

Az α -elemek kémiai fejlődése a Tejútrendszerben

Világos Blanka

ELTE TTK Csillagász MSc I. évfolyam

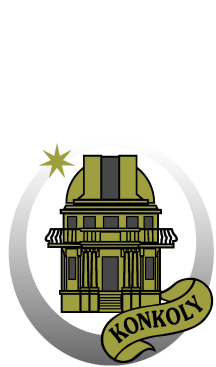
Témavezetők:

Dr. Mészáros Szabolcs

(tudományos főmunkatárs, ELTE GAO)

Cseh Borbála

(tudományos segédmunkatárs, CSFK KTM CSI)



ELTE

EÖTVÖS LORÁND
TUDOMÁNYEGYETEM



BOLYAI
Kollégium
1992



Új Nemzeti
Kiválóság Program



INNOVÁCIÓS ÉS TECHNOLÓGIAI
MINISZTERIUM

OTDK dolgozat, 2023.

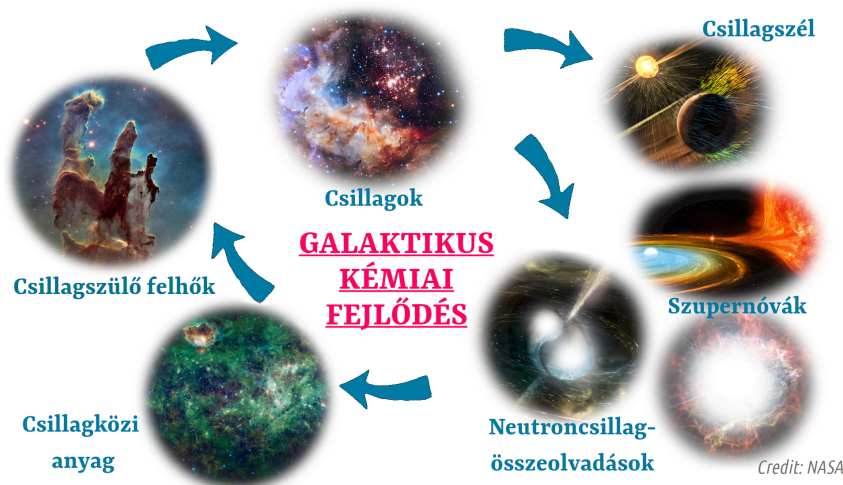
Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	3
2. Spektroszkópiai elemgyakoriság-észlelések	5
2.1. APOGEE	5
2.2. Adatszelekció	6
2.3. Kémiai kettőség	8
3. Galaktikus kémiai fejlődési modellek	10
3.1. A GCE modellek főbb osztályai	10
3.2. A numerikus modellek fő egyenlete	12
3.3. Gázbehullás az intergalaktikus térből ($\dot{M}_{\text{be}}$)	13
3.4. A csillagok elemtermelése ($\dot{M}_{\text{termelt}}$)	14
3.5. A csillagokba záródó gázanyag ($\dot{M}_*$)	15
3.5.1. A csillagkeletkezési ráta	15
3.5.2. A kezdeti tömegfüggvény	16
3.6. Gázkifúvás az intergalaktikus térbe ($\dot{M}_{\text{ki}}$)	16
4. Az OMEGA modell	17
4.1. OMEGA	17
4.2. OMEGA+	17
4.3. Bemeneti paraméterek	18
4.4. A modell bizonytalanságai	20
5. Módszerek és eredmények	22
5.1. Változtatások a forráskódban	22
5.1.1. A kettős behullású (<i>two-infall</i>) modell	22
5.1.2. Időlépések	24
5.2. A görbe alakjának magyarázata	25
5.3. A bemeneti paraméterek hatásának vizsgálata	29
5.3.1. A csillagkeletkezési hatékonyság	29
5.3.2. A második behullás karakterisztikus ideje	30
5.3.3. Az Sn Ia ráta	31
5.3.4. Az elemtermelési mennyiség változtatása	32
5.4. Az illeszkedés jósága	33
5.5. A legjobban illeszkedő görbe	36
5.6. Globális paraméterek ábrája	38
5.7. Zéróponti elemgyakoriságok	39
5.8. A felhasznált bemeneti paraméterek értéke és diszkussziója	41
6. Összefoglalás, kitekintés	44

1. Bevezetés

A Tejútrendszer történetének felderítése a modern csillagászat egyik nagy feladata – hiszen ugyan benne élünk, galaxisunknak kizárólag a mai állapotát ismerjük. Ezt a kialakulási és fejlődési történetet ma már mindössze apró nyomok őrzik a csillagok kinematikai és kémiai tulajdonságaiba zárva, a galaxisban szétszórva. Így nagy kihívás a Tejútrendszer fejlődésének feltérképezése, amihez észlelések és modellek eredményeit egyaránt fel kell használnunk.

A galaktikus kémiai fejlődés (galactic chemical evolution, GCE) feladata annak a kérdés-körnek a magyarázata, hogy hogyan, hol és mikor keletkeztek a kémiai elemek a galaxisban, valamint hogyan változott ez az összetétel időben. A galaxisban zajló asztrofizikai folyamatok, újabb és újabb csillagpopulációk ugyanis körforgásszerűen, folyamatosan változtatják a rendszer összetételét, amint azt az 1. ábra is bemutatja. Eme tudományterületen végzett vizsgálatok egyaránt fontosak a galaxisok fejlődése és a kémiai elemek eredetének megértése szempontjából.



1. ábra. A galaxisban zajló kémiai körforgás illusztrációja.

Forrás: NASA felvételekből saját munka

A csillagok jó közelítéssel azt a gázösszetételt őrzik, amelyből megszülettek. Tehát minden egyes csillag egyfajta pillanatképként sugározza felénk a Tejútrendszer korai anyagának ujjlenyomatát. Így a különböző korú csillagokban található elemek mennyiségének vizsgálatával betekintést nyerhetünk galaxisunk összetételének időbeli fejlődésébe.

Minden modell, így a GCE modellek is csak akkor írják le helyesen a valóságot, ha az észlelések által támasztott kritériumoknak megfelelnek. A GCE modellek teszteléséhez azonban olyan adatsorra van szükség, amelyben egyszerre nagyon sok csillag paramétereit mérik nagyon pontosan, miközben egyenletesen próbálják a galaxis különböző szegleteiből kiválogatni a mintát. Éppen ezt a célt hivatott szolgálni az APOGEE égboltfelmérő program.

A Sloan Digital Sky Survey (SDSS) által végzett APOGEE program mintegy 700 ezer csillagra végzett nagyfelbontású spektroszkópiai mérést galaxisunk különböző területeiről. Éppen ezért egyedülálló módon a Tejútrendszer homogén módon mintavételezett kémiai térképét szolgáltatja, ami ideálissá teszi a GCE modellekkel történő összehasonlítására.

Ezekben az észlelésekben a nagytömegű csillagok életének végén keletkezett ún. α -elemek esetén kiválóan látszódik, hogy a Tejútrendszer korongjának két komponense, az ún. vékony és vastag korong eltérő kémiai összetételt mutat. Ez a kémiai kettősség (bimodalitás) galaxisunk kialakulásának sarkalatos kérdése, és bár ennek magyarázata fontos kitétel a modellek számára, ezt a mintázatot legtöbbjük egyelőre nem képes reprodukálni.

Dolgozatom egyik célja, hogy összefoglalót nyújtson a GCE alapelveiről, a fejlődést irányító egyenletekről, valamint a különböző modellekről. Ezek után pedig ismertetem saját munkámat, amelyben az APOGEE elemgyakoriságait használtam arra, hogy összehasonlítsam az egyik legkomplexebb nyílt forráskódú GCE kód eredményével, az OMEGA+-szal. Ehhez a modell forráskódját módosítanom és a bemeneti paramétereket finomhangolnom kellett, ugyanis a korábbi állapotában nem volt képes a kód az észlelések mintázatát követni. Végül sikerült egy olyan megoldást találnom, amely egyéb forrásokból származó észlelési kritériumok teljesítésével kielégítően képes az észlelt elemgyakoriságok eloszlását magyarázni.

2. Spektroszkópiai elemgyakoriság-észlelések

A vizsgálathoz olyan észlelési adatsorra volt szükségem, amely homogén módon mintavételezte és mérte a Tejútrendszer csillagainak kémiai összetételét. Ügyelni kell a csillagok mintavételezése során a Tejútrendszer különböző komponenseinek minél nagyobb lefedettségére, ugyanakkor a szelekciós effektusok (pl. a Naphoz közeli csillagok felülreprezentálása) elkerülésére is. Másrészt a különböző észlelési programok nem csupán más-hogy kalibrálhatják műszereiket, de a spektrumok feldolgozási folyamata is változhat, ami befolyásolhatja az észlelt elemgyakoriságokat, így egyazon program adatait használva elkerülhetők adatfeldolgozásból eredő ellentmondások. Éppen ezért bizonyultak számomra ideálisnak az APOGEE égboltfelmérő program által mért elemgyakoriságok, amelyeket az alábbiakban mutatok be.

2.1. APOGEE

Az APOGEE (Apache Point Observatory Galactic Evolution Experiment, Majewski et al. (2017)) égboltfelmérő program célja éppen a Tejútrendszer homogén kémiai térképének elkészítése volt. A felmérés célja, hogy csillagok százezreinek mérésével behatóbban vizsgálhassuk a Tejútrendszer történetét és fejlődését – ugyanis ezt a mai csillagok kémiai és kinematikai tulajdonságai őrzik.

A felmérés a közeli infravörös tartományban ($\lambda = 1,51\text{--}1,70\ \mu\text{m}$) közel 22 500-as spektrális felbontással állította elő a csillagok spektrumát. A spektrográf egyedi tervezésű, és egyszerre 300 objektum spektrumát képes felvenni különböző optikai szálakon.

Az APOGEE-N spektrográf (Wilson et al., 2019) az Apache Point Obszervatórium 2,5 méter átmérőjű Sloan Foundation távcsövén kapott helyet, 2011-ben. Az APOGEE-1 program eredményeit ezen műszernek köszönhetjük, ami 150 000 csillagot vizsgált 2011 és 2014 között a központi dudorban, a korongban és a halóban. Az eredményeiben 15 kémiai elem jellemzően 0,1 dex pontosságú elemgyakorisága és a csillagok egyes légköri paraméterei szerepeltek.

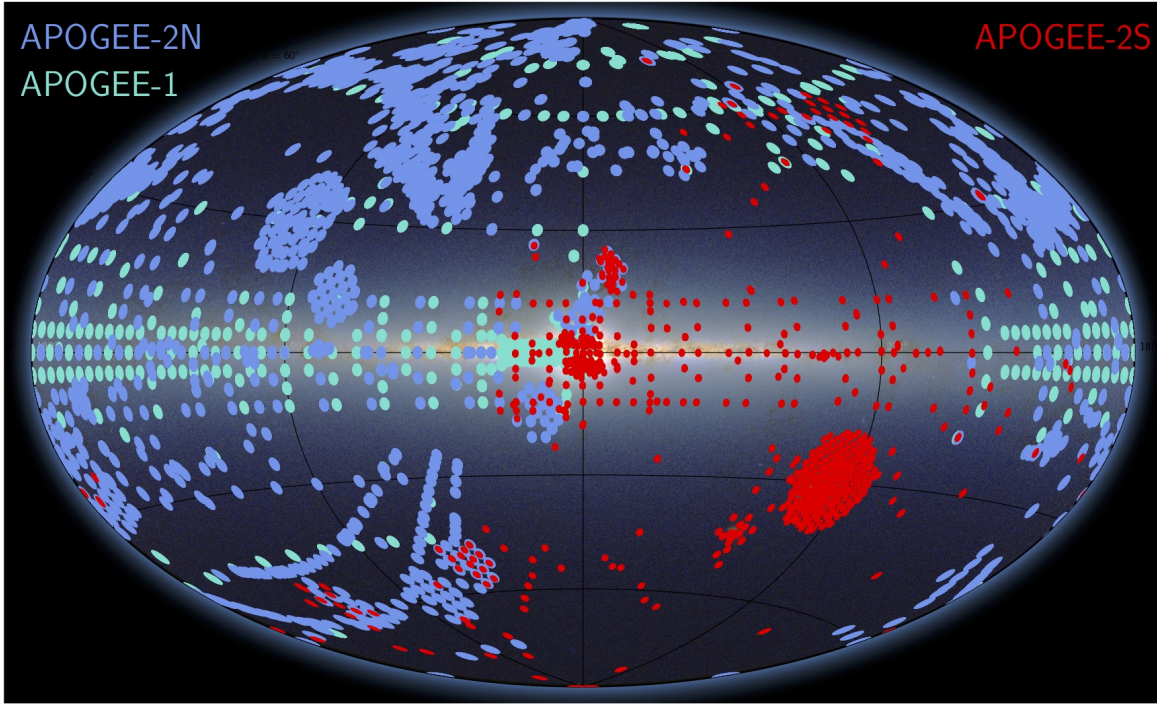
Az APOGEE-2 programba az APOGEE-N mellett a déli féltekén működő APOGEE-S spektrográf is becsatlakozott, amelyet a Las Campanas Obszervatórium 2,5 méteres Irénée du Pont távcsövére szerelve üzemeltettek. Az APOGEE-2 programja 2011 és 2021 között futott, és a vizsgált csillagok számát 657 000-re bővítette. Az APOGEE-2 program végére lefedett égterületeket a 2. ábra mutatja be.

A legfrissebb és utolsó adatkiadás a Data Release 17 (DR17, Abdurro’uf et al. (2022)). Ez az adatsor a 657 000 objektumra tartalmazza a spektrumokat, heliocentrikus radiális sebességeket, csillaglégköri paramétereket (T_{eff} , $\log g$, v_{micro} , v_{macro} , $[\text{M}/\text{H}]^1$, $[\text{C}/\text{M}]$, $[\text{N}/\text{M}]$, $[\alpha/\text{M}]$), valamint 18 elem elemgyakoriságát (C, C I, N, O, Na, Mg, Al, Si, S, K, Ca, Ti, Ti II, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Ce).

Vizsgálatomban az α -elemekre koncentráltam. Ezek az elemek főként nagytömegű csillagok belsejében keletkeznek az α -létra folyamata során (bővebben ld. a 3.4. alfejezetet). Az APOGEE 6 ilyen elemre szolgáltat megbízható eredményeket: O, Mg, Si, S, Ca és Ti. Ezért a továbbiakban ezen elemeket fogom részletesen bemutatni, és vizsgálataimhoz is ezeket használtam fel.

¹A spektroszkópiai terminológia szerint $[\text{A}/\text{B}] = \log_{10}(X_{\text{A}}/X_{\text{B}}) - \log_{10}(X_{\text{A}}/X_{\text{B}})_{\odot}$, ahol X_{A} és X_{B} az A és B elemek tömegarányai a csillagban, $\odot$ pedig a Napra vonatkoztatott mennyiségeket jelöli.

A felmérés a fémtartalom jellemzésére az M mennyiséget használta, amely az egész spektrumban látható abszorpciós vonalak illesztéséből meghatározott összfémességet jelenti. Az $[M/H]$ értéke az APOGEE esetén hibahatáron belül megegyezik a $[Fe/H]$ értékével (amely csak a vasvonalakból meghatározott fémesség), a DR17 óta pedig már utóbbi is hivatalosan ajánlott mennyiség. Mivel a később ismertetett OMEGA modell az M mennyiséget nem, vagy csak nehezen tudja kezelni, a továbbiakban M helyett a Fe értékét fogom használni mind a fémesség ($[Fe/H]$), mind az α -elemek elemgyakoriságának ($[\alpha_i/Fe]$, ahol α_i az i . α -elemet jelöli) jellemzésére.



2. ábra. Az APOGEE észlelési kampányai során lefedett égboltterületek galaktikus koordinátarendszerben. Hátérben a Tejútrendszer infravörös térképe (C. Hayes, 2MASS). Forrás: Az APOGEE weboldala

2.2. Adatszelekció

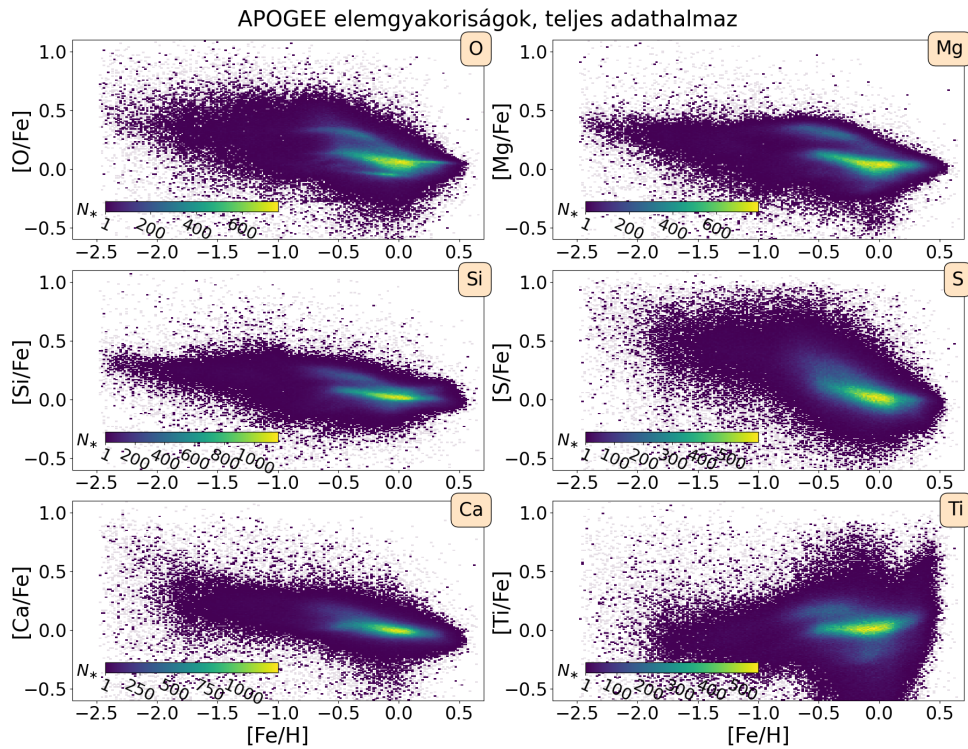
Munkámban az APOGEE észleléseit az $[\alpha_i/Fe] - [Fe/H]$ síkon ábrázoltam (továbbiakban α -fémesség ábrák), mind a 6 vizsgált α -elemre. Az APOGEE DR17 teljes adathalmazára ezek a grafikonok a 3. ábrán láthatóak. Az adatsorból csak a hibás jelzéssel („bad flag”) ellátott csillagokat hagytam ki, amelyeket maga a program jelölt meg különféle kritériumok szerint (pl. ha a spektrumban legalább 40% hibás pixel volt, vagy a csillag közvetlen környezetében volt egy nála legalább 100-szor fényesebb objektum).

Az adatpontok jelentős szórást mutatnak, ami elsősorban a Tejútrendszer természetes kémiai szórásának feleltethető meg. Ezért a csillagok paraméterei alapján szűrést végeztem, a Hayden et al. (2015) szerint javasoltak alapján. Így csak az alábbi paraméterekkel rendelkező csillagokat tartottam meg:

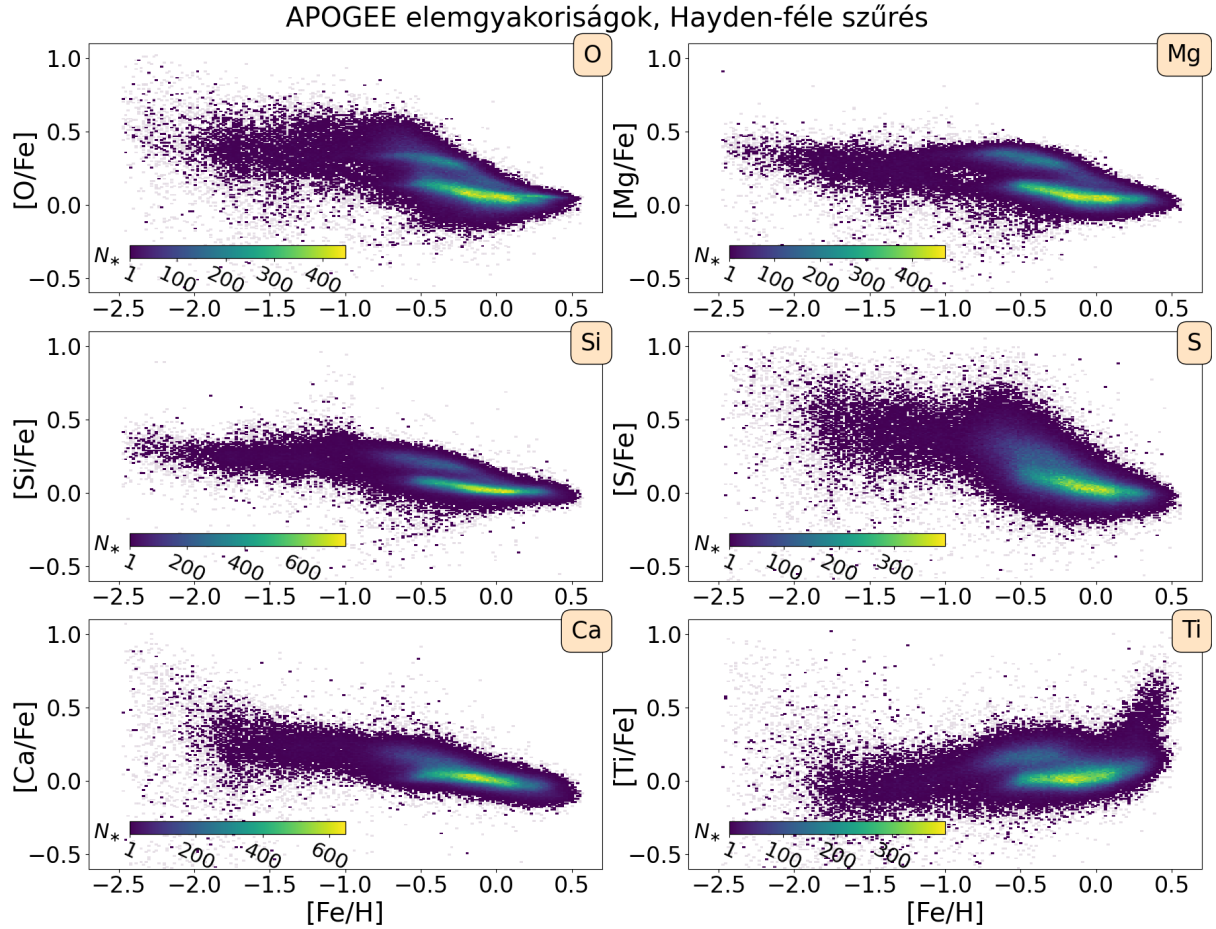
- SNR (jel/zaj arány) > 80 , ez szükséges a pontos csillaglégkör-paraméterekhez;
- $3500 \text{ K} < T_{\text{eff}} < 5500 \text{ K}$, ez az APOGEE adatok megbízható tartománya effektív hőmérséklet szerint;
- $1 < \log g < 3,8$, ezáltal csak az óriásokat válogatjuk ki Ez azért fontos, mert a halvány törpecsillagokat csak a Nap környezetében tudjuk észlelni, így a törpék használata szelekciós effektushoz vezetne.

A szűrés után a korábbi diagramok a 4. ábra szerint módosultak. Látszik, hogy a főbb csillagsűrűsödések helye változatlan, azonban néhány nem természetes sűrűsödés (pl. az O esetén $[\text{O}/\text{Fe}] = 0$ -ra) eltűnt, és a kisebb sűrűségű területek szórása is lecsökkent. A továbbiakban a szűrés utáni 308 000 csillag adatait használtam.

Megvizsgáltam a Weinberg et al. (2022) szerint javasolt szűrést is, amely a Tejútrendszer síkjára koncentrált, és 44 500 csillagot hagyott a mintában. Ez már túl szigorú szűrésnek bizonyult, ugyanis a kvalitatív alakját nem változtatta az egyes csillagsűrűsödéseknek, azonban a halócsillagok jelentős részét kitörölte, amelyek fontos részét képezik a galaxis korai fejlődésének.



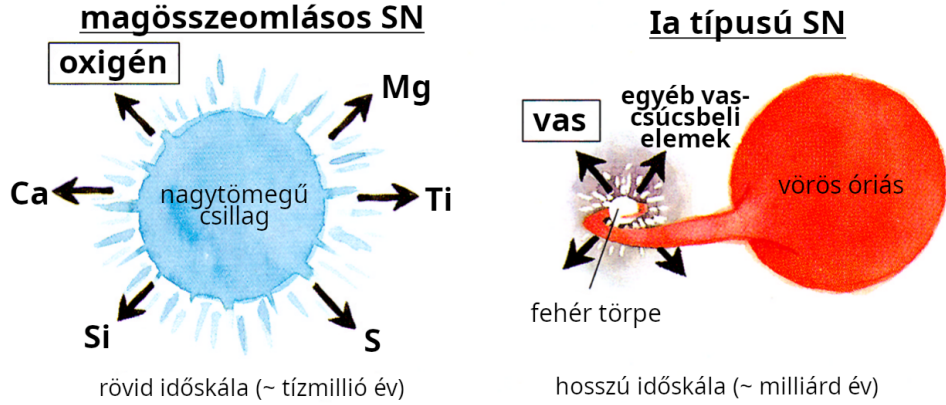
3. ábra. Az $[\alpha_i/\text{Fe}] - [\text{Fe}/\text{H}]$ ábrák a 6 vizsgált elemre a teljes APOGEE DR17 adathalmaz esetén. A cellák színezése a csillagok számával (N_*) arányos.



4. ábra. A 3. ábra a Hayden-féle adatszűrés esetén.

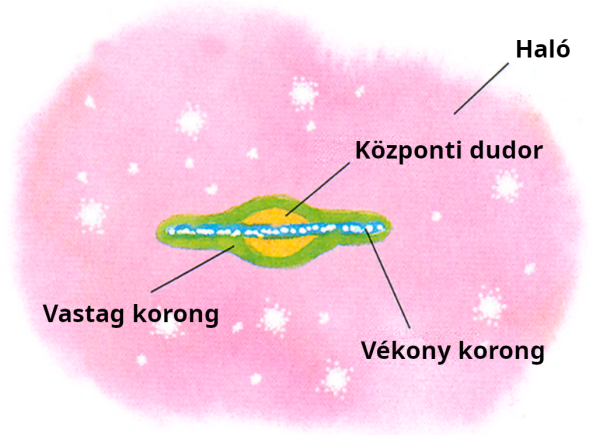
2.3. Kémiai kettőség

Az α -fémesség ábrákon (4. ábra) mindegyik α -elem esetén két, egymással jóformán párhuzamosan futó sűrűsödési ág figyelhető meg. A felső, α -elemekben gazdagabb ág idősebb csillagokból áll, mint az alsó, α -elemekben szegényebb ág. A galaktikus kémiai fejlődés értelmében ez nem meglepő, amint az 5. illusztráció is mutatja. A galaxis életének elején ugyanis sok nagytömegű csillag keletkezik, amelyek α -elemeket termelnek, gyorsan leélik életüket, és II-es típusú szupernóvaként szórják szét az általuk termelt elemeket tartalmazó anyagot a csillagközi térbe. Ezzel szemben a vas főként Ia típusú szupernóvakban (Sn Ia) keletkezik (bár II-es típusú, azaz magösszeomlások szupernóvak is termelik kis mennyiségben), amelyek több nagyságrenddel hosszabb időkeletteléssel kezdik el beszennyezni a csillagközi teret. Tehát minél több Sn Ia-nak van ideje felrobbanni, azaz minél idősebb a galaxis, annál nagyobb lesz a vas mennyisége az α -elemekéhez képest, és annál kisebb lesz az $[\alpha_i/Fe]$ értéke.

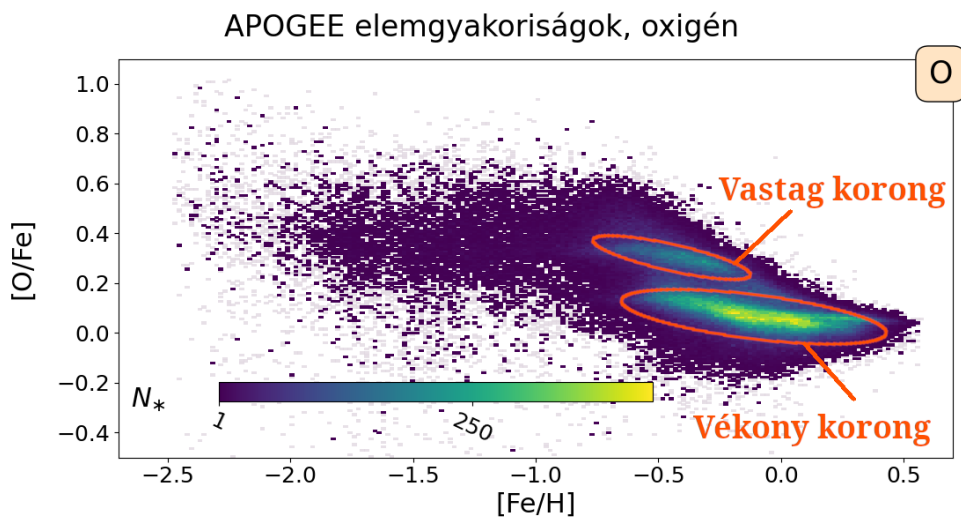


5. ábra. Művészi illusztráció a magösszeomlásos (II-es típusú) és Ia típusú szupernóvák közti különbségre kémiai fejlődési szempontból. Forrás: Chiappini (2001)

Ez a két ág kinematikailag is megfeleltethető a Tejútrendszer vastag és vékony korongjának. A két korongkomponenst a 6. ábra illusztrálja: a vastag korongban a csillagok számsűrűsége a Tejútrendszer síkjától mért távolságában nagyobb skálamagassággal cseng le, mint a vékony korong esetén. Ezenfelül jelentős különbség még, hogy a vastag korong idősebb csillagokból áll, mint a vékony korong. Tehát az α -fémesség diagramokon a kettősséget a két korongkomponens és azoknak különböző története okozza. A két korongkomponens ágait az α -fémesség diagramokon az O példáján a 7. ábra mutatja be.



6. ábra. Művészi illusztráció a Tejútrendszer komponenseiről. Forrás: Chiappini (2001)



7. ábra. Az α -fémesség ábra O esetén, kiemelve a két korongkomponens ágait.

3. Galaktikus kémiai fejlődési modellek

A fejezetben a galaktikus kémiai fejlődés koncepcióját és a különböző modellek sajátosságait mutatom be. Ezen összefoglaló alapelvei szükségesek ahhoz, hogy értelmezhessek munkám később bemutatott eredményeit. Másrészt az is indokolja ezt az összefoglalót, hogy még nem létezik a témában magyar nyelvű áttekintés.

A galaktikus kémiai fejlődési (GCE) modellek a galaxis egészét mint csillagok, gáz és sötét anyag összességének időfejlődését hivatottak leírni. Ezek a modellek a Tejútrendszer fejlődését nem egyedi csillagokkal írják le, hanem több ezer csillagból álló populációk segítségével. Egyszerű csillagpopulációnak (SSP, simple stellar population) nevezzük azon csillagok együttesét, amelyek ugyanazon időben (az időfelbontás erejéig) keletkeztek, ugyanolyan összetételű gázból. A modellezés szempontjából különböző SSP-k összességének tekinthető az egész galaxis.

Az első GCE modellt Schmidt (1963) fejlesztette ki. Azóta számos újabb modellt alkotnak, amelyek pontosabban adják vissza az észlelések eredményeit, ugyanakkor számítási szükségleteik is megnöttek (pl. Matteucci and Francois (1989), Prantzos et al. (1993), Chiappini et al. (1997), Grisoni et al. (2017), Spitoni et al. (2019), Kobayashi et al. (2020)).

Rendkívül részletes áttekintő cikket jelentetett meg a témában Matteucci (2021), amelyben az alapjaitól bemutatja a GCE modellek működését és történetét a legfrissebb eredményekig. Alábbi összefoglalóm alapjául főként ez a cikk szolgált, így további részletek és hivatkozások eléréséhez ajánlom annak tanulmányozását.

3.1. A GCE modellek főbb osztályai

A modellek alapvető működése és feltevései szerint elkülöníthetünk néhány főbb osztályt:

a) Analitikus és numerikus modellek

A kémiai fejlődést leíró differenciálegyenlet egzaktul megoldható, ha a galaxisra zárt rendszerként tekintünk, valamint felhasználjuk az IRA-t (instantaneous recycling approximation, azonnali újrahasználati közelítés).

Ebben a közelítésében a kellően nagy (általában $M > 1 M_{\odot}$) tömegű csillagok a születésük után egyből vissza is szolgáltatják a csillagközi anyagnak (ISM, interstellar medium) az általuk termelt elemeket, azaz a csillagok élettartamát elhanyagolja. Az ennél kisebb tömegű csillagok pedig „örökké” élnek, és fogva tartják a gázt, azaz semmit nem bocsátanak vissza. Ezzel a közelítéssel azt a tényt nem vesszük figyelembe, hogy a különböző elemeket különböző tömegű csillagok más-más időskálán termelik. Fontos arra is figyelni, hogy pl. az Sn Ia szupernóvák a születésük után egy bizonyos, csak egy eloszlással leírható időkésléptetés (time delay) után robbannak fel. A közelítést elhagyva analitikusan már nem megoldható a rendszer.

Numerikus esetben időlépésekre bontjuk a rendszer fejlődését. Az egyes lépésekben a szimuláció az előző lépések eredményét felhasználva számolja ki az új eredményeket. Numerikusan pontosabb eredményt érhetünk el, mint az analitikus modellekkel, hiszen számos egyszerűsítő feltételezést elhagyhatunk. Azonban a numerikus kódok sokkal bonyolultabbak, nagyobb a számítási igényük, és érzékenyebbek a numerikus hibákra.

b) Zárt és nyílt modellek

Zárt (closed box) modell esetén a galaxis nem hat kölcsön a környező extragalaktikus térrel, azonban számos észlelési bizonyíték cáfolta már a zárt rendszer feltételezésének érvényességét a Tejútrendszerben és számos másik galaxis esetén is.

Egy, a zárt modellt cáfoló bizonyíték az ún. „G törpe probléma” (van den Bergh (1962), Pagel (1997), Cowley (1995), Caimmi (2008)): E szerint a Nap környezetében jelentősen kevesebb fémszegény, G színképtípusú csillagot észlelünk, mint amit a legelső GCE modell, az ún. *Simple Model* jósol. A G típusú csillagok nagy részének élettartama kellően hosszú ahhoz, hogy még mindegyik ilyen csillag a fősorozaton legyen, mégse látunk elegendőt belőlük, ha azt tesszük fel, hogy a galaxis gázanyaga a születése óta adott. Ennek az ellentmondásnak több magyarázata is lehet:

- Nyílt rendszer: A galaxisban fellép a gáz be- és kiáramlása. Ennek értelmében a galaxis anyagának csak egy része volt jelen annak születésénél, a többi ősi összetételű, az Ősrobbanás korából származó anyag a galaxis élete során áramlott be. A kezdeti fémszegény ősi anyagból így kevesebb csillag keletkezett, mint a zárt esetben, az időközben behullott ősi anyag pedig már a fémekben gazdagabb csillagközi anyaggal keveredve, az ősinél nagyobb fémtartalmú csillagokat hozott létre, és a zárt modellekhez képest összességében kevesebb G típusú csillagot termelt.
- Változó tömegfüggvény (IMF - ld. később): Ha kezdetben több nagytömegű csillag keletkezett, mint ma, akkor lehet, hogy a galaxis élete elején keletkezett csillagok nagy része elfejