok csillagközi anyaga a különböző hullámhosszokon különböző rádiósugárzást mutat a hullámhossz-függő optikai mélysége miatt. Egy spirálgalaxis korongjába ezért különböző hullámhosszokon különböző mélységig látunk bele (lásd 10.16. ábra).



10.16. ábra: Különböző hullámhosszakon különböző mélységig látunk bele az M51 korongjába. A skálamagasságok: h_{th} termikus elektronok; $h_{20,5}$ szinkrotron korong.



10.17. ábra: A mágneses tér irányultsága és erőssége rádió polarizációs mérésekből az M51 galaxis korongjában (Krause 2003).



10.18. ábra: A mágneses tér irányultsága és erőssége rádió polarizációs mérésekből az M51 galaxis halojában (Krause 2003).

Referenciák és további olvasnivaló a fejezet témájában:

Beck, R. (2007). Galactic Magnetic Fields. Forrás: Scholarpedia:
http://www.scholarpedia.org/article/Galactic_magnetic_fields

Gressel, O., Elstner, O. D., & Rüdiger, U. Z. (2008). Direct simulations of a supernova-driven galactic dynamo. *Astronomy & Astrophysics*, 486, L35

Han, J. (2003). The Large-Scale Magnetic Field Structure of Our Galaxy: Efficiently Deduced from Pulsar Rotation Measures. In B. Uyaniker, W. Reich, & R. Wielebinski (Szerk.), *The Magnetized Interstellar Medium*. Antalya.

Han, J. L. (2006). The Galactic Magnetic Fields. *Journal of Physics: Conference Series*, 47, 120

Marik, M. (1989). Csillagászat. Budapest: Akadémia Kiadó.

Han, J.-L. et al. 1997: *A&A*, 322, 98

Han, J.-L. et al. 2002: *ApJ*, 570, L17

Han, J.-L., & Wielebinski, R. (2002). Milestones in the Observations of Cosmic Magnetic Fields. *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics*, 2(4), 293-324.

Krause, M. 2003: „*Radio observations of the magnetic fields in galaxies*”, in *Acta Astronomica Sinica* Vol. 44, 2003 (Conf. Proc. "Radio Studies of Galactic Objects, Galaxies and AGNs", eds. J.L. Han et al.) astro-ph/0304245

Scarrott S. M., Rolph C. D., Wolstencroft R. W., Tadhunter C. N., 1991, *MNRAS*, 249, 16P

Völgyesi L. , 2002: *Geofizika*. Műegyetemi Kiadó, Budapest. http://sci.fgt.bme.hu/volgyesi/geofiz/1_1-3.pdf

11. fejezet - Sugárzási terek a Galaxisban

11.1. Kozmikus sugárzás

A kozmikus sugárzás (cosmic rays) a Földön kívülről származó nagyenergiájú diffúz (töltött-) részecske sugárzás. Összetétele: atommagok (98%) elektronok (2%), pozitron, müon, gamma-sugárzás.

Ezeknek a részecskéknek a mozgási energiája 14 nagyságrendet fog át, 1MeV-től 100EeV-ig. Az E=exa jelölés jelentése: 10^{18} . Az egyes részecskék esetén a földfelszínre érkező kozmikus sugárzás fluxusa az energia köbének inverzével arányos. A nagyon eltérő részecskeenergiák oka a különböző eredet.

A kozmikus sugárzás eredhet a Nap nagyenergiájú folyamataiból, galaktikus szupernóváktól, de jöhet a belátható Világegyetem legtávolabbi zugából is.

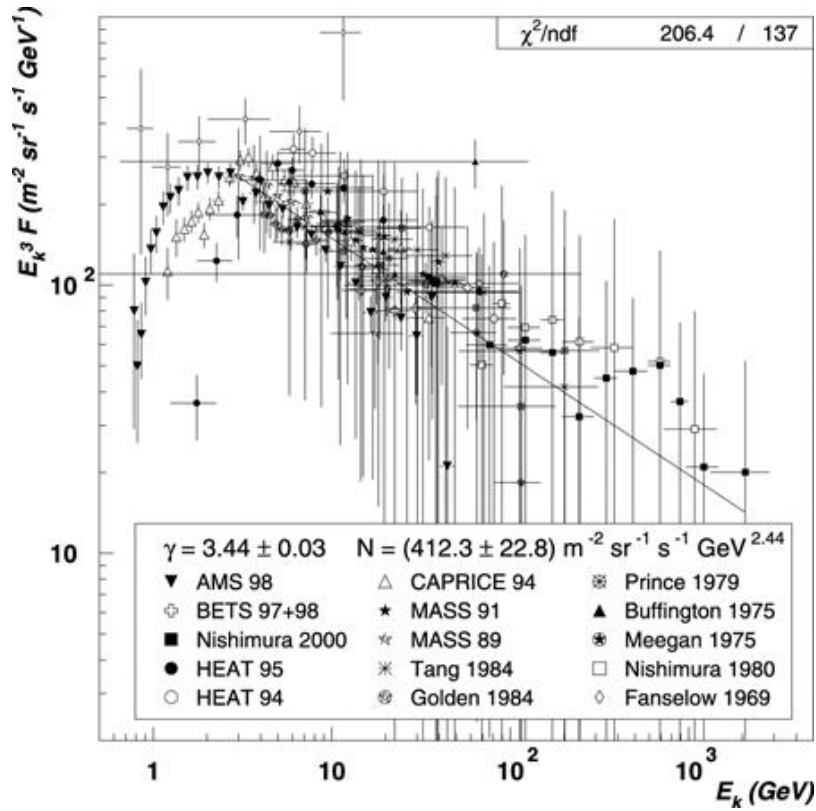
A kozmikus sugárzás „fajtái”:

- naperedetű kozmikus sugárzás
- galaktikus kozmikus sugárzás
- ultra-nagy energiájú kozmikus sugárzás
- anomális kozmikus sugárzás.



11.1. ábra: A VERITAS rendszer antennái a kisenergiájú (<200 GeV) kozmikus sugárzás keltette Cserenkov sugárzást mérik. (http://www.nsf.gov/news/news_images.jsp?cntn_id=115836&org=NSF)

A Cserenkov sugárzás mérésére épített VERITAS (Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System) a VHE energia sávban (50 GeV - 50 TeV) mér gamma sugárzást (lásd 20.9ábra). A Cserenkov sugárzás a kozmikus sugárzás és a földi légkör kölcsönhatásakor keletkezik. A VERITAS a FERMI űrteleszkóppal együtt jól lefedi a gamma tartományt.



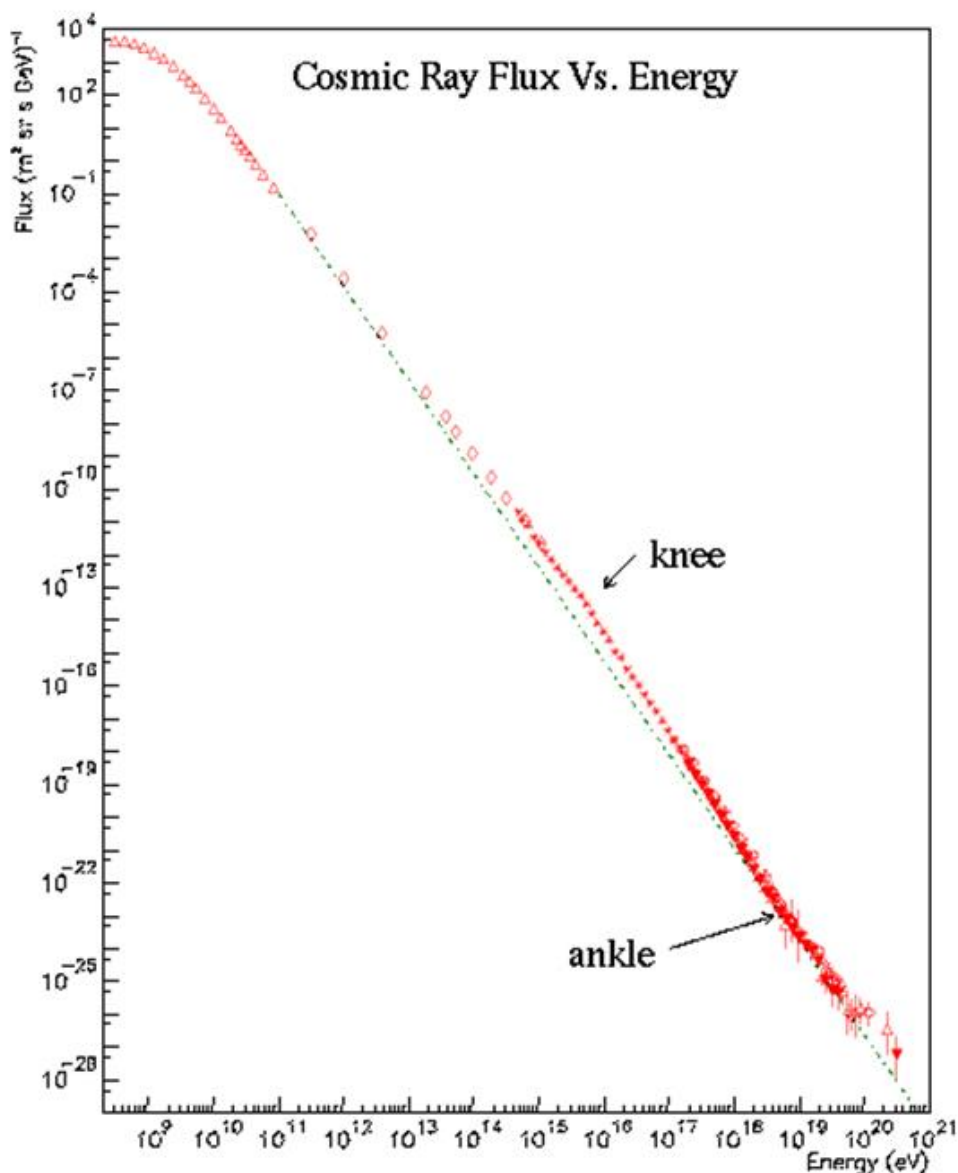
11.2. ábra: A kozmikus sugárzás energia-eloszlás függvénye néhány GeV-től néhány ezer GeV-ig jól közelíthető hatványfüggvénnyel. A kitevőt a log-log ábrán az illesztett egyenes meredeksége adja: $\delta \approx 2,4$ (Casadei, D., & Bindi, V. 2004, ApJ, 612,262).

A kozmikus sugárzás $N(E)$ energia-eloszlását (az adott energiájú részecskék számát az energia függvényében) hatványfüggvény írja le:

$$N(E)dE \approx cE^{-\delta} dE \quad (11.1)$$

ahol $N(E)dE$ az $[E, E+dE]$ energiájú elektronok térfogati sűrűsége.

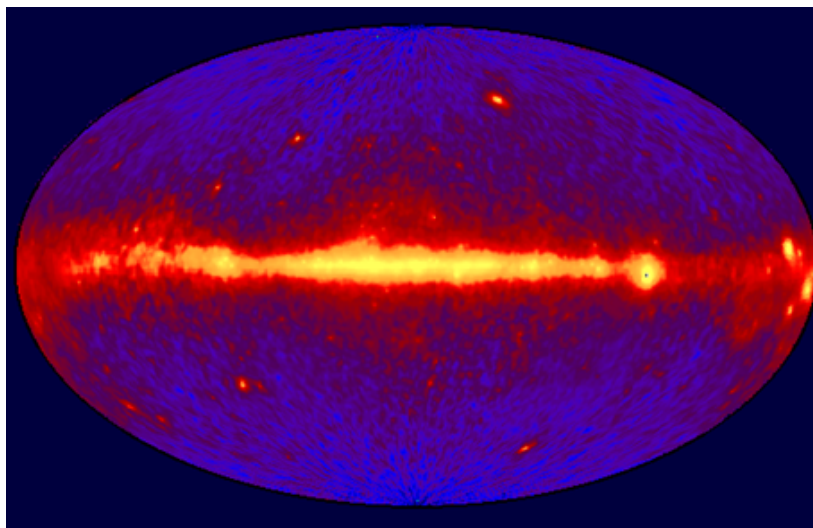
A nagyobb energiáknál a gyakoriság görbén egy domború (knee) és homorú (ankle) szakaszt is látunk (11.3. ábra) de nagyjából itt is igaz a hatványfüggvény alak.



11.3. ábra: A kozmikus sugárzás energiaeloszlása (Rawlins)

Szokás még megkülönböztetni a kozmikus részecskéket aszerint, hogy közvetlenül a világűrben, vagy légkörben lezajlott kölcsönhatásokból származnak. Elsőrendű vagy primer komponensek azok a részecskék, amik a világűrben érkeznek a Földre. Ezek 90%-a proton, 9%-a alfarészecske, a maradék pedig más atommagok és nagyenergiájú elektronok. Az elsőrendű kozmikus sugárzás kölcsönhatásba lép az atmoszférát alkotó atomokkal és molekulákkal, és csak kis hányada ér le a felszínre.

A másodrendű vagy szekunder komponensek a primer komponensek és az atmoszférát vagy a csillagközi gázt alkotó atomok kölcsönhatása során keletkeznek. Ennek legtöbbet vizsgált alkotója a gamma sugárzás, ezen kívül kisebb atommagok, pionok, kaonok alkotják. A szekunder komponensek közül a földfelszínen a müonok dominálnak.



11.4. ábra: A diffúz gamma sugárzás eloszlása a Compton Gamma Ray Observatory CGRO EGRET méréseiből ($h\nu > 100 \text{ MeV}$). [Credit: NASA/GSFC]

11.2. A kozmikus eredetű mikrohullámú háttérsugárzás

A kozmikus eredetű mikrohullámú háttérsugárzás (cosmic microwave background, CMB) az az elektromágneses sugárzás, mely az egész világegyetemet kitölti. Energiaeloszlása 2,725 Kelvin-fok hőmérsékletű feketetest-sugárzásnak felel meg, melynek maximuma a mikrohullámú frekvenciatartományba esik: 160,4 GHz-nél (1,9 mm-es hullámhossznál) található.

Az ősrobbanás után nagyjából 380 000 évvel az atommagok és elektronok összeálltak atomokká, és a fotonok (fény) számára a világegyetem átlátszóvá vált. A mikrohullámú háttérsugárzás ebből az időből származik, de a vöröseltolódás miatt a „hőmérséklete” lecsökkent.

Ez a forró Univerzum hipotézis egyik bizonyítéka.

Lásd a kozmikus eredetű mikrohullámú háttérsugárzás eloszlására a COBE, WMAP és Planck képet összehasonlító animációt!

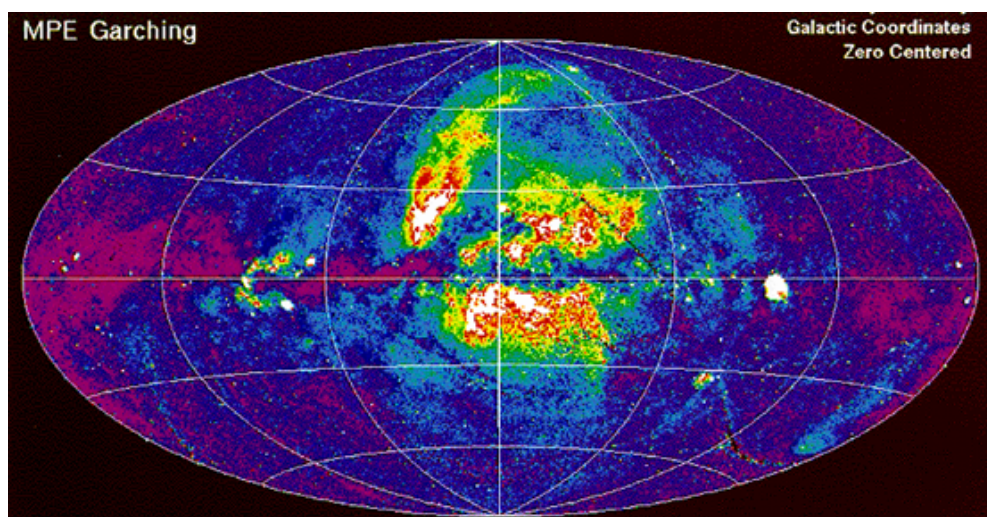
11.3 Diffúz röntgensugárzás

A nagy sebességre gyorsított elektronok ütközéssel ionizálják a csillagközi gáz atomjait. Az r -szeresen ionizált

X^r atom és az E_{kin} mozgási energiájú elektron ütközése ΔE ionizációs potenciál esetén:



Ezzel a rendszer hűlt, hiszen ΔE ionizációs potenciálnyi energiát veszített az elektrongáz. Az ütközéssel ionizált gáz szupernóva maradványokban és a Galaktikus Koronában van jelen. Megfigyelhető diffúz lágy-röntgensugárzása, amit például a ROSAT R1 illetve R2 sávjaiban, rendre 110-284 eV illetve 140-284 eV energiákon mértek (Snowden et al. 1997). A lágy röntgen intenzitás egy kiterjedt helyi forrást jelez. Ez a forró (millió K-es), ritka (10^{-3} cm^{-3}) gázzal teli, elnyúlt (100pc×200pc) üreg, az úgynevezett Lokális Buborék.



11.5. ábra: A ROSAT lágy-röntgen (0.5-0.9keV) képe (Credit: RASS, MPE Garching)

Referenciák és további olvasnivaló a fejezet témájában:

Snowden et al. 1997: ApJ, 485, 125

12. fejezet - A Tejútrendszer kialakulása

A kialakulás körülményeire utaló mérési evidenciák és elméletek

12.1. A kialakulás elmélete

A Tejútrendszer mai szerkezetének és kémiai összetételének kialakulásához egy kezdeti galaxis keletkezés, illetve a Galaxis folyamatos fejlődése vezetett.

A populációk létéből már az 1960-as években arra következtettek, hogy a Tejútrendszer több lépcsőben keletkezett. Az akkori egyszerű modell szerint egy nagy és gömbszerű intergalaktikus felhőből keletkeztek a Halo csillagai, majd ennek a forgó felhőnek a lapulása (forgástengellyel párhuzamos irányú kollapszus) nyomán kialakult a korong. A kollapszus elmélet első képviselői: Eggen, Lynden-Bell & Sandage (Eggen et al. 1962, „monolithic collapse”).

A konkurens elmélet kisebb protogalaktikus objektumok egyesülése, melynek első képviselői: Searle & Zinn (1978, „aggregation of smaller protogalactic fragments”)

A kollapszus elmélet fenntartásával a 1990-es évektől a galaxis behullások felfedezésével a törpegalaxisok elnyelését is lényeges folyamatként kezeljük.

A folyamatosan zajló csillagkeletkezés a gáz egyfajta körforgásával fémekben dúsítja a Korongot.

A kezdeti, a Tejútrendszer kialakulásakor jelenlévő, fizikai paraméterek: gáz sűrűsége, hőmérséklete, egységnyi tömegré jutó impulzuszórántum, turbulencia, mágneses tér, nem mérhetők. Keletkező galaxisokat sem látunk a lokális Univerzumban. A nagyon távoli, és ezért az Univerzum korábbi állapotát felderítő (pl. HST) mérések jelzik a kisebb csillagkeletkezésben aktív galaxisokat, de az elsőgalaxisokat megelőző állapotot, a protogalaktikus HI intergalaktikus felhőket talán majd a négyzetkilométeres rádiótávcső (Square Kilometer Array, SKA) fogja megtalálni.

12.1.1. Törpegalaxisok összeolvadása

Az egyik elmélet szerint első lépésben gömbhalmaznyi gázfelhők kollapszusával gömbhalmazok, illetve törpe szferoidális és irreguláris rendszerek keletkeztek, majd ezek olvadtak össze. Egy protogalaxis „inside-out” kollapszusához a Jeans instabil tömeg $\sim 10^8 M_{\text{Nap}}$.

12.1.2. A Korong keletkezése

Többen (Weizsacke-Oort-Eggen-LyndenBell-Sandage) a fémtartalom és mozgás kapcsolatát összegezve rámutattak az eloszlások skálamagasságában megfigyelhető eltérésére: fémszegények $h=10\text{kpc}$, fémgazdagok $h=400\text{pc}$. Ezért feltételezték, hogy a síkra merőleges 25-szörös összehúzódással indult a Tejútrendszer kialakulása, azaz a fiatal Galaxisban nem volt dinamikai egyensúly.

12.1.3. Hűlő áramlás - disszipatív kollapszus

Tipikus esetben ez szférikus behullás, amit gyakran hűtő-áramlásnak (*cooling flow*) is neveznek. Hidrosztatikai egyensúly hiányában a gáz „befelé” hullik, ha a hűlési energiavesztés megfelelően nagy sebességű. Az összehúzódás, mint áramlás közben a közeg sugárzással energiát veszít. Ezt a sémát jól alkalmazhatjuk röntgen sugárzó galaxis halmazokra, ahol az intergalaktikus térből anyag hullik be. A behullás rátája $1M_{\odot}/\text{év}$ - $1000M_{\odot}/\text{év}$ között változhat.

12.1.4. Akkréció korongra

Egy viszonylag vékony korong keletkezik, majd a forgó korongban a belső sűrűlódás miatt befele áramlik a gáz. Ez a séma jó az AGN-re, protocsillagra, és a galaktikus korong keletkezésére is.

12.1.5. A hűlés

Forró, optikailag vékony gáz termikus sugárzással hűl, az L sugárzási teljesítmény a ρ sűrűség négyzetével és a T hőmérséklettől függő $\Lambda(T)$ hűlési függvényvel arányos:

$$L \sim \rho^2 \Lambda(T) \quad \text{ahol magas hőmérsékleten (12.1)}$$

$$\Lambda(T) \sim \sqrt{T} \quad (12.2)$$

Alacsonyabb hőmérsékleteken vonalas sugárzással is hűl a gáz. A hűlés karakterisztikus ideje:

$$\tau_{\text{col}} = \frac{5}{2} \frac{p}{\rho^2 \Lambda(T)} \quad (12.3)$$

A hűlő áramlás akkor áll elő, ha:

$$\tau_{\text{col}} < \frac{1}{H} \approx 4,35 \times 10^{17} \text{ s} = 13,8 \times 10^9 \text{ év} \quad (12.4)$$

13. fejezet - Sztellárdinamika – a Boltzmann-egyenlet

Alapegyenletek a sztellárdinamikából

Alábbiakban Bender (2000) szerint adunk rövid bevezetést a statisztikus sztellárdinamikába.

13.1. Az ütközésmentes Boltzmann-egyenlet

Galaxis csillagsokaságának jellemző tulajdonságait az alábbiakban foglalhatjuk össze:

- A csillagütközés igen ritka. A Tejútrendszerben pl. van 10^{11} csillag, ebből 2000 évenként 1 pár ütközik átlagosan. A csillagok pályae energiája közel állandó.
- A csillagok pályáját kizárólag az egész csillagrendszerből együttesen fakadó erő - egy folytonos gravitációs mező határozza meg. Ezt nevezzük reguláris erőnek. (A csillagütközésekből származó erők az irreguláris erők. Ütközésmentes csillagrendszereknél ezek elhanyagolhatók.)

Egy csillagrendszer, mint pontrendszer sűrűségét és sebességeloszlását az $f(\vec{x}, \vec{v}, t)$ fázistér-sűrűség függvénnyel közelíthetjük.

Az $f(\vec{x}, \vec{v}, t) d^3x d^3v$ adja az \vec{x} helyvektor körüli d^3x térfogatban található olyan csillagok mennyiségét, melyek sebessége a $[\vec{v}, \vec{v} + d\vec{v}]$ $[\vec{v}, \vec{v} + d\vec{v}]$ tartományba esik. A fázistér-sűrűség függvényt integrálva kapjuk az össz csillagszámot az \vec{x} helyvektor körüli d^3x térfogatban: $\int f d^3v = n(\vec{x}, t)$

$$\int f d^3v = n(\vec{x}, t) \quad (13.1)$$

Az $f(\vec{x}, \vec{v}, t)$ időbeli fejlődése a newtoni dinamika szabályai szerint történik. Ha a csillagok keletkezésétől és pusztulásától eltekintünk, akkor $f(\vec{x}, \vec{v}, t)$ -re a következő kontinuitási egyenlet lesz érvényes, ahol w_i az általánosított koordinátákat jelöli:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_{i=1}^6 \frac{\partial (f w_i)}{\partial w_i} = 0 \quad (w_i = (x_1, x_2, x_3, v_1, v_2, v_3)) \quad (13.2)$$

Természetesen a sebesség koordinátákra igaz, hogy:

$$\dot{x}_j = v_j \quad (13.3)$$

Illetve a gyorsulásokra, hogy:

$$\dot{v}_j = -\frac{\partial \Phi}{\partial x_j} \quad (13.4)$$

Az általánosított koordináták időderiváltjai parciális deriváltjaira:

$$\sum \frac{\partial v_j}{\partial x_j} = 0, \text{ mivel } v_j \text{ és } x_j \text{ függetlenek egymástól. (13.5a)}$$



miel gravitációs kölcsönhatás esetén független v_j -től (13.5b)

(13.5) miatt tehát:

$$\sum \frac{\partial \dot{w}_i}{\partial v_i} = \sum \frac{\partial v_j}{\partial x_j} + \sum \frac{\partial}{\partial v_j} \left(-\frac{\partial \Phi}{\partial x_j} \right) = 0 \quad (13.6)$$

(13.2)-t (13.6) felhasználásával átalakítva megkapjuk az ütközésmentes Boltzmann-egyenletet:

$$\sum \frac{\partial \dot{w}_i}{\partial w_i} = \sum \frac{\partial v_j}{\partial x_j} + \sum \frac{\partial}{\partial v_j} \left(-\frac{\partial \Phi}{\partial x_j} \right) = 0,$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_{i=1}^6 w_i \frac{\partial f}{\partial w_i} = 0 \quad (13.7)$$

Az általánosított koordináták helyett hely és sebesség koordinátákat használva a fázistér-sűrűség függvényre felírt kontinuitási egyenlet:

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + v_i \frac{\partial f}{\partial x_i} - \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \cdot \frac{\partial f}{\partial v_i} = 0 \quad (13.8)$$

Ez az egyenlet a csillagrendszerek dinamikájának az alapegyenlete.

Eddig nem tettünk semmilyen feltevést arra vonatkozóan, hogy a Φ potenciál csak a csillagrendszer csillagaiból ered, vagy esetleg más forrásból is van járuléka. Amennyiben a potenciál csak az f függvény által leírt részecskékből származik, akkor a rendszer önkonzisztens, és teljesül a következő egyenlőség:

$$\Delta \Phi = 4\pi G \rho = 4\pi G m \int f(\vec{x}, \vec{v}, t) d^3 v \quad (13.9)$$

Ahol a ρ tömegsűrűség, az m tipikus csillagtömeg, és n csillagszám-sűrűség mellett:

$$\rho = m \cdot n = m \int f(\vec{x}, \vec{v}, t) d^3 v \quad (13.10)$$

Az $f(\vec{x}, \vec{v}, t) d^3 x d^3 v$ teljes meghatározása gyakorlatilag lehetetlen. Ezért a modellek és a megfigyelések összehasonlítása általában az ütközésmentes Boltzmann-egyenlet momentumain alapul.

A számoosság: a fázistér-sűrűség függvény \vec{v} sebesség szerinti 0. momentuma

$$n(\vec{x}, t) = \int f(\vec{x}, \vec{v}, t) d^3 v \quad (13.11)$$

Az átlagsebesség: a fázistér-sűrűség függvény \vec{v} sebesség szerinti 1. momentuma

$$\bar{v}_i(\bar{x}, t) = \frac{1}{n} \int v_i f(\bar{x}, \bar{v}, t) d^3v \quad (13.12)$$

13.2. A Boltzmann-egyenlet momentumai

13.2.1. A Boltzmann-egyenlet sebesség szerinti 0. momentuma

$$\int \frac{\partial f}{\partial t} d^3v + \int v_i \frac{\partial f}{\partial x_i} d^3v - \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \int \frac{\partial f}{\partial v_i} d^3v = 0 \quad (13.13)$$

(13.11) felhasználásával:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \int v_i f d^3v - \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \int [f(v_i)]_{-\infty}^{\infty} d^2v_{i \neq i} = 0 \quad (13.14)$$

$f(v_i = \pm\infty) = 0$ esetén (13.14) a következő alakot veszi fel:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (n \bar{v}_i) = 0 \quad (13.15)$$

Ez az **I. Jeans-egyenlet**, vagy más néven kontinuitási egyenlet.

13.2.2. A Boltzmann-egyenlet sebesség szerinti 1. momentuma

A Boltzmann-egyenlet sebesség szerinti 1. momentuma:

$$\int \frac{\partial f}{\partial t} v_j d^3v + \int v_i v_j \frac{\partial f}{\partial x_i} d^3v - \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \int v_j \frac{\partial f}{\partial v_i} d^3v = 0 \quad (13.16)$$

(13.11) és (13.12) felhasználásával:

$$\iiint v_j \frac{\partial f}{\partial v_i} d^3v = \iint v_j (f(v_i = \infty) - f(v_i = -\infty)) d^2v_{j \neq i} - \iiint \left(\frac{\partial v_j}{\partial v_i} \right) f d^3v = 0 - \delta_{ij} n \quad (13.17)$$

Vezessük be a következő jelölést:

$$\overline{v_i v_j} = \frac{1}{n} \int v_i v_j f d^3v \quad (13.18)$$

Vegyük figyelembe továbbá, hogy $\frac{\partial v_j}{\partial v_i} = 0$; $\frac{\partial v_j}{\partial x_i} = 0$; és $f(v_i = \pm\infty) = 0$. Ekkor:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{nv_j}) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\overline{nv_i v_j}) + n \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} = 0 \quad (13.19)$$

Ez a II. Jeans-egyenlet.

Vonjuk ki (3.19)-ből (3.15) bal oldalának $\overline{v_j}$ -szeresét, ez:

$$n \frac{\partial \overline{v_j}}{\partial t} - \overline{v_j} \frac{\partial \overline{nv_i}}{\partial x_i} + \frac{\partial \overline{nv_i v_j}}{\partial x_i} + n \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} = 0 \quad (13.20)$$

Bevezetjük a σ_{ij}^2 sebességszperziós tenzort, mint az átlagsebességekhez képesti szórást:

$$\sigma_{ij}^2 = \overline{(v_i - \overline{v_i})(v_j - \overline{v_j})} = \overline{v_i v_j} - \overline{v_i} \overline{v_j} \quad (13.21)$$

A sebességszperziós tenzor n -szeresének parciális deriváltja:

$$\frac{\partial n \sigma_{ij}^2}{\partial x_i} = \frac{\partial (\overline{nv_i v_j})}{\partial x_i} - \overline{v_j} \frac{\partial (\overline{nv_i})}{\partial x_i} - \overline{nv_i} \frac{\partial (\overline{v_j})}{\partial x_i} \quad (13.22)$$

(13.22)-vel a (3.20) a következő alakra hozható:

$$n \frac{\partial \overline{v_j}}{\partial t} + \overline{nv_i} \frac{\partial \overline{v_j}}{\partial x_i} = -n \frac{\partial \Phi}{\partial x_j} - \frac{\partial (n \sigma_{ij}^2)}{\partial x_i} \quad (13.23)$$

Ez a III. Jeans-egyenlet, ahol:

$n \frac{\partial \overline{v_j}}{\partial t} + \overline{nv_i} \frac{\partial \overline{v_j}}{\partial x_i}$: a részecske számsűrűsége a sebesség deriváltja (fajlagos impulzusváltozás)

$-n \frac{\partial \Phi}{\partial x_j} - \frac{\partial (n \sigma_{ij}^2)}{\partial x_i}$: erő jellegű mennyiségek.

Ezzel analóg a hidrodinamikában az Euler-egyenlet:

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = -\rho \nabla \Phi - \nabla p \quad (13.24)$$

Az Euler-egyenlet és a 3. Jeans-egyenlet között jelentős eltérés van: az Euler-egyenletben a nyomási tag izotróp és skalár, míg a Jeans-egyenletben egy tenzor.

σ_{ij} egy szimmetrikus tenzor, azaz választhatok olyan lokális koordináta-rendszert, amiben csak diagonális elemeket tartalmaz a σ_{ij}^2 . Ebben a rendszerben σ_{11} , σ_{22} és σ_{33} a feltengelyei a diszperziós (szórási) ellipszoidnak. Izotróp

sebesség-szórás esetén $\sigma_{11} = \sigma_{22} = \sigma_{33}$ és ekkor a III. Jeans-egyenlet valójában azonos az Euler-egyenlettel.

Általában a Jeans-egyenletek nem oldhatóak meg egyértelműen, mert a csillagrendszerekre nincs a gázokra felírt $p=p(\rho)$ állapotegyenlethez hasonló összefüggésünk.

A sztellárodinamikai problémák megoldásában a Jeans-egyenleteket alkalmazva, gyakran szükséges valamely feltételezésekkel élnünk a σ_{ij} tenzorra. Napjainkban ezen feltételezések mérési ellenőrzése is lehetségessé vált bizonyos galaxisokra.

13.2.3. Anizotrópikus, szférikus, szimmetrikus galaxis esete

Az r, θ, φ és v_r, v_θ, v_φ polárkoordinátákkal gömbszimmetrikus esetben:

$$\overline{v_r} = \overline{v_\theta} = \overline{v_\varphi} = 0 \quad (13.25)$$

és

$$\overline{v_\theta^2} = \overline{v_\varphi^2} = 0 \quad (13.26)$$

Stacionárius esetben ezt kapjuk:

$$\frac{d n \overline{v_r^2}}{d r} + \frac{n}{r} (2 \overline{v_r^2} - (\overline{v_\theta^2} + \overline{v_\varphi^2})) = -n \frac{d \Phi}{d r} \quad (13.27)$$

Bevezetjük a β -val anizotrópia paramétert:

$$\beta = 1 - \frac{\overline{v_\theta^2}}{\overline{v_r^2}} \quad (13.28)$$

A (13.27)-ből ezzel:

$$\frac{d n \overline{v_r^2}}{d r} + 2 n \beta \frac{\overline{v_r^2}}{r} = -n \frac{d \Phi}{d r} \quad (13.29)$$

Ezzel ekvivalens a hidrosztatikában felírható: $\frac{d p}{d r} + \text{anizotropia korrekció} = -\rho g$ egyenlet.

Legyen az r sugárhoz tartozó körsebesség v_c és $M(r)$ az r sugarú gömbhájban levő tömeg. Ekkor a centripetális gyorsulásra:

$$\frac{d \Phi}{d r} = \frac{G M(r)}{r^2} = \frac{v_c^2}{r} \quad (13.30)$$

Ahonnán:

$$v_c^2 = \frac{G M(r)}{r} = -v_r^2 \left(\frac{d \ln n}{d \ln r} + \frac{d \ln \overline{v_r^2}}{d \ln r} + 2 \beta \right) \quad (13.31)$$

Ismét kereshetünk analógiát a hidrodinamikával:

$\overline{v_r^2}$: hőmérséklet

$\frac{d \ln n}{d \ln r} + \frac{d \ln \overline{v_r^2}}{d \ln r}$: ugyanaz, mint a hidrodinamikában

2β : anizotrópikus korrekció

13.2.4. Izotróp, tengelyszimmetrikus galaxis

Tegyük fel, hogy $n = n(r, z)$, és írjuk fel a Jeans-egyenleteket hengerkoordinátás alakban:

$$\frac{\partial \rho \overline{v_r}}{\partial r} + \frac{\partial \rho \overline{v_r^2}}{\partial r} + \frac{\partial \rho \overline{v_r v_z}}{\partial z} + \rho \left(\frac{\overline{v_r^2} - \overline{v_\phi^2}}{r} + \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) = 0 \quad (13.32)$$

$$\frac{\partial \rho \overline{v_\phi}}{\partial r} + \frac{\partial \rho \overline{v_r v_\phi}}{\partial r} + \frac{\partial \rho \overline{v_\phi v_z}}{\partial z} + \frac{2\rho}{r} \overline{v_\phi v_r} = 0 \quad (13.33)$$

$$\frac{\partial \rho \overline{v_z}}{\partial r} + \frac{\partial \rho \overline{v_r v_z}}{\partial r} + \frac{\partial \rho \overline{v_z^2}}{\partial z} + \frac{\rho \overline{v_r v_z}}{r} + \rho \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad (13.34)$$

Tekintsünk egy statikus, tengelyszimmetrikus objektumot izotróp sebességszórással (ez megfelel egy forgó, öngravitáló gáznak vagy folyadéknak):

$$\overline{v_z^2} = \overline{v_r^2} = \overline{v_\phi^2} = \sigma^2 \quad (13.35)$$

A σ^2 szórás minden ij komponensére: $\sigma_{ij} = 0$. A tengelyszimmetria miatt továbbá: $\overline{v_\phi} = 0$ vagy $\overline{v_\phi} \neq 0$, és $\overline{v_z} = \overline{v_r} = 0$. Ezek a következő nem-triviális egyenletet eredményezik, a barometrikus formulához hasonlóan:

$$\frac{\partial \rho \sigma^2}{\partial r} - \rho \frac{\overline{v_\phi^2}}{r} + \rho \frac{\partial \Phi}{\partial r} = 0 \quad (13.36)$$

ahol $\frac{\partial \rho \sigma^2}{\partial r}$: a nyomás gradiens, $\rho \frac{\overline{v_\phi^2}}{r}$: a centrifugális erő, $\rho \frac{\partial \Phi}{\partial r}$: a gravitáció

$$\frac{\partial \rho \sigma^2}{\partial z} - \rho \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad (13.37)$$

ahol $\frac{\partial \rho \sigma^2}{\partial z}$: a nyomás gradiens, $\rho \frac{\partial \Phi}{\partial z}$: a gravitáció.

Vegyük a következő sűrűségeloszlást ($K \ll 1$):

$$\rho = \rho_0 \left(r^2 + \frac{z^2}{q^2} \right)^{-\frac{K}{2}} \quad (13.38)$$

Így az ekvatoriális síkban ($z=0$) a (13.36) és (13.37) egyenletek a következő alakra egyszerűsödnek:

$$-\frac{K}{r}\rho\sigma^2 + \rho\frac{\partial\sigma^2}{\partial r} = \rho\frac{v_\phi^2}{r} - \rho\frac{\partial\Phi}{\partial r} \quad (13.39)$$

$$K\sigma^2 + v_\phi^2 = v_c^2 + r\frac{\partial\sigma^2}{\partial r} \quad (13.40)$$

(13.40)-ben:

$$v_c^2 = r\frac{\partial\Phi}{\partial r} \quad (13.41)$$

(13.40) és (13.40)-ből:

$$v_c^2 \geq K\sigma^2 + v_\phi^2 \quad (13.42)$$

13.3. Jeans-probléma – a Boltzmann-egyenlet alkalmazása

Jeans-probléma: adott a Boltzmann-egyenlet, valamint az U potenciál és keressük f fázissűrűséget. A megoldandó egyenletrendszer:

$$\rho(r) = Nm \iiint f(x, y, z, u, v, w, t) d^3V \quad (13.43)$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{V} \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} - \nabla U \frac{\partial f}{\partial \vec{V}} = 0 \quad (13.44)$$

$$\nabla^2 U = 4\pi G \rho \quad (13.45)$$

Definíciók:

Elemi térfogatban a részecskék száma:

$$dN = f(q, p, t) d\omega d\Omega = f(x, y, z, u, v, w) d\omega d\Omega \quad (13.46)$$

Ahol: $d\omega = dx dy dz$, $d\Omega = du dv dw$, $\vec{V} = (u, v, w)$

Ekkor: $dN = f(x_k) d\gamma$ ($k=1\dots6$)

$d\gamma = dx_k$ ($k=1\dots6$)

$\dot{x}_1 = x_4$, $\dot{x}_2 = x_5$, $\dot{x}_3 = x_6$

Fáziscella: hiperfelület szorozva a dimenzióval.

$$\text{Be: } \dot{x}_k f(x_k) \frac{d\gamma}{dx_k} dt$$

$$\dot{x}_k f(x_k - dx_k) \frac{d\gamma}{dx_k} dt$$

Ami a fáziscellából kijön:

Így jó közelítéssel (a mérleg):

$$\dot{x}_k [f(x_k + dx_k) - f(x_k)] \frac{d\gamma}{dx_k} dt = \dot{x}_k \frac{\partial f}{\partial x_k} \frac{\partial \gamma}{\partial a} \quad (13.47)$$

Továbbá összegezve mind a hat oldalpárra (azaz mi történik a részecskeszámmal):

$$d\gamma/dt \sum_{i=1}^6 \dot{x}_i \frac{\partial f}{\partial a} = -\frac{\partial f}{\partial a} d\gamma/dt + \text{irreguláris járulék} \quad (13.48)$$

Ez az egyenlet a részecskeszám-vesztéséget írja le, mivel önkényesen a bal oldalt vettük pozitívnak.

Az előzőekből következik:

$$\frac{\partial f}{\partial a} + \sum_{i=1}^6 \dot{x}_i \frac{\partial f}{\partial x_i} = \text{irreguláris járulék} \quad (13.49)$$

Ütközésmentes esetben irreguláris erők nem hatnak, így az ütközésmentes Boltzmann- egyenlet:

$$\frac{\partial f}{\partial a} + \sum_{i=1}^6 \dot{x}_i \frac{\partial f}{\partial x_i} = 0 \quad (13.50)$$

Igaz, ha az irreguláris erők elhanyagolhatóak, azaz ha a fázissűrűség invariáns az ütközésekkel szemben (amennyi kiszóródik, annyi vissza is szóródik). Megjegyzés: belátható, hogy a pár-pár ütközések nem váltanak ki drámai hatást a megfelelő időskálán.

$$\sum_{i=1}^6 \dot{x}_i \frac{\partial f}{\partial x_i} = 0$$

Speciális eset: stacionárius Boltzmann-egyenlet: (azaz az időderivált nulla). Alkalmazhatjuk a Hamilton-egyenletet, az ütközésmentes Boltzmann-egyenlet átírva:

$$\frac{\partial f}{\partial a} + \sum_{i=1}^3 \left[\frac{\partial H}{\partial p_i} \frac{\partial f}{\partial q_i} - \frac{\partial H}{\partial q_i} \frac{\partial f}{\partial p_i} \right] = 0 \quad (13.51)$$

$$\frac{\partial f}{\partial a} - [H, f] = 0 \quad (13.52)$$

Mivel ismerjük az U potenciált a Boltzmann-egyenlet a következőképpen alakul:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + u \frac{\partial f}{\partial x} + v \frac{\partial f}{\partial y} + w \frac{\partial f}{\partial z} - \frac{\partial U}{\partial x} \frac{\partial f}{\partial u} - \frac{\partial U}{\partial y} \frac{\partial f}{\partial v} - \frac{\partial U}{\partial z} \frac{\partial f}{\partial w} = 0 \quad (13.53)$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \bar{\nabla} \frac{\partial f}{\partial \bar{r}} - \nabla U \frac{\partial f}{\partial \bar{V}} = 0 \quad (13.54)$$

Megjegyzés: kihasználtuk a Jeans-tételt és a Liouville-tételt, azaz azt, hogy a fázissűrűség ütközésmentes esetben (most) mozgásálló, tehát kifejezhető független mozgásállandók függvényeként.

A hat db független integrál: $I_k(t,x,y,z,u,v,w)=c_k$, ahol: $k=1\dots 6$

$$f=F(I_1, I_2, \dots, I_6)$$

Példa: Tekintsünk gömbszimmetrikus stacionárius esetet ($t=0$), ekkor 5 db mozgásállandónak kellene lennie, viszont csak négy van (energia és impulzus). Magyarázat: Jeans-tétel. Jeans-tétel: a fázissűrűséget független, egyértékű mozgásállandókkal kell kifejezni. (Egyértékű függvény pl. $\sin(x)$, de $\arcsin(x)$ nem, mert adott x -hez, sok y érték tartozik (praktikusan végtelen)).

Referenciák és további olvasnivaló a fejezet témájában:

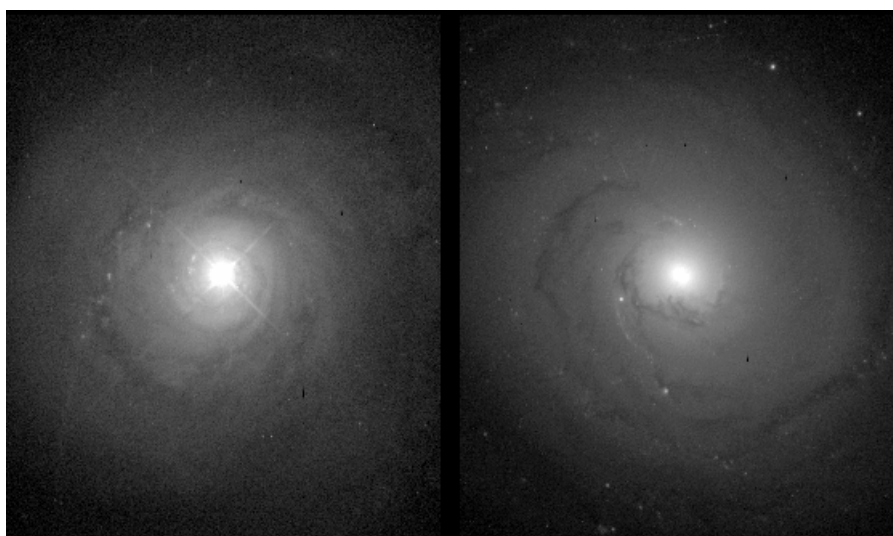
Bender, R. 2000: „*Galaxies, Cosmology and Dark Matter*”, LMU USM, Script by: Christine Botzler, Armin Gabasch, Georg Feulner, Jan Snigula

14. fejezet - Galaxismagok

Bizonyítékok centrális fekete lyukakra a galaxisokban, az aktív magú galaxisok egyesített elmélete vázlatos tárgyalása és ennek tudományos előzményei – a Galaxisok világa c. jegyzetből.

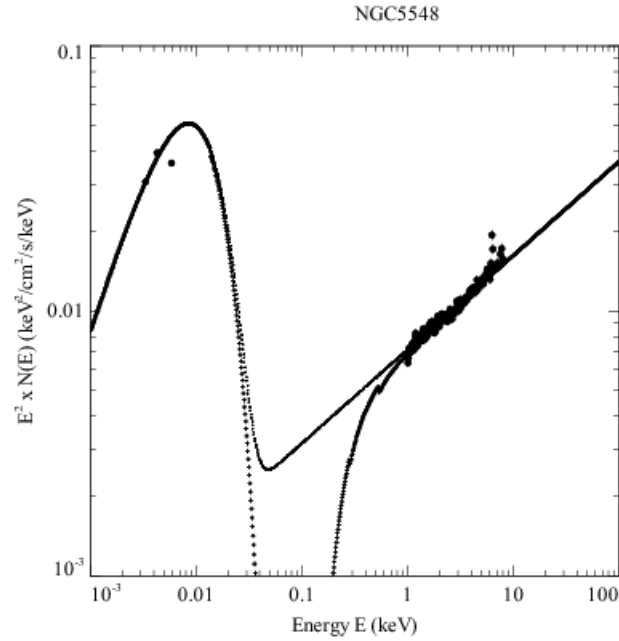
14.1. Seyfert galaxisok

A galaxisok néhány százaléka (lásd például Martini 2013) optikai (és sokszor röntgen) képe pontszerű, fényes “magot” tartalmaz, amely jóval fényesebb, mint a galaxis más részei. Ezeket „*aktív galaxismag*”-oknak, vagy aktív galaxis nukleusz-oknak hívjuk. Az aktív galaxismag a szakirodalomban szokásos rövidítéssel AGN (angolul Active Galactic Nucleus, többes száma Active Galactic Nuclei). Az NGC5548 egy nem távoli galaxis $z=0.017175$ vöröseltolódással. Különlegességét fényes nukleusza és széles, erős emissziós vonalakat mutató spektruma adja (lásd 14.1. és 14.2. ábra). Az ilyen galaxisokra Carl K. Seyfert (1943) hívta fel a figyelmet, megmutatva, hogy átmeneti spirál típusok planetáris ködökhöz hasonló emissziós spektrummal rendelkezhetnek.

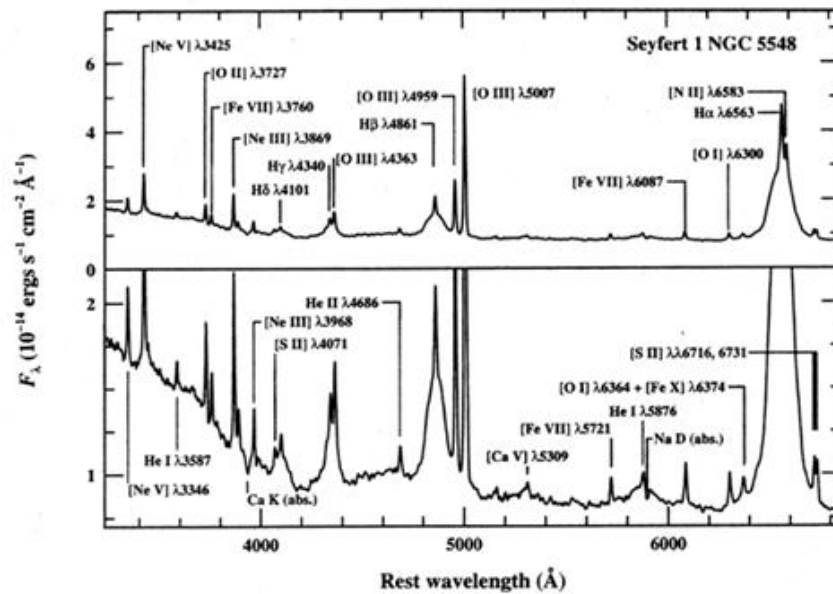


14.1. ábra: Az NGC5548 (R')SA0/a(s) morfológiai osztályú, Seyfert 1 típusú, aktív maggal rendelkező galaxis (bal) és az NGC3277 SA(r)ab morfológiai típusú (jobb) galaxis, hasonló távolságra és felbontásra helyezve. (Keel 2002, <http://www.astr.ua.edu/gifimages/ngc5548.html>)

Az aktív galaxismag luminozitásának nagyobb része nem termális, spektrális energia eloszlása egy része hatványfüggvénnyel írható le (lásd 14.2. ábra). Az AGN-ek többsége erős emissziós vonalakat is mutat. Az elliptikus és lencsés (csillagkeletkezés nélküli) galaxisok optikai spektrumában elnyelési vonalakat találunk. A spirális és irreguláris (csillagkeletkezést mutató) galaxisok alapvetően abszorpciós színeképében $H\alpha$ emissziós vonal is látszik. Az AGN-ek spektrumában a $H\alpha$ emissziós vonal viszont többször erősebb, és C, Mg, O, N emissziós vonalak is feltűnnek (lásd 14.3. ábra).



14.2. ábra: Az NGC 5548 Seyfert 1 típusú galaxis SED-je (Vasudevan, R.V. & Fabian 2008).



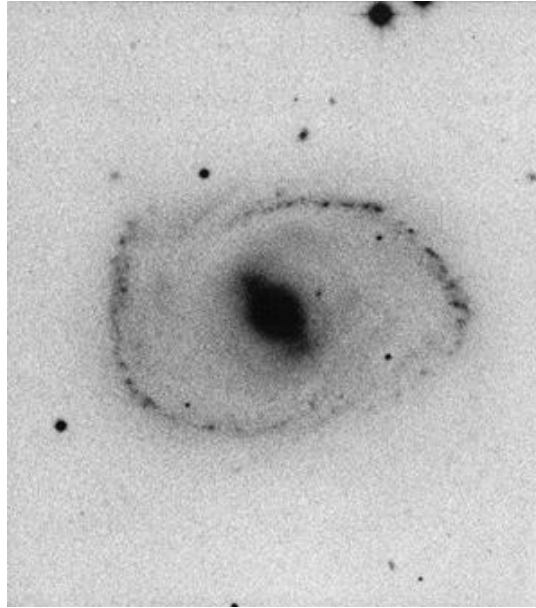
14.3. ábra: Az NGC 1275 Seyfert 1 típusú galaxis optikai spektruma az alsó panelen a fluxus skála más, hogy a gyengébb vonalak is láthatóvá váljanak. A széles profilú komponensre $\Delta v_{BL} \approx 5900 \text{ km/s}$, a keskeny vonalúra $\Delta v_{NL} \approx 400 \text{ km/s}$ (Filippenko, Peterson, NED, http://ned.ipac.caltech.edu/level5/Glossary/Essay_seyfert.html).

- A Seyfert galaxisoknál a korong és a spirálkarok is látszanak a fényes nukleusz mellett. Két alosztályukat különböztetjük meg, az Sy1 és Sy2-t. Emissziós spektrumuk alapján egy harmadik rokon osztályt is itt említünk, az un. *LINER*-eket. A felosztás a kontinuum és a spektrumvonalak alapján történik. Egyrészt azt figyeljük, hogy milyen emissziós vonalak tűnnek fel, másrészt ezek Δv vonalszélességét, amia vonal teljes szélessége a maximum felénél (FWHM, full width at half maximum).

Seyfert 1 galaxisok spektrumának jellemzői (lásd 14.2. ábra):

- erős kontinuum az infravöröstől a röntgen tartományig

- széles megengedett emissziós vonalak (HI, HeI, HeII, $\Delta v \approx 1000 \text{ km/s}$)
- keskeny tiltott emissziós vonalak: OIII, NII, SII, $\Delta v \leq 500 \text{ km/s}$



14.4. ábra: Az NGC 1358 SAB(r)0/a Seyfert 2 típusú galaxis fotografikus képe (103aO lemezre, NED).

Seyfert 2 galaxisokra jellemző spektrum sajátosságai (lásd 10.11. ábra):

- gyenge kontinuum, előállítható alapvetően csillag SED-ek összegeként
- keskeny megengedett és tiltott emissziós vonalak ($\Delta v \leq 500 \text{ km/s}$)

Seyfert 1.2, 1.5, 1.8 és 1.9 galaxisok (Osterbrock 1981)

- A Sy1 és Sy2 osztályok közötti átmenetek, az 1.9-től 1.2 felé növekvő H α és H β vonalszélesség
- 1.5: hasonló erősségű H α és H β vonalak
- 1.8: a H α vonalhoz képest gyenge, de széles H β vonal
- 1.9: csak a H α emissziós vonal széles

A széles vonalak (például H, HeII) vonalszélessége 10000 km/s^{-1} -t is elérheti. Ezek a vonalak nagy sűrűségű $n_e \geq 10^9 \text{ cm}^{-3}$ közegből származnak. A keskeny vonalak viszonylag alacsonyabb sűrűségű $10^3 \text{ cm}^{-3} \leq n_e \leq 10^6 \text{ cm}^{-3}$ közegben keletkeznek.

14.2 LINER-ek

A LINER-ek (Low-Ionization Nuclear Emission-Line Regions) galaxismagok alacsony ionizációs fokú emissziós vonalakkal. Az ionizáltságot a különböző ionizációs fokú oxigén vonalak relatív erősségével jellemezzük. A közeli óriásgalaxisok több mint fele LINER aktivitást mutat.

- a Seyfert 2 típus halványabb változata (lásd 10.5. ábra),
- $F([\text{OIII}] 500,7\text{nm}) / F([\text{OII}] 372,7\text{nm}) \leq 1$ és $F([\text{OIII}] 500,7\text{nm}) / F([\text{OI}] 630,7\text{nm}) \leq 1/3$
- az aktivitás a nukleusz környékén van

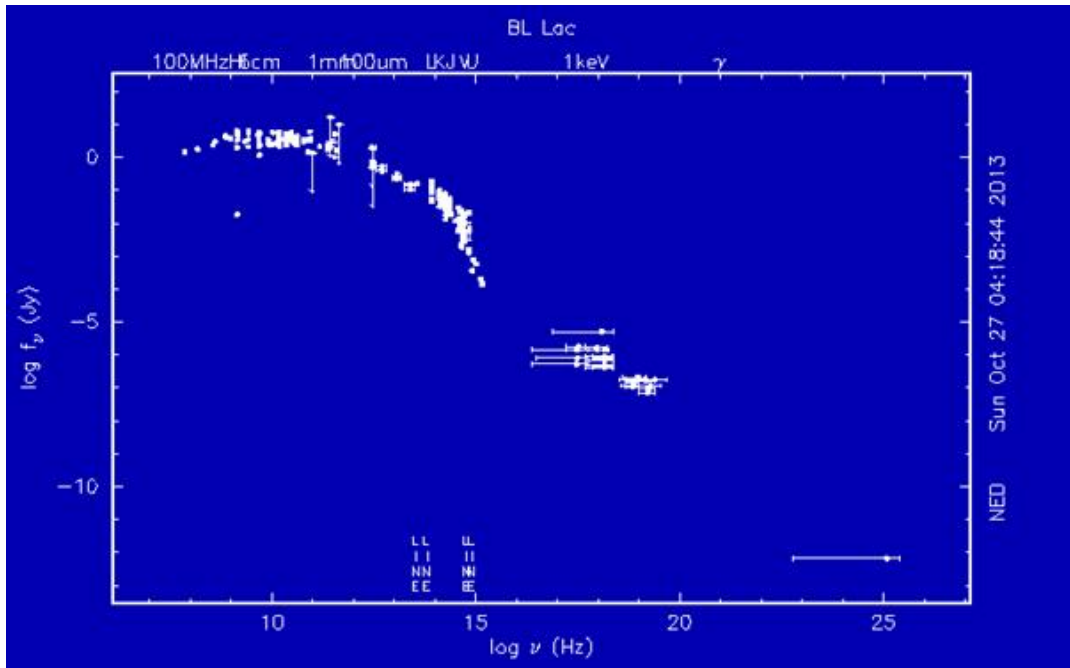
- a spektrumvonalak a Seyfert 2 és normál spirál közötti átmenetet mutatnak (példa spektrum a 10.11. ábrán).



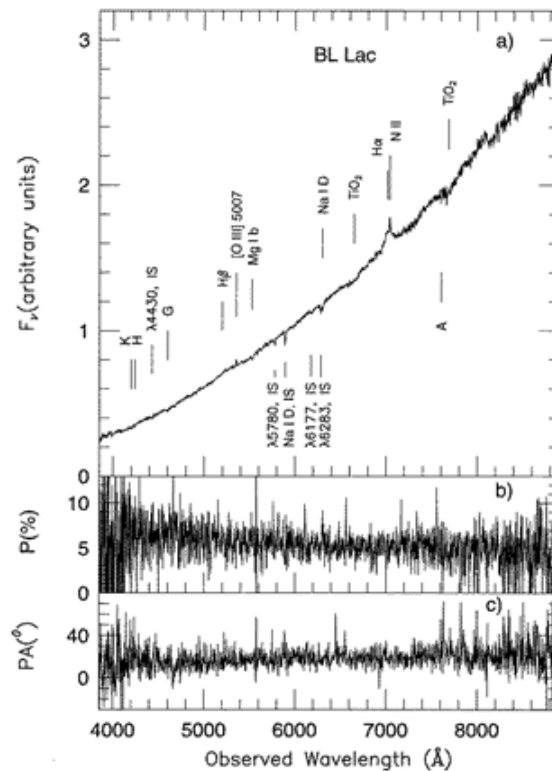
14.5. ábra: Az NGC 1052-es E4 morfológiai osztályú LINER (NED).

14.3. BL Lac - blazárok

Gyenge emissziós vonalat mutató pontszerű (csillagszerű) források a teljes elektromágneses spektrumban (a rádiótól a gamma tartományig) mérhető sugárzással (lásd 14.6. ábra). Jelentős kontinuum és spektrális változásokat mutatnak, igen rövid időskálával (OVV, azaz Optical Violently Variable). Az emissziós vonalak legjobban a „nyugalmi” periódusban látszanak. A kontinuumban dominál a szinkrotron sugárzás. Jellemző még a kb 5%-ban lineárisan polarizált sugárzás. A 3c273 is egy blazár. Példa spektrumot a 14.6. b) és 14.10. ábrán mutatunk. A BL Lacerte-t kezdetben pár napos időskálán szabálytalanul változó csillagként azonosítottak. John L. Schmitt (1968) mérései nyomán lett egy új osztály névadója, de erős spektrális változásai során van olyan állapota, amikor talán nem is a legjobb mintapéldánya osztályának, mert Vermeulen et al. (1995) a vonalszélességre a korábbiánál nagyobb értéket kapott $FWHM(H\alpha) = 5.6 \pm 1.4 \text{ \AA}$. Ezzel azonban még az 5 \AA -ös határon van.



14.6. a) ábra: A BL Lac spektrális energia eloszlás diagramja a rádiótól a gamma tartományig hibavektorokkal. A felső tengelyen a hullámhossz tartomány megjelölése alul a frekvencia (készült az NED SED rajzoló rutinjával).



14.6. b) ábra: A BL Lac spektruma és polarizáltsága (P relatív lineáris polarizáció, PA pozíciószöggel megadva). Jellemző, hogy csak nagyon gyenge vonalakat látunk. (Vermuelen 1995).

14.4. Rádió hangos AGN

Sok aktív maggal rendelkező galaxist eredetileg, mint fényes rádióforrást azonosítottak (akár 10^{39} W rádió luminozitással a 10MHz-100GHz frekvenciatartományban). Ezek közül voltak olyanok, ahol a galaxis is látszott,

mint kiterjedt forrás a látható tartományú felvételeken, és voltak pontszerűek, azaz csillagszerű megjelenésűek. Ez utóbbiakkal a következő fejezet foglalkozik (rádió-hangos kvazárok).

14.4.1. A BLRG és NLRG osztályok

A **rádiógalaxisok** erős rádióforrások melyek óriás elliptikus galaxisokkal asszociáltak. Két csoportjuk optikai spektrumuk alapján:

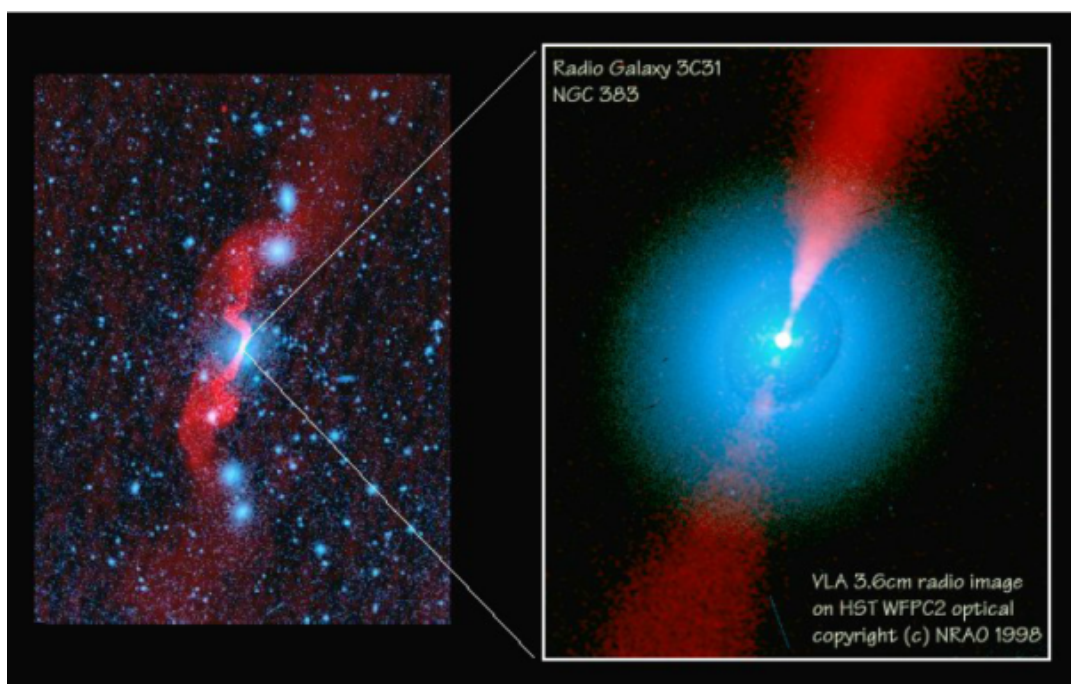
- **BLRG:** (bright line radio galaxy) széles vonalakat mutató rádiógalaxis, optikai spektruma nagyon hasonló a Sy1-hez, de még szélesebb vonalprofilokkal
- **NLRG:** (narrow line radio galaxy) keskeny vonalakat mutató rádiógalaxis, hasonló a Sy2-höz

A BLRG és NLRG minta spektrumokat lásd a 18.11. ábrán.

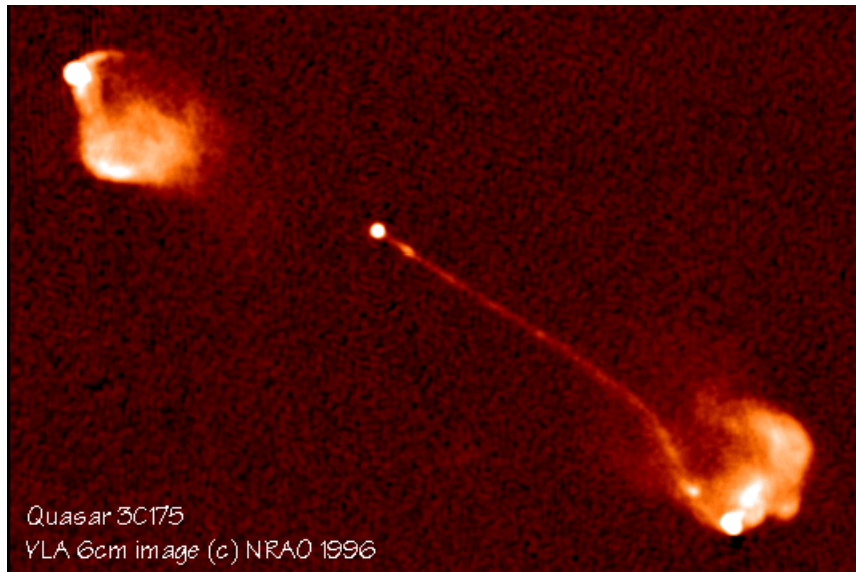
Spektrális index: $\alpha_{1\text{GHz}}$ a SED meredeksége a rádió tartományban, 1GHz frekvenciánál. A meredek (steep) és lapos (flat) kategóriáknak megfelelő meredekségek közti határ az $\alpha_{1\text{GHz}} = -0,4$.

14.4.2. Az NLRG alosztályai az FRI és FRII típusok:

A rádiógalaxisok nagyfelbontású (rádió interferometriai) vizsgálata alapján a rádió fényes tartomány a galaxis nukleuszában van, de onnan a galaxis optikai méretét meghaladó nyalábok (angolul lobes) indulhatnak ki. A nyalábokat kétpólusú, nagysebességű (gyakran relativisztikus) kiáramlásokként úgynevezett rádió *jet*-ekként határozták meg (lásd 14.7. ábra). Bernard Fanaroff és Julia Riley (1974) a rádiógalaxisokat a nagy skálájú rádió emisszió morfológiája alapján két osztályba sorolta. Az FRI (Fanaroff-Riley type I) források rádió tartományban fényesebbek a nukleuszuk irányában, míg az FRII források a rádió fényesebbek a nyalábjaikban.



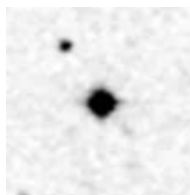
14.7. a) ábra: Az NGC383 (3c31) FRI típusú rádió galaxis kompozit képe. Kék: optikai, vörös: rádió (Bridle)



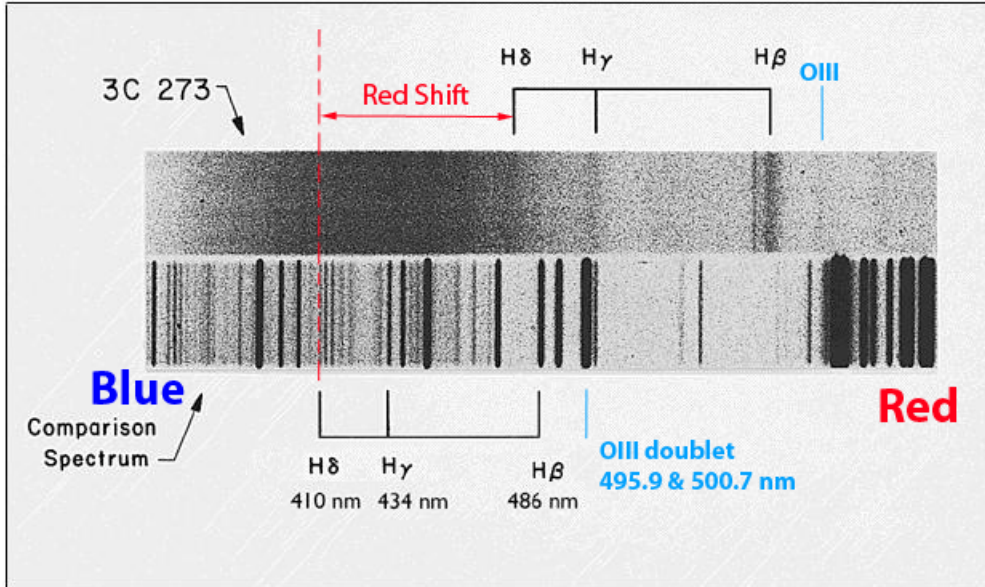
14.7. b) ábra: A 3C 175 FRII típusú rádió galaxis 0,35 ívmásodperc felbontású képe 4,9GHz frekvencián a VLA-val (NRAO, Bridle et al. 1995).

14.5. Kvazárok

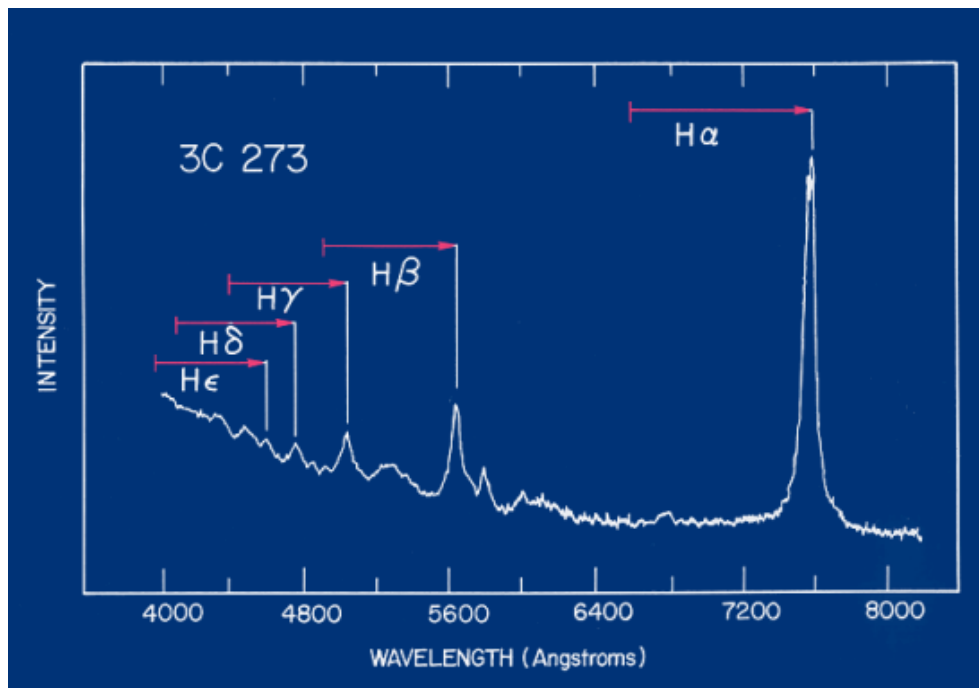
A közeli galaxisok rádió sugárzásának mérése után teljes égbolt felmérésekben kerestek pontszerű rádióforrásokat. Az egyik ilyen felmérést a Cavendish Laboratory (University of Cambridge) végezte Martin Ryle vezetésével. Katalógusaik objektumaira C kezdőbetűvel és sorszámával hivatkoznak. A harmadik Cambridge-i rádió kontinuum pontforrás katalógus (159 MHz és 178 MHz frekvenciákon) egyik forrása a 3c273. Ez a látható tartományban egy 12.8 magnitúdós csillagszerű objektumnak mutatkozott. Ez egyébként egyike volt a „különös kék csillag”-ként számon tartott forrásoknak. Erre a forrásra Maarten Schmidt (Schmidt 1963) egy széles H Balmer emissziós vonalakat mutató spektrumot mért, melyből $z = 0,158$ vöröseltolódást kapott. Ez akkor még különösen nagy távolsági sebességnek számított. A csillagszerű rádióforrás mellett látható tartományban egy jet is látszott. A források természetére kezdetben csak találgatások voltak, elnevezésük változott QSO (quasi-stellar object, azaz csillagszerű objektum), QRS (quasi-stellar radio source, azaz csillagszerű rádió forrás), majd végül quasar, (ezt magyarosan ejtve) kvazár lett.



14.8. ábra: Egy csillag (bal fent) a 3c273 kvazár (középen) és a 3c273 kvazár jet-je (jobbra lefelé mutat). (NED, DSS 1994)



14.9. a) ábra: A 3c273 kvazár spektruma M. Schmidt méréséből (Sarkissian 2013).



14.9. b) ábra: A 3c273 kvazár spektruma erős hidrogén Balmer emissziós vonalakkal, mellette az ábrán nem megjelölt kétszeresen ionizált oxigén vonalak is feltűnnek. A piros nyilak jelzik a spektrumvonalak eltolódását, ami a H α vonalra $\Delta\lambda \approx 103,7\text{\AA}$ (Keel, 2002).

A 3c273 kvazár Z vöröseltolódása és v távolodási sebessége a Speciális Relativitáselmélet szerint a H α vonal $\lambda_{nyugalmi}$ és $\lambda_{mért}$ nyugalmi és mért hullámhosszából:

$$z = \frac{\lambda_{mért} - \lambda_{nyugalmi}}{\lambda_{nyugalmi}} \approx \frac{760\text{nm} - 656,3\text{nm}}{656,3\text{nm}} = 0,158 \quad (14.1)$$

$$v = c \frac{(z+1)^2 - 1}{(z+1)^2 + 1} \approx 2,998 \times 10^8 \frac{1,158^2 - 1}{1,158^2 + 1} [\text{kms}^{-1}] = 4,37 \times 10^4 \text{kms}^{-1} \quad (14.2)$$

A meghatározott távoldási sebességet használhatjuk a d távolság becslésére a Hubble formulával:

$$d = \frac{v}{H} = \frac{4,37 \times 10^4 \text{kms}^{-1}}{67,8 \text{kms}^{-1} \text{Mpc}^{-1}} = 645 \text{Mpc} \quad \text{azaz 2,11 milliárd fényév} \quad (14.3)$$

A 3c273 látszó fényessége $V=12,8$ magnitúdó. Távolságát felhasználva abszolút fényessége:

$$M_V = V - 5 \log \left(\frac{d}{10 \text{pc}} \right) = 12,8 - 5 \log \left(\frac{6,45 \times 10^8 \text{pc}}{10 \text{pc}} \right) = -26,25 \quad (14.4)$$

A Tejútrendszer integrális luminozitása $M_V = -20,5$. Az 5,75 magnitúdó különbségből a V sávban mutatott luminozitások aránya:

$$\frac{L_{V,3c273}}{L_{V,\text{Tejútrendszer}}} = 10^{0,4 \times 5,75} = 200 \quad (14.5)$$

Tehát a 3c273 a V sávban két nagyságrenddel nagyobb luminozitású, mint egy tipikus spirálgalaxis. A 3c273 teljes spektrumra vett fluxusa: $F_{\text{total}} = 1,9 \times 10^{-12} \text{Wm}^{-2} = 1,9 \times 10^{-9} \text{ergs}^{-1} \text{cm}^{-2}$ (Courvoisier 1998). Ebből a teljes luminozitása:

$$L_{3c273} = 4\pi d^2 F_{\text{total}} = 4\pi \left(6,45 \times 10^8 [\text{pc}] \times 3,09 \times 10^{16} \left[\frac{\text{m}}{\text{pc}} \right] \right)^2 1,9 \times 10^{-12} \text{Wm}^{-2} = 9,5 \times 10^{39} \text{W} \quad (14.6)$$

A Nap és a Tejútrendszer luminozitása:

$$L_{\text{Nap}} = 3,847 \times 10^{26} \text{Wm}^{-2} = 3,847 \times 10^{33} \text{ergs}^{-1} \quad L_{\text{Tejútrendszer}} = 10^{11} L_{\text{Nap}} \quad (14.7)$$

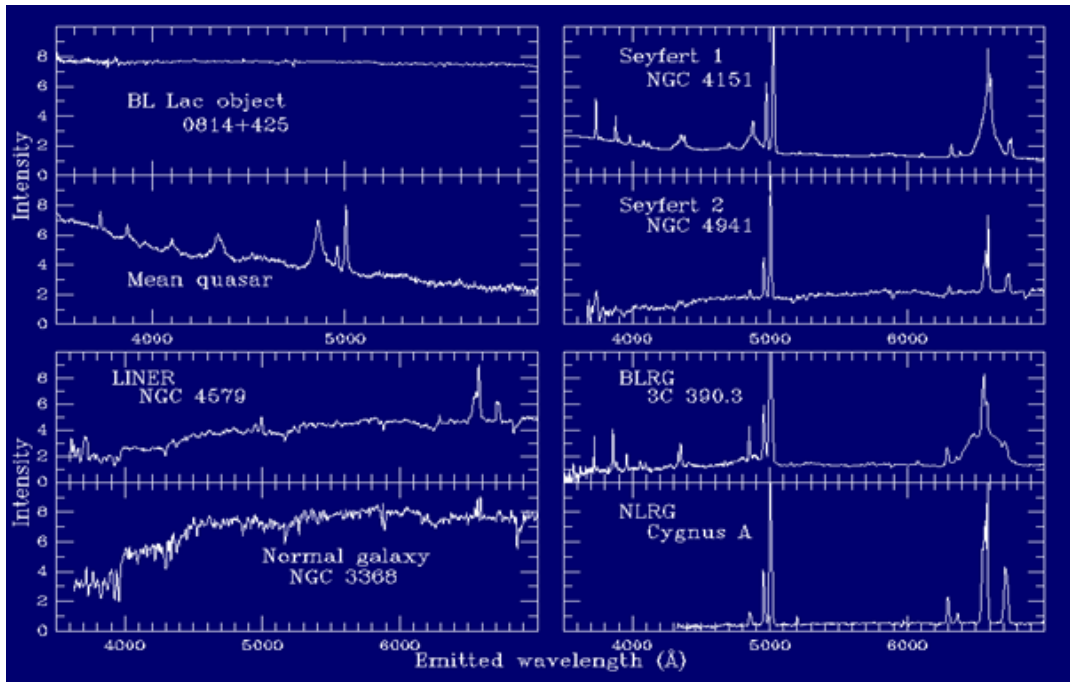
A 3c273 kvazár luminozitása Nap-luminozítás egységekben, illetve a Tejútrendszer luminozításához hasonlítva:

$$L_{3c273} = \frac{9,5 \times 10^{39}}{3,847 \times 10^{26}} L_{\text{Nap}} = 2,47 \times 10^{13} L_{\text{Nap}} \approx 25 L_{\text{Tejútrendszer}} \quad (14.8)$$

14.6. Aktív galaxismaggal rendelkező rendszerek egyesített modellje

14.6.1. Az aktív galaxismaggal rendelkező objektumok spektrumai

A 14.10. ábrán összehasonlíthatjuk a z AGN-ek néhány fő típusa optikai spektrumait. A spektrumokat nyugalmi rendszerben (vöröseltolódásra korrigálva) közöljük. Figyeljük meg a hasonlóságot a kvazár, Sy1 és a BLRG spektruma között, a LINER és az NGC3368 spirálgalaxis spektruma között, illetve a Sy2 és NLRG spektruma között. A BL Lac objektum spektruma azonban mindtől eltérő.



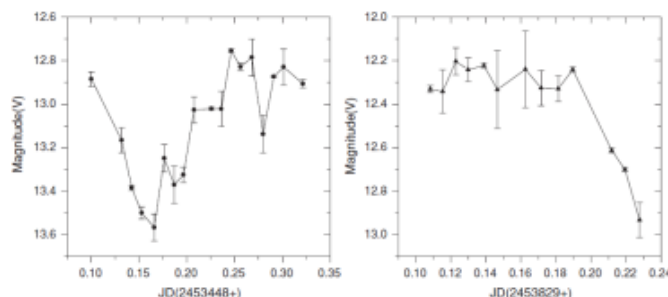
14.10. ábra: Aktív galaxismaggal rendelkező objektumok (látható tartományú) spektrumának összehasonlítása, és összevetés az NGC3368 spirálgalaxis spektrumával (Keel, 2002).

objektum	a galaxis morfológiai típusa	a rádió emisszió erőssége	emissziós vonalak	luminozitás	
				W	$L_{\text{Tejütrendszer}}$
blazár	elliptikus	erős	gyenge	$10^{38} - 10^{42}$	$10 - 10^5$
rádió-hangos kvazár	elliptikus	erős	széles	$10^{38} - 10^{42}$	$10 - 10^5$
rádiógalaxis	elliptikus	erős	keskeny	$10^{36} - 10^{38}$	0,1 – 10
rádió-csendes kvazár	spirális vagy elliptikus	gyenge	széles	$10^{38} - 10^{42}$	$10 - 10^5$
Sy1	spirálgalaxis	gyenge	széles	$10^{36} - 10^{38}$	0,1 – 10
Sy2	spirálgalaxis	gyenge	keskeny	$10^{36} - 10^{38}$	0,1 – 10

14.1. táblázat: AGN előfordulási hely, emisszió a rádió tartományban és optikai spektrális jellemzők.

14.6.2. Az aktív galaxismag mérete

Az energiatermelő zóna méretére becslést adhatunk a fényesség-változások karakterisztikus idejéből. A galaxismagok fényessége akár órák alatt is változhat olyan jelentősen, hogy a luminozitás változása összemérhető a luminozitással (lásd például a 14.12. ábra). Ez azt jelenti, hogy az energiaforrás mérete 60 fényperc, azaz 10^{12} m nagyságrendű lehet, ami nagyjából a Nap-Szaturnusz távolság. A 3c273-nak vannak 13 perces változásai is (Fan et al 2009).



14.11. ábra: A 3c273 kvazár fényességváltozása. Látszik, hogy 0,05nap (1,2 óra) alatt jelentős fényesség-változás történhet (Fan et al. 2009).

A fekete lyukak nagyon kis térrészben jelentős tömeggel bíró objektumok. A fekete lyuk R_S Schwarzschild sugara az M_{BH} tömegéből:

$$R_S = \frac{2GM_{BH}}{c^2} = 1,48 \times 10^{-27} M_{BH} [\text{mkg}^{-1}] \quad (14.9)$$

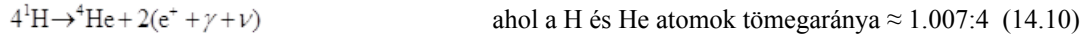
Ha $M_{BH} = 10^8 M_{\odot}$ akkor $R_S \approx 3 \times 10^{12} \text{m}$ tehát az aktív galaxismagok méretüket tekintve lehetnek nagytömegű fekete lyukak.

14.6.3. Az aktív galaxismag luminozitása és energiatermelése

Az aktív galaxismagok luminozitása túl magas ahhoz, hogy azt a csillagok belsejében lejátszódó magfúzióval fedezze. Ezt könnyen beláthatjuk. A 3c273 az egyik legfényesebb közeli kvazár teljes spektrális tartományra felösszegeztett luminozitása $L_{3c273} \approx 9,5 \times 10^{39} \text{W}$. Kérdés, hogyan lehet ekkora teljesítményt előállítani.

14.6.3.1. Energiatermelés fúzióval

A fősorozati csillagok belsejében zajló hidrogén fúzió:



A magreakció η_{nuc} hatékonysága kifejezhető az energiává alakult és a felhasznált nyugalmi tömegek arányával. Ez, az alfarészecske m_α és a proton m_p tömegét ismerve:

$$\eta_{nuc} = \frac{m_\alpha - 4m_p}{4m_p} = \frac{6.64424 \times 10^{-27} \text{kg} - 4 \times 1.67262 \times 10^{-27} \text{kg}}{4 \times 1.67262 \times 10^{-27} \text{kg}} = 0,0069 \quad \text{azaz kb. 0,7\%} \quad (14.11)$$

Tegyük fel, hogy az AGN $L_{AGN} \approx 9,6 \times 10^{39} \text{W}$ luminozitása csillagmagokban zajló nukleáris reakcióból származik.

Ha ezt az AGN $t = 10$ millió évig produkálja a (14.11) egyenlet szerinti η_{nuc} hatékonysággal, akkor ehhez ΔM_{nuc} nyugalmi tömeg átalakulására van szükség, melyet az $E=mc^2$ törvény alkalmazásával kiszámíthatunk:

$$\Delta M_{nuc} = \frac{1}{\eta_{nuc}} \frac{t \times L_{AGN}}{c^2} = \frac{3,16 \times 10^{14} \text{s} \times 9,6 \times 10^{39} \text{kgms}^{-3}}{0,0069 \times 8,99 \times 10^{16} \text{ms}^{-2}} \approx 4,9 \times 10^{39} \text{kg} \approx 2,5 \times 10^9 M_{\odot} \quad (14.12)$$

Ez túl nagy tömeg, ezért nagyobb hatásfokú energiatermelést kell találnunk.

14.6.3.2. Energiatermelés akkrécióval

Tegyük fel, hogy az AGN sugárzási energiája az M központi tömeg gravitációs potenciál gödrébe szabadeséssel,

v_{ff} sebességgel, és $\frac{dm}{dt}$ rátával behulló tömeg mozgási energiájából származik. Ekkor az L_{acc} mechanikai luminozitás a mozgási energia megváltozásának rátája, melyet az egyéb energiaveszteségeket elhanyagolva a potenciális energia megváltozási rátájával egyenlőnek veszünk:

$$L_{acc} = \frac{1}{2} \frac{dm}{dt} v_{\frac{1}{2}}^2 = \frac{GM}{R} \frac{dm}{dt} = \frac{GM}{c^2 R} \dot{m} c^2 \quad (14.13)$$

Vezessük be az η_{acc} akkréciós tömeg-energia átalakítási hatékonyságot, (14.13)-ból:

$$\eta_{acc} = \frac{GM}{c^2 R} \quad \text{és} \quad L_{acc} = \eta_{acc} \dot{m} c^2 \quad (14.14)$$

Vegyük észre, hogy

$$\eta_{acc} = \frac{R_S}{2R} \quad \text{mert} \quad R_S = \frac{2GM}{c^2} \quad \text{a Schwarzschild sugár (lásd 14.9. egyenlet).} \quad (14.15)$$

Az akkréciós tömeg-energia átalakítási hatékonyság SI-ben:

$$\eta_{acc} = \frac{7,4 \times 10^{-26} M [\text{mkg}^{-1}]}{R [\text{m}]} \quad (14.16)$$

A hatékonyság lényegében attól függ majd, hogy a behullás a Schwarzschild sugár hányzorosáról történik. Fekete lyuknál $R=3R_S$ 1/6-ot ad.

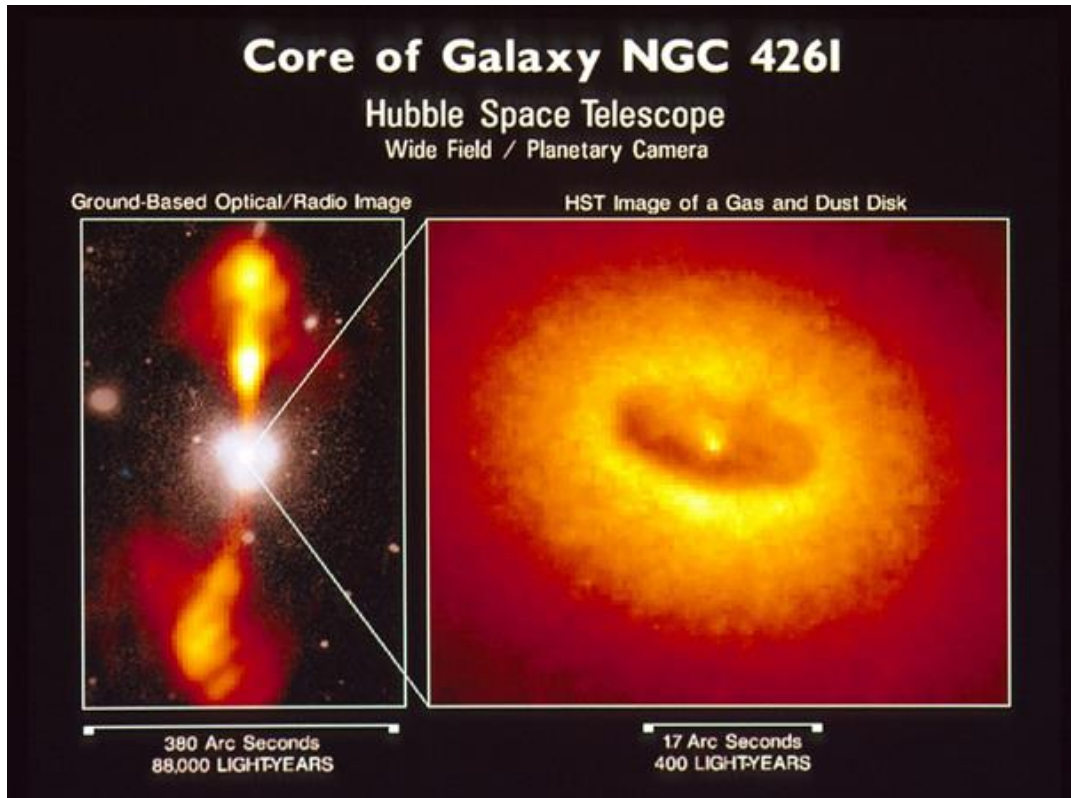
A hatékonyság fekete lyukra történő behullásnál kb. 10%.

Ha a fekete lyukra történő behullás 10% hatásfokkal alakítja a tömeget energiává, az 14,5-szer nagyobb a fúzióénál, tehát ez megfelelőbb megoldás a nagy luminozitások problémájára.

14.6.4. Az aktív galaxismag működése

Az AGN szerkezete a közvetlen megfigyelési evidenciákból (lásd pl. 14.13. ábra):

- anyaggyűjtő, vagy akkréciós korong (accretion disk) molekuláris, és atomos gázzal és porral, melynek külső pereme tóruszá szélesedik, erre történik a behullás a magot körülvevő térrészből
- kétpólusú kiáramlás a korongra nagyjából merőlegesen, a kiáramlás közepében, szűk nyalábban nagy sebességű, gyakran relativisztikus ($v \approx 0,1c$) sugárnyaláb (jet)
- a rendszer középpontjában szuper nagytömegű fekete lyuk, vagy kettős fekete lyuk, magát a fekete lyukat természetesen nem látjuk, de annak tömege a körülötte keringő anyag észlelt kinematikájából számítható



14.12. ábra: Az NGC4162 galaxis aktív magja
(http://www.astro.virginia.edu/class/whittle/astr553/Topic15/t15_ngc4261.jpg)

14.6.4.1. A központi szuper nagytömegű fekete lyuk

A fekete lyuk tömegét a körülötte keringő objektumok (például csillagok, vízgőz mézer emissziót mutató felhők) mozgásából számíthatjuk ki. A pályák fél nagytengelyei és keringési idők csak saját galaxisunk magjára ismeretesek,

melynek tömege ezekből $M_{BH} \approx 4,1 \times 10^6 M_{Nep}$ (Ghez et al. 2008). Az M31 magjában ennél 2 nagyságrenddel nagyobb (Bender et al. 2005), az M87 magjában pedig 3 nagyságrenddel nagyobb tömegű a fekete lyuk. A gravitációs behullásnál a nyugalmi tömeg 10%-a energiává alakul, ami sokkal nagyobb, mint a nukleáris fúzió esetében. A tipikus AGN behullási rátája eléri az 1 naptömeget évente.

14.6.4.2. Akkréciós korong és tórusz

A gáz egy anyaggyűjtő (akkréciós) korongra hullik be spirál pályán, onnan kerül a fekete lyukba. A korong mérete

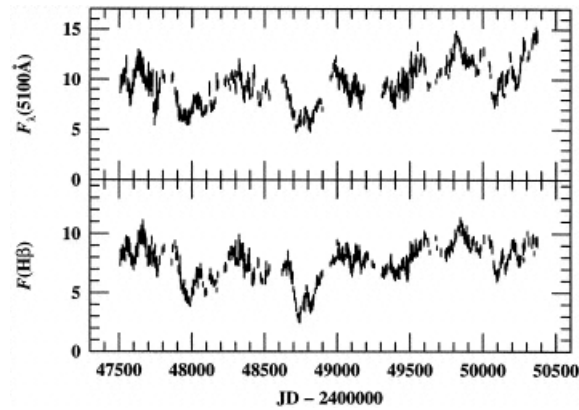
a központi fekete lyuk R_S Schwarzschild sugarával $3R_S < R_{korong} < 10R_S$, sűrűsége: $n(H) \approx 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. A korong külső széle megvastagodott poros tóruszban folytatódik, mely elnyeli a korong belsőbb régióiból érkező

ultraibolya sugárzást. A tórusz 1-100pc sugarú lehet, sűrűsége: $10^3 \text{ cm}^{-3} < n(H) < 10^5 \text{ cm}^{-3}$, porszemcséi $100K < T_{dust} < 1000K$ hőmérsékletének megfelelően az infravörös tartományban sugároznak.

14.6.4.3. Gázfelhők a korong felett – BLR

A korong felett néhány ezer km/s pályamenti sebességgel ionizált gázfelhők keringenek. A foto-ionizáció forrása a korong ultraibolya sugárzása. A forró gázfelhőkből származnak az AGN spektrumában megjelenő a széles emissziós vonalak, ezért az általuk elfoglalt térrészt *széles vonalú régió*-nak (broad line region, BLR) hívjuk.

Sűrűségük: $n(H) \approx 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. A felhőkből érkező látható tartományú kontinuum és H α , H β és egyéb rekombinációs emissziós vonalak fluxusainak jelentős változásai követik az ionizációs fluxus változásait.



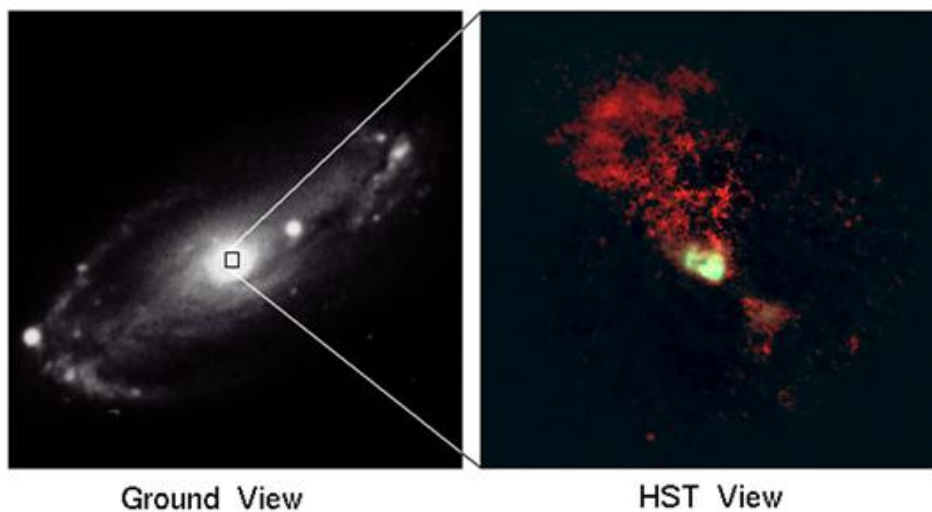
14.13. ábra: Az NGC5548 Sy1 galaxis magjának hidrogén Balmer β (10^{-13} ergs s^{-1} cm^{-2} egységekben) és 510nm-es kontínuum emissziója (10^{-15} ergs s^{-1} cm^{-2} \AA^{-1} egységekben) fénygörbéi 1989 decembertől 1996 novemberig (Peterson et al. 1999).

14.6.4.4. Relativisztikus sugárnyalábok – jets

A korongra merőlegesen a fénysebesség tizedét elérő erősen kollimált sugárnyalábok lövellnek ki. Ezek a fekete lyuk közelében indulnak, kiterjedésük változó. Relativisztikus elektronjai szinkrotron sugárzását mérjük rádió tartományban. A sugárzás jelentősen polarizált, SED-je hatványfüggvény. A kisebb energiájúak a nukleuszhoz közel (FRI típus) a nagyobb energiájúak a jet végpontjaihoz közel (FRII) a legfényesebbek. A közel látóirányú relativisztikus sebességű AGN sugárnyalábok gyors morfológiai változásai (növekedése) látszólagosan fénysebességet meghaladó sebességeket jeleznek. A jet-ek közül a távolodó nem mindig látszik. Gyakran csomókat, illetve töréseket is látunk a jet-ekben. A modellek szerint az AGN tengelyében a kétpólusú sugárnyalábénál sokkal nagyobb nyílásszöggel egy kisebb sebességű kiáramlás is jelen van az úgynevezett *ionizációs kúp*-ban. Ez az a térrész, amit a poros tórusz nem árnyékol le a korong ionizáló sugárzása elől.

NGC 5728

Hubble Space Telescope
Wide Field / Planetary Camera

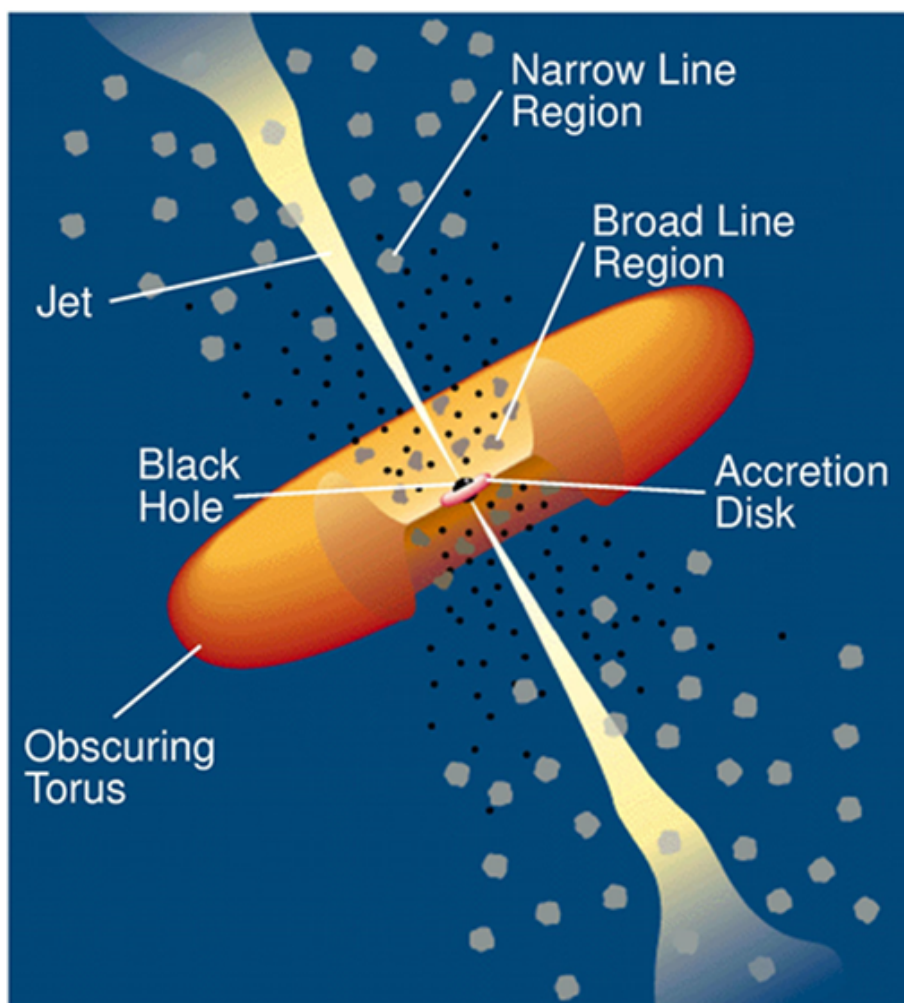


14.14. ábra: Ionizációs kúp az NGC5728 Sy2 típusú aktív magú küllős spirálgalaxisban. A bal oldali képen a kontinuum a jobb oldalin a HST-vel az [OIII] és H α vonalak (zöld és vörös) emissziója. A rekombinációs vonalakon (jobboldali kép) feldereng az ionizációs kúp. Credit: Andrew S. Wilson (STScI)/NASA/ESA, James A. Braatz (Univ. Of Maryland), Timothy M. Heckman (STScI), Julian H. Krolik (JHU), George K. Miley (Leiden Observatory), and Allan Sandage (Carnegie Observatories).

14.6.4.5. Gázfelhők a korongtól távol – NLR

Az ionizációs kúpban központi fekete lyuktól nagyjából 1kpc távolságban azaz a kiáramlások által befolyásolt térrészben a központból „kiszökő” ultraibolya sugárzás még képes ionizálni a gázfelhőket. Ezeket pályamenti sebességeik (néhány száz km/s) és keskenyebb emissziós vonalaik megkülönböztetik a BLR felhőitől. Sűrűségük:

$10^3 \text{ cm}^{-3} < n(H) < 10^6 \text{ cm}^{-3}$. Ezt tekintjük az AGN keskeny emissziós vonalai keletkezési helyének, ez az úgynevezett *keskeny vonalú régió* (narrow line region, NLR). Az egyéb galaktikus ionizált gázfelhőktől eltérő ionizáltsági állapotuk különbözteti meg az NLR felhőit.



14.15. ábra: Az AGN rendszer sematikus modellje, és fő részei. (Urry & Padovani 1996 <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/images/epo/gallery/agns/>)

Az AGN szerkezetét lásd még a következő animációban (Gomez 2012): http://www.iaa.es/~jlgomez/Jose_L._Gomez/Animations_files/agn_graph_040428_c4_1.avi

14.6.5. A látóirány szerepe a mérhető paraméterek alakulásában

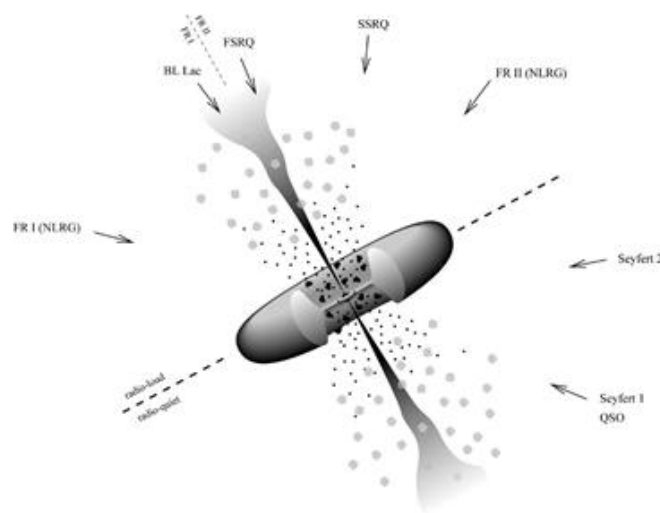
Az AGN-ek egyesített modellje (unified model) alapvetően a rálátás szögével (lásd 14.18. a ábra) magyarázza az AGN-ek SED-jében, spektrális jellemzőiben és fényváltozásaiban megfigyelt különbségeket, melyek alapján a fejezet elején kategóriákba osztottuk az AGN-eket. A rálátás szögétől függ ugyanis, hogy az AGN-nek a 14.6.4. alfejezetben felsorolt részeiből mit tud megfigyelni az észlelő (lásd 14.17. és 14.18. ábrák). Ha rálátunk az AGN belsőbb régióira, akkor ezek szabják majd meg mind a kontinuum alakját, mind a vonalprofilokat. Ha a „központi motor” (central engine) a poros tórusz takarásában van, akkor a befoglaló galaxis csillagfénye adja a kontinuumot, és az emissziós vonalak a NLR-ból származnak. Ugyanakkor a BLR sugárzása szóródhat a NLR felhőin, és ezt, mint polarizált sugárzást mérni is lehet – természetesen széles vonalprofilokkal. Abban az extrém esetben, amikor lényegében a jet tengelyében látunk rá az AGN-re, a SED-et a jet sugárzása határozza meg, maximum a gamma tartományban, nagyon gyors változásokat mutat, és nem látunk vonalakat.

Az AGN luminozitása különben hasonló morfológia mellett lehet kisebb, vagy nagyobb a befoglaló galaxisénál. Előbbi esetben Sy1, utóbbiban kvazár vagy QSO típusú. A legkisebb AGN luminozitás (kisebb tömegű fekete lyuk és alacsony behullási ráta) a LINER-eket jellemzi.

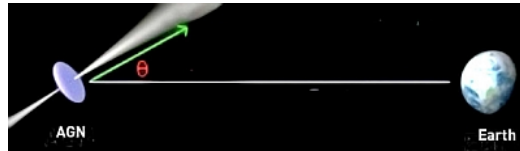
A központi fekete lyuk tömege és a behullási ráta „aránya” is meghatározó. Egy kis tömegű fekete lyukat nagy behullási rátával rádió-hangosnak, egy nagytömegű fekete lyukat kis behullási rátával rádió-csendes AGN-nek észlelünk.

	rálátás iránya	
	lapjáról	éléről
rádió-hangos	Sy1	Sy2
	QSO	LIR Galaxy?
rádió-csendes	BL Lac	FRI
	BLRG	NLRG
	kvazár	FR II

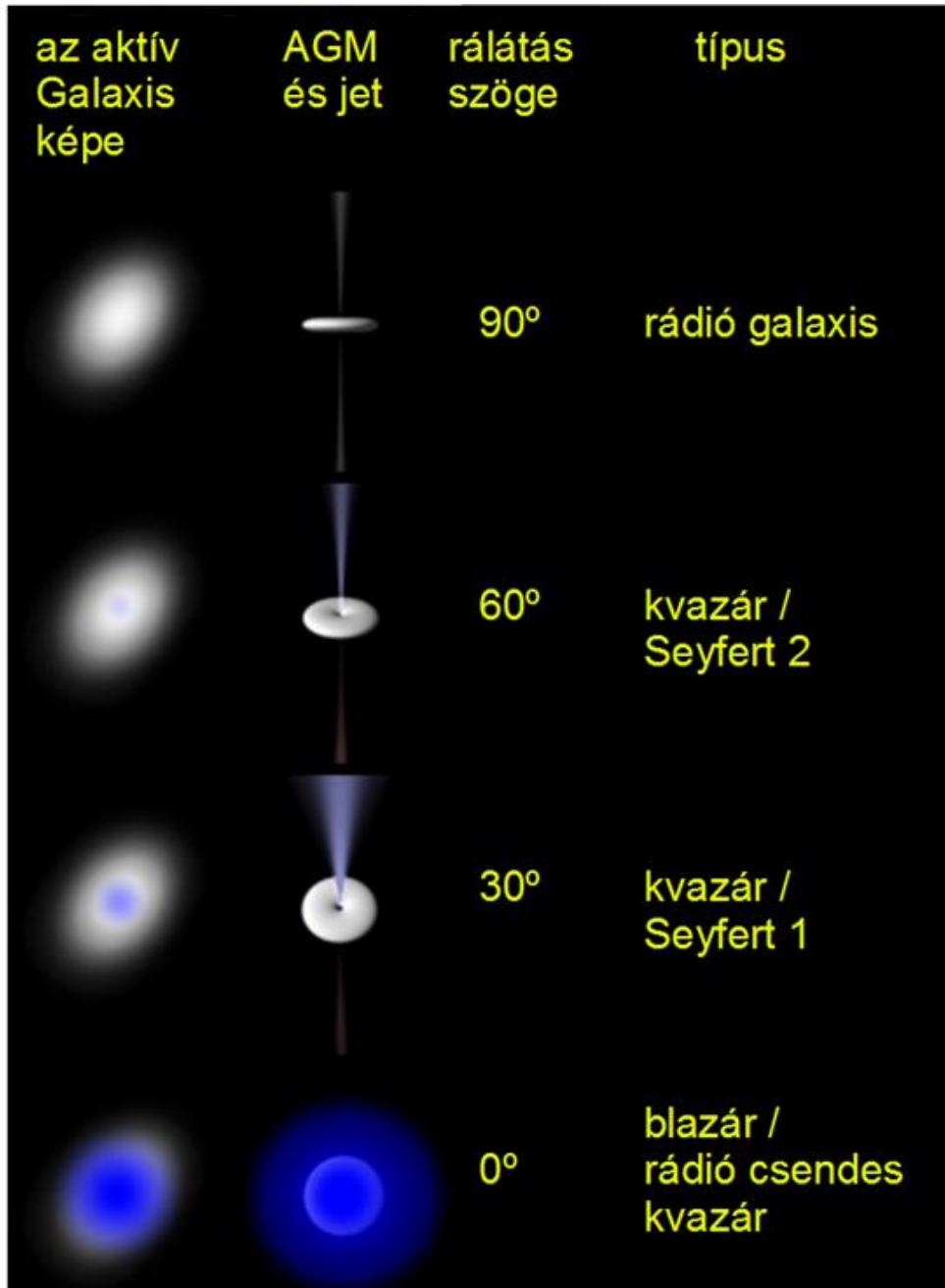
14.2. táblázat: aktív galaxismagok különböző rálátással



14.16. ábra: A látószög függvényében ugyanazt a rendszert más és más AGN osztályba soroljuk (Torres & Anchordoqui 2004 alapján).



14.17. a) ábra: Aktív galaxismag és a rálátás θ szöge



14.17. b) ábra: Aktív galaxisok egyesített modellje (Kollgaard, R. 2004 felhasználásával).
http://en.wikipedia.org/wiki/File:Galaxies_AGN_Jet_Properties-with-LoS.jpg

Az AGN a befoglaló galaxissal együtt fejlődik. Galaxis ütközéskor növekszik az akkréció-képes tömeg, kettős fekete lyuk jöhet létre, illetve a központi fekete lyukak is egyesülhetnek. Ez mind a fekete lyuk tömegének növekedéséhez vezet.

Referenciák és további olvasnivaló a fejezet témájában:

Bender, Ralf; et al. 2005: „*HST STIS Spectroscopy of the Triple Nucleus of M31: Two Nested Disks in Keplerian Rotation around a Supermassive Black Hole*”, ApJ, 631, 280

Bridle, A. H. et al. 1994: „*Deep VLA Imaging of Twelve Extended 3CR Quasars*”, AJ, 108, 766

Bridle, A. H. 1996: <http://www.cv.nrao.edu/~abridle/images.htm>

Combes F. 2000: „*Fueling the AGN*”, http://ned.ipac.caltech.edu/level5/Combes4/Combes_contents.html

Courvoisier, T. J.-L. 1998: „*The bright quasar 3c 273*”, astro-ph/9809147

Curran, S. J. 2000: „*Seyfert galaxies: a review*”, PhD Thesis Chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden, http://ned.ipac.caltech.edu/level5/Curran/Curran_contents.html

Fan et al. 2009: „*Optical observations of 3c273 from 2000 to 2008*”, AJ, 138, 1428

Fanaroff, B. L. & Riley J. M. 1974: „*The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity*”, MNRAS, 167, 31

Ghez, A. M.; et al. 2008: „*Measuring Distance and Properties of the Milky Way's Central Supermassive Black Hole with Stellar Orbits*”, ApJ, 689, 1044

Gomez, J. L. 2012: „*Gallery of animations and images for general public*”, http://www.iaa.es/~jlgomez/Jose_L_Gomez/Animations.html

Keel, B., 2002: „*Quasars and Active Galactic Nuclei*”, <http://www.astr.ua.edu/keel/agn/>

Koratkar, A. 1999: „*The ultraviolet and optical continuum emission in active galactic nuclei: the status of accretion disks*”, http://ned.ipac.caltech.edu/level5/Sept04/Koratkar/Koratkar_contents.html.

Low, F.J. & Johnson, H.L. 1965: „*The spectrum of 3C 273*”, ApJ, 141, 336

Martini, P. et al. 2013: „*The Cluster and Field Galaxy Active Galactic Nucleus Fraction at $z = 1-1.5$: Evidence for a Reversal of the Local Anticorrelation between Environment and AGN Fraction*”, ApJ, 768, 1

NED: „*Seyfert Galaxies*” http://ned.ipac.caltech.edu/level5/Cambridge/Cambridge1_1.html

O'Connell: „*Multicolor Analysis Of Stars & Galaxies*”, <http://www.astro.virginia.edu/class/oconnell/ast511/lec15-f03.pdf>

Oke, J. B. & Schmidt, M., 1963: „*Optical Observations of the Radio Source 3C 273.*”, AJ, 68, 288

Padovani, P. 1997: „*Unified schemes for radio-loud agn: Recent results*”, <http://xxx.lanl.gov/pdf/astro-ph/9701074v1.pdf>

Peterson, B.M. 2002: „*The International AGN Watch*”, <http://www.astronomy.ohio-state.edu/~agnwatch/>

Peterson, B.M. 1998: „*Steps toward Determination of the Size and Structure of the Broad-Line Region in Active Galactic Nuclei. XV. Long-Term Optical Monitoring of NGC 5548*”, ApJ, 510, 659

de Paz, G., 2007: „*The GALEX Ultraviolet Atlas of Nearby Galaxies*”, ApJS. 173..185
Rutkowski, M. J. et al. 2013: „*Investigating the Core Morphology-Seyfert Class Relationship with Hubble Space Telescope Archival Images of Local Seyfert Galaxies*”, AJ, 146, 11

Sandage, A., Bedke, J. 1994: *The Carnegie Atlas of Galaxies. Volume I*, Carnegie Institution of Washington

Sarkissian, J. 2013: „*Parkes and 3C273 The Identification of the First Quasar*”,
<http://www.parkes.atnf.csiro.au/people/sar049/3C273/>

Schmidt, M. 1963: „*3C 273: A Star-Like Object with Large Red-Shift*”, *Natur*, 197, 1040

Schmidt, M. 1983: „*Discovery of quasars*”,
http://www.parkes.atnf.csiro.au/people/sar049/3C273/documents/Maarten_Schmidt_OCR.pdf

Schmitt, J.L. 1968: „*BL Lac identified as a Radio Source*”, *Natur*, 218, 663

Schwarzschild, K. 1916: „*Über das Gravitationsfeld eines Massenpunktes nach der Einsteinschen Theorie*”, in:
Sitzungsberichte der Königlich-Preussischen Akademie der Wissenschaften, Sitzung vom 3. Februar 1916;
189–196 <http://www.scribd.com/doc/25310028/schwarzschild-1916>

Seyfert, C. K. 1943: „*Nuclear Emission in Spiral Nebulae*”, *ApJ*, 97, 28

Torres, D.F. & Anchordoqui, L.A. 2004: „*Astrophysical origins of ultrahigh energy cosmic rays*”, [astro-ph/0402371](http://arxiv.org/abs/astro-ph/0402371)

Urry, C. M. & Padovani, P. 1996: „*The Unification of Radio-Loud AGN*”, *IAUS*, 175, 379

Vasudevan, R.V. & Fabian, A.C. 2008: „*Simultaneous X-ray/optical/UV snapshots of active galactic nuclei from XMM-Newton: spectral energy distributions for the reverberation mapped sample*”, [arXiv:0810.3777](http://arxiv.org/abs/0810.3777)

Vermeulen, R.C. et al. 1995: „*When Is BL Lac Not a BL Lac?*”, *ApJ*, 452, L5

Veron-Cetty, M.-P.; Veron, P., 2006: „*A catalogue of quasars and active nuclei: 12th edition*”, *A&A*, 455, 773V

UA astronomical image gallery: „*Seyfert Galaxy NGC 5548 versus normal galaxy NGC 3277*”,
<http://www.astr.ua.edu/gifimages/ngc5548.html>

15. fejezet - Függelék

15.1. Spektrális felbontás

A spektrális felbontást mérhetjük egyszerűen a még megkülönböztethető legkisebb hullámhossz eltéréssel: $\Delta\lambda$, vagy a relatív felbontással, mely a Doppler eltolódás figyelembevételével a mérés relatív sebesség felbontásával is megfeleltethető:

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{c}{\Delta v} \quad (15.1)$$

Példák: Az SDSS felmérés alacsony felbontású spektrumaira $R < 2000$, de a DR10-es adatközléskor $R_{\text{NIR}} \approx 22500$ (H sáv) felbontású csillag és galaxis spektrumokat szolgáltatott. Az ESO Multi-Object Optical and Near-infrared Spectrograph egyszerre 500 objektum spektrumát méri, felbontása a látható tartományban $R_{\text{R}} \approx 7500$ (Johnson R sáv), az infravörös tartományban $R_{\text{NIR}} \geq 20000$ (ha $\lambda \geq 1,2 \mu\text{m}$) (lásd: Cirasuolo et al. 2011).

15.2. Detektor jellemző paraméterei

1. **Kvantumhatásfok** (quantum efficiency): η az egy foton által átlagosan generált töltéshordozók száma.

$$\eta = \frac{n_e}{n_\gamma} = \frac{q}{E} = \frac{hc}{q\lambda} \frac{I_p}{E} \quad (15.2)$$

2. **Érzékenység** (responsivity), R a bejövő optikai teljesítmény által generált fotoáram karakterisztika meredeksége, azaz 1mW belépő optikai teljesítmény hatására hány mA fotoáram keletkezik.

$$R = \frac{I_p}{P_o} \left[\frac{\text{A}}{\text{W}} \right] = \frac{\eta q}{h\nu} = \frac{\eta q \lambda}{hc} = \eta \frac{\lambda [\mu\text{m}]}{1,24} \left[\frac{1}{\text{V}} \right] \quad (15.3)$$

3. **Érzékenységi küszöb** (sensitivity) – a legkisebb még detektálható jel

4. **A vevő által hozzáadott zaj** (NEP: Noise Equivalent Power)– Az az optikai teljesítmény, amit a vevőre adva a zajjal megegyező egységnyi sávszélességre esőelektromos teljesítményt kapnánk a kimeneten.

5. **Sötétáram** (dark current) – a bejövő optikai teljesítmény nélkül is megjelenő áram

15.3. Spektrumvonal félérték-szélessége

A félérték-szélesség, azaz a vonalprofil maximum értéke felénél vett teljes szélessége (full width at half maximum, FWHM). A csillagközi gáz rádió spektroszkópiájában a spektrumvonalak alakját gyakran közelítik Gauss-görbével.

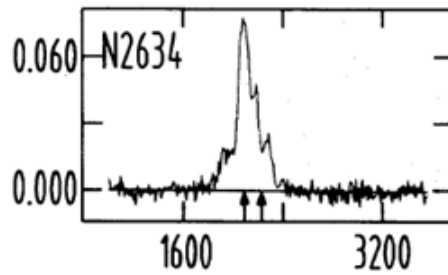
Az m várható értékű σ szórású Gauss-eloszlás, vagy normális eloszlás:

$$f(x) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-m)^2}{2\sigma^2}} \quad (15.4)$$

$$\text{Max}(f(x)) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \quad \text{a maximum értéke} \quad (15.5)$$

$$\text{FWHM} = 2\sigma\sqrt{2\ln 2} \approx 1,18(2\sigma) \quad \text{a teljes szélesség a maximum felénél} \quad (15.6)$$

A félérték-szélesség, azaz a „harang-görbe” maximum értéke felénél vett teljes szélesség (FWHM) a Gauss-görbére (10.6) szerint számítható. A gyakorlatban a vonalkiszélesedés termikus és turbulens komponense Gauss-görbét eredményez, de a gázban fellépő áramlások nem Gauss-görbe szerű, gyakran nem is szimmetrikus vonalprofil eredményeznek. Végül a spektrum vonal, különösen igaz ez a hidrogén 21 cm-es spektrumvonalára, általában több kvázi Gauss-görbe összege. A mért HI 21 cm-es spektrumvonalak így a spektrális felbontás szerint mintavételezett általában nem Gauss-i profilok. Ezek félérték-szélességét már nem csak a gáz kinetikus és turbulens állapota és áramlásai határozzák meg, hanem a látóirányban integrált minden mozgás, beleértve például a mért rendszer (például teljes galaxis) forgását is.



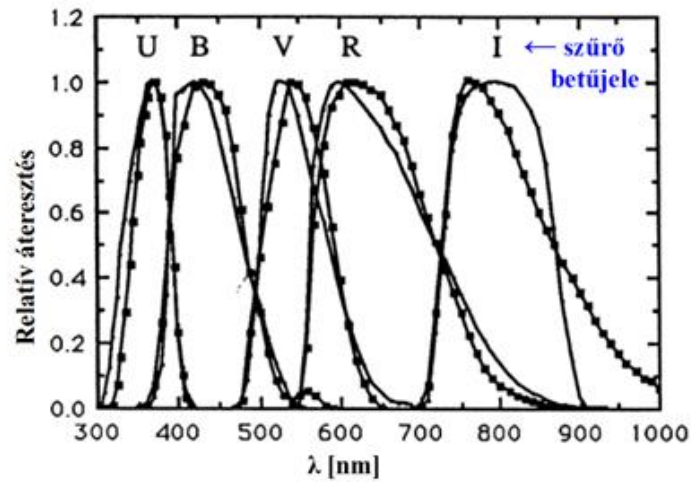
15.1. ábra: A HI 21cm-es spektrumvonal az NGC 2634 elliptikus galaxisra. A sebességet (vízszintes tengely) km/s-ban, a 21cm-es fluxust Jy-ben ábrázoljuk. A vonalszélességek a maximum 50 és 20%-ánál: $\Delta v_{50} = 107 \text{ kms}^{-1}$, $\Delta v_{20} = 404 \text{ kms}^{-1}$ (Huchtmeier et al. 1995).

15.4. Fotometriai rendszerek

15.4.1. Johnson fotometriai rendszer

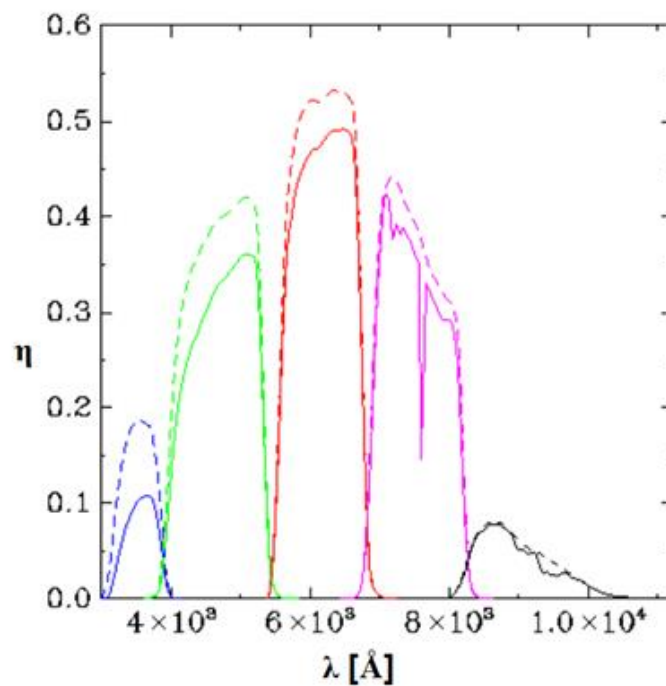
szűrő betűjele	λ_{eff} effektív hullámhossz	$\Delta\lambda$ félérték-szélesség (FWHM)	„szín”
U	365 nm	66 nm	ultraibolya (ultraviolet)
B	445 nm	94 nm	kék (blue)
V	551 nm	88 nm	sárgászöld (visual)
R	658 nm	138 nm	vörös (red)
I	806 nm	149 nm	infravörös (infrared)
J	1220 nm	213 nm	infravörös
H	1630 nm	307 nm	infravörös
K	2190 nm	390 nm	infravörös
L	3450 nm	472 nm	infravörös
M	4750 nm	460 nm	infravörös

15.1. táblázat: A Johnson-féle szűrőrendszer



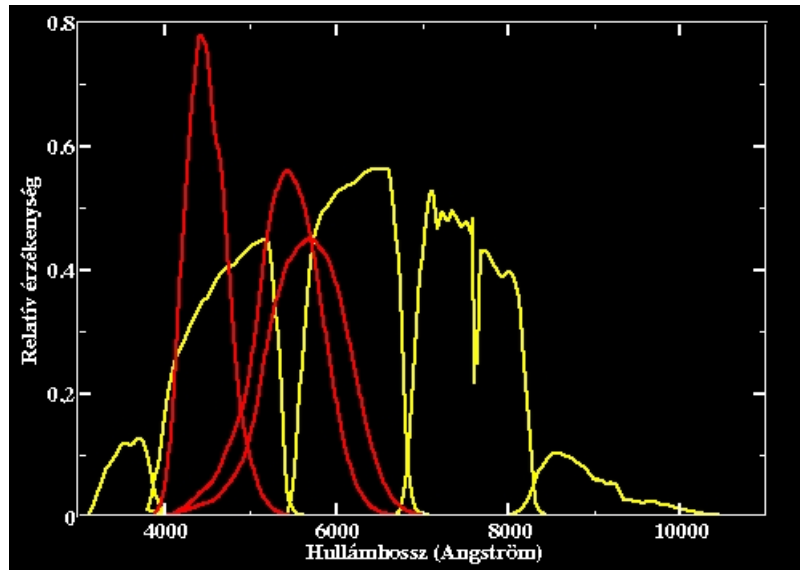
15.2. ábra: A Johnson (vonalak tele négyzetekkel) és a Bessel szűrőrendszer összehasonlítása Bessel (1990) szerint.

15.4.2. Az SDSS fotometriai rendszere



15.3a. ábra: Az SDSS felmérés fotometriai rendszer (detektor+szűrők) válaszfüggvénye és ugyanez 1.3 levegőtömeg érték mellett az atmoszféra hatását is beleszámítva a fotometriai rendszerbe.

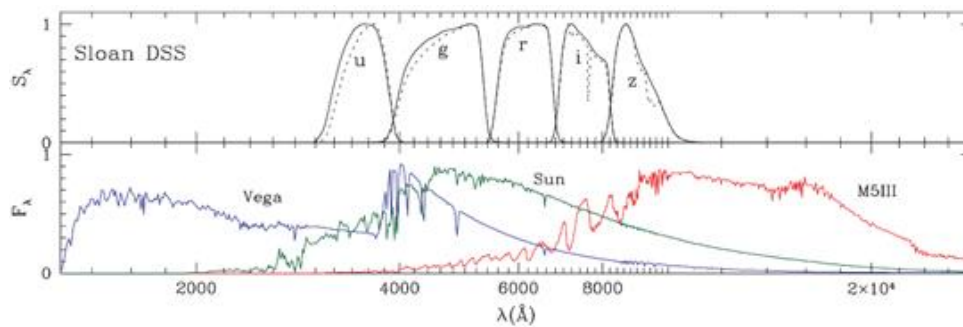
<http://www.sdss.org/dr3/instruments/imager/>



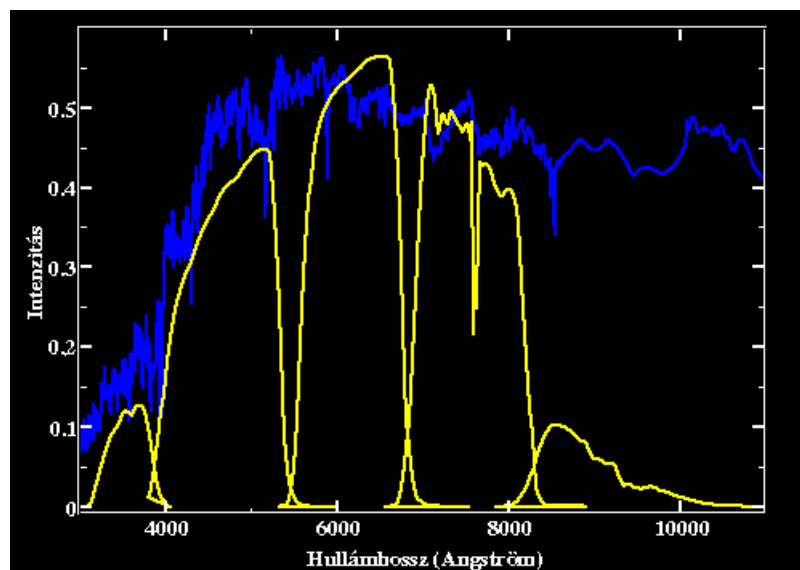
15.3b. ábra: Az SDSS színszűrő-detektor rendszere válaszfüggvénye a hullámhossz függvényében (sárga görbék), a sávok jelei: *u*, *g*, *i*, *r* és *z*. Összehasonlítás képpen az emberi szem 3 csapjának érzékenységét (piros) is megadjuk.

Az SDSS *z* és *i* szűrőjével az infravörös tartományban is mér.

<http://cas.sdss.org/dr5/hu/proj/challenges/photoz/photometry.asp>

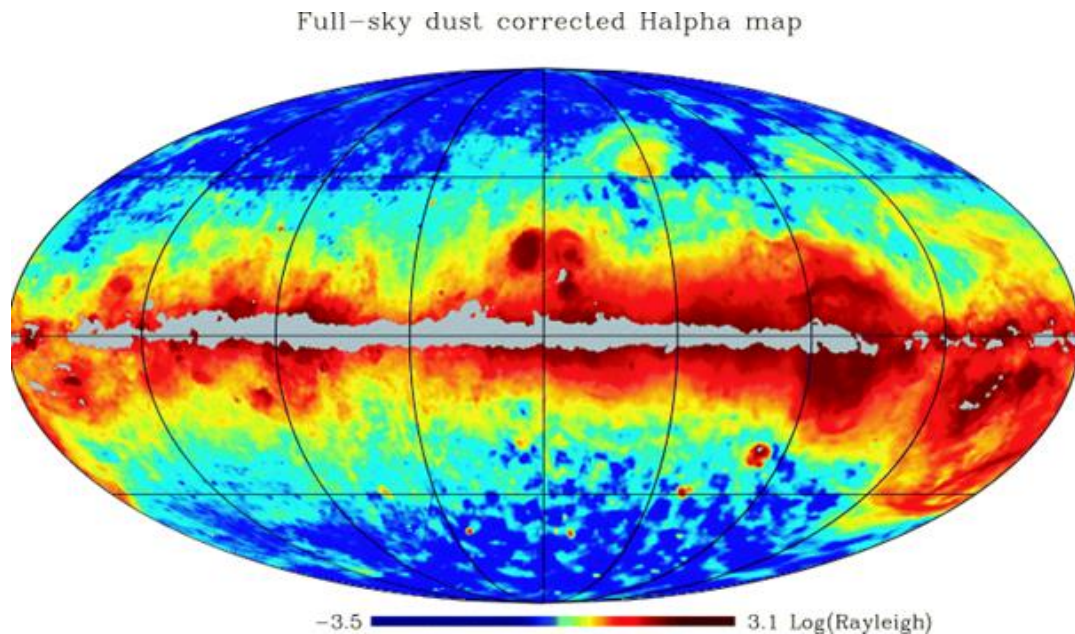


15.3c. ábra: Az SDSS spektrális válaszfüggvénye a légkör figyelembevételével (fent) és 3 csillagspektrum (lent) összevetése. (Girardi et al. 2004)



15.4. ábra: Vöröseltolódás animáció. Az egymás utáni képeken egy eliptikus galaxis spektrumát figyelhetjük meg miközben képzeletben egyre növeljük a vöröseltolódását. Az előtérben álló görbék az SDSS színszűrőinek (u,g,i,r,z) átvitelét jellemzik <http://cas.sdss.org/dr5/hu/proj/challenges/photoz/images/zanimHu.gif>

15.5. A Tejút H α képe a por által okozott extinkció levonása után

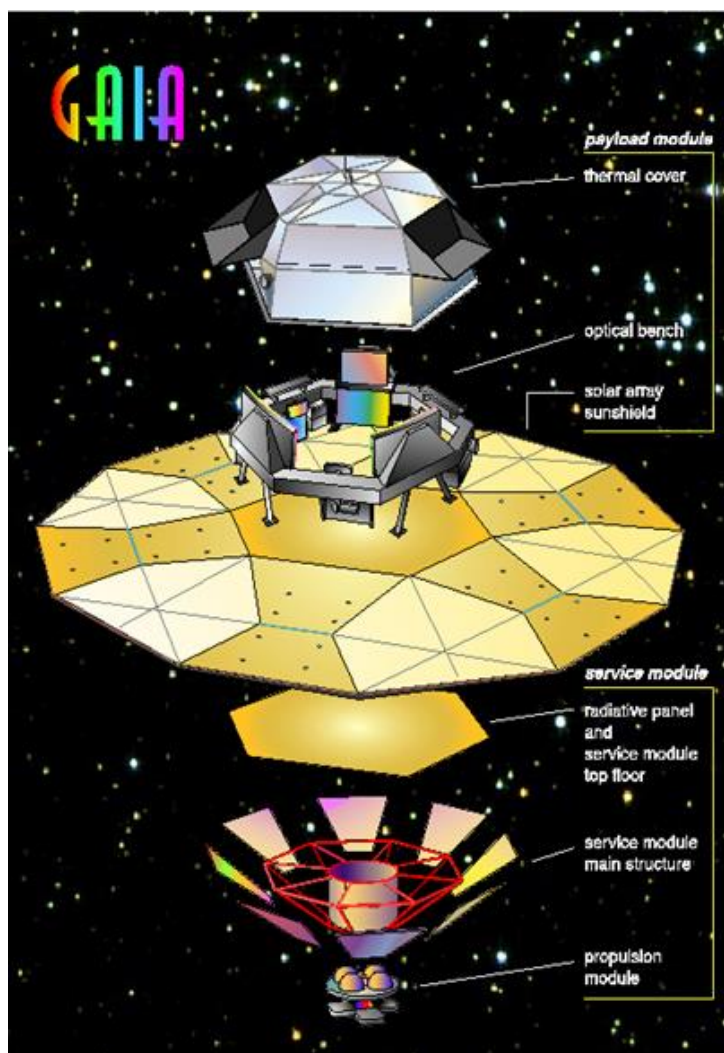


15.5. ábra: A Tejút 1 fok felbontású H képe (Dickinson, Davies & Davis 2003).

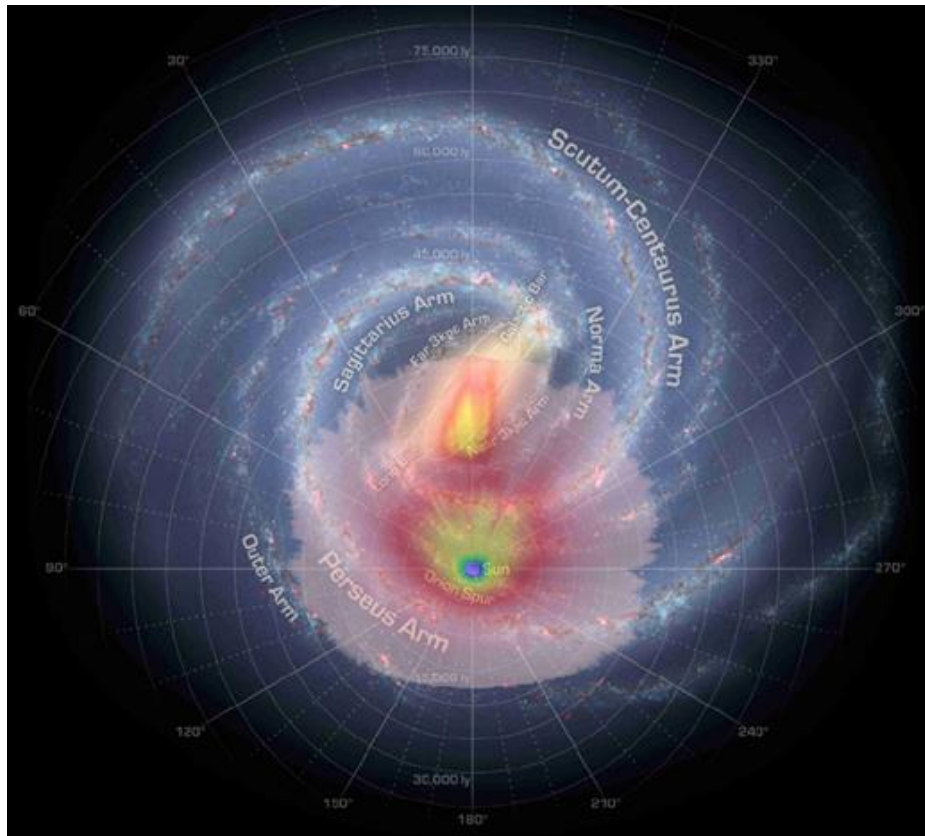
15.6. GAIA

A Global Astrometry Interferometer for Astrophysics (GAIA, ESA) az eddigi legjelentősebb asztrometriai vállalkozás. A GAIA felmérés 1,1 milliárd csillag pozícióját határozza majd meg a Tejútrendszerben. A sajátmozgásokat 10 mikroívmásodperc (μ s) pontossággal fogják meghatározni $V=15$ magnitudo látszó fényességig. A pontforrások pozícióját 0,1 ívmásodperc pontossággal tudják majd megállapítani $V=20$ látszó fényességig. Ez nagyjából 10^9 csillag, 10^5 kvazár, 10^7 galaxis, 10^5 szupernóva megfigyelését jelentheti 15 közepes és széles sávú színszűrővel. A GAIA kb. 0,1nm felbontást ér majd el a CaII (850-875nm) vonalán, ami a megfigyelt spektrumvonalakra 1-10 km/s sebesség felbontást jelent.

A megfigyelt objektumokat klasszifikálják is, miután meghatározták azok T_{eff} effektív hőmérsékletét; $[\text{Fe}/\text{H}]$, $[\alpha/\text{Fe}]$ fémességét; $A(\lambda)$ extinkcióját; V_{rot} forgási sebességét; V_{rad} radiális sebességét, és aktivitását.



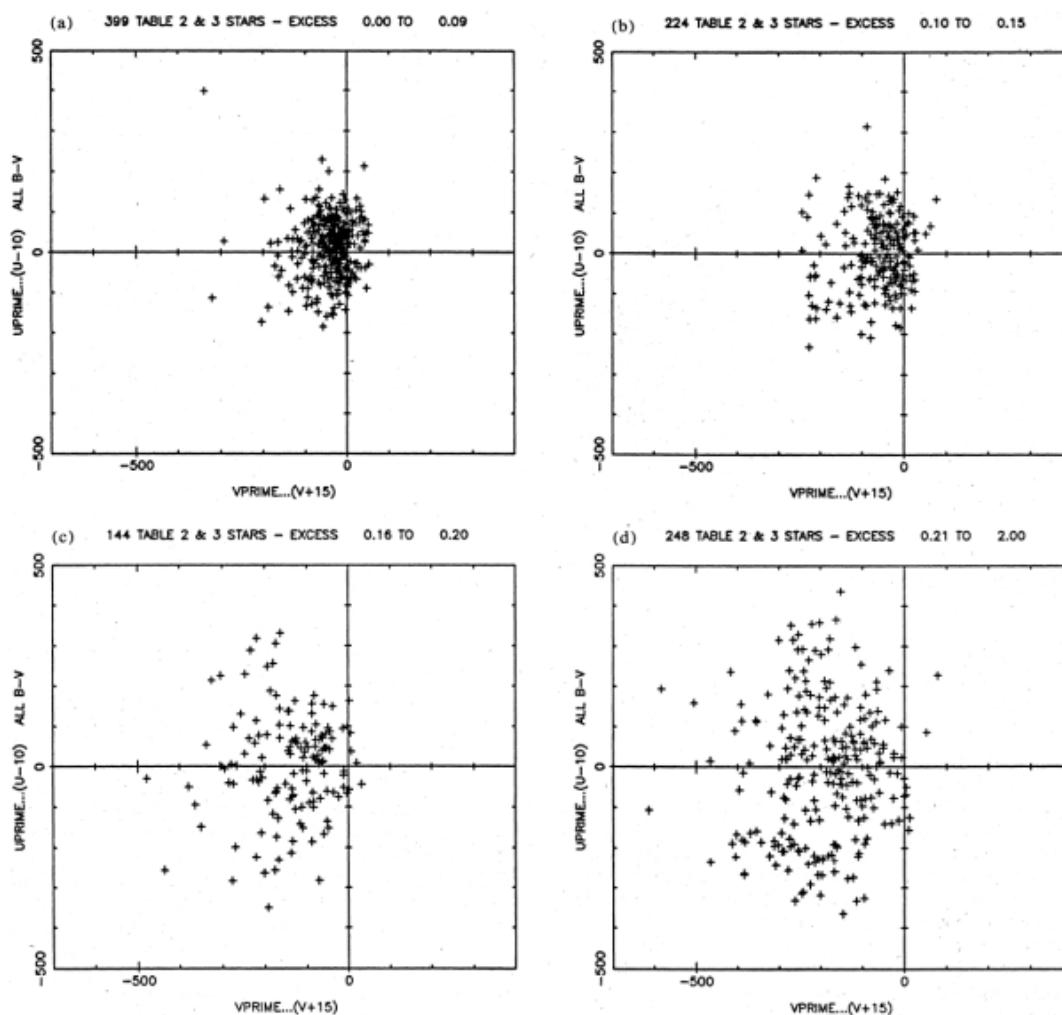
15.6. ábra: A GAIA felépítése (<http://sci.esa.int/gaia/>).



15.7. ábra: A Galaxis korongjának a Gaia érzékenységgel jól felmérhető része. Robin és mts (2012) modellszámításai alapján a csillagközi por még a Gaia precizitásával is, elfedi a Galaxis $\frac{3}{4}$ -ét a látható fény hullámhossz tartományában.

15.7. Fémesség és kinematika

További ábrákat mutatunk be az ultraibolya többlet, a fémesség, és az általánosított koordináták (hely, sebesség) kapcsolatára.



15.8. ábra: Bottinger diagrammok különböző ultraibolya többletet mutató csillagok eloszlására a sebesség térben. (Sandage et al. 1987)

Referenciák és további olvasnivaló a függelék témáiban:

Bessel, M.S. 1990: „*UBVRI passbands*”, PASP, 102, 1181

Bessel, M.S. 2005: „*Standard Photometric Systems*”, ARA&A, 43, 293

ESA 2013: „GAIA”, <http://sci.esa.int/gaia/>

Cirasuolo, M., et al. 2011: „*MOONS: The Multi-Object Optical and Near-infrared Spectrograph*”, <http://www.eso.org/sci/publications/messenger/archive/no.145-sep11/messenger-no145-11-13.pdf>

Gerhátné Udvary E., 2011: „*Az optikai hálózatok alapjai (BMEVIHVJV71) Optikai vevő*”, http://hvt.bme.hu/~udvary/OptHal/04_PD.pdf

Girardi, L. et al. 2004: „*Theoretical isochrones in several photometric systems II. The Sloan Digital Sky Survey ugriz system*”, A&A 422, 205

Huchtmeier, W. et al. 1995: „*Neutral hydrogen observations of elliptical galaxies. II. The IRAS sample*”, A&A, 300, 675

Johnson, H.L. & Morgan, W.W., 1953:, „*Fundamental stellar photometry for standards of spectral type on the revised system of the Yerkes spectral atlas*”, ApJ, 117, 313

Milagro Gamma-Ray Observatory 2002: "The Detection of Cosmic Rays".. Los Alamos National Laboratory.

16. fejezet - Animációk

16.1. Az NGC6604 nyílthalmaz

ESO oktató video alapján

lásd 2. fejezet

16.2. Az M55 gömbthalmaz

ESO oktató video alapján

lásd 2. fejezet

16.3. Utazás a Tejútrendszer középpontja felé

ESO oktató video alapján

lásd 9. fejezet

16.4. Az S2 csillag teljes pályája a Tejútrendszer középpontjában

ESO oktató video alapján

lásd 9. fejezet

16.5. Csillagok és felhő pályája a Tejútrendszer középpontjában

ESO oktató video alapján

lásd 9. fejezet

16.6. A Galaktikus fősík az ATLASGAL felméréssel

ESO oktató video alapján

lásd 1. fejezet

16.7. A Tejút elképzelt látképe

ESO oktató video alapján

lásd 1. fejezet

16.8. Szupernóva robbanás

ESO oktató video alapján

lásd 9. és 11. fejezet

16.9. Az Orion-köd 3D-ben

ESO oktató video alapján

lásd 6. fejezet

16.10. A Sas-köd

ESO oktató video alapján

lásd 6. fejezet

16.11. Fekete lyuk – interaktív

lásd 9. fejezet

16.12. Különböző korú nyílthalmzok HRD-je – interaktív

lásd 3. fejezet

16.13. Kozmikus hátersugárzás – interaktív

16.14. Anthracene – interaktív

16.15. Műveletek – interaktív

16.16. Fluxusok – interaktív

16.17. Szupernóva spektrumok – interaktív

16.18. Vöröseltolódás – interaktív

Az animációban egy tetszőleges (jelen esetben egy szupernóva) objektum spektrumán mutatjuk be a vöröseltolódás hatását. A vöröseltolódás (z) értékének maximálisan 1.2 állítható be. A spektrum megnyúlását az Egybetol gombra kattintva lehet szemléltetni.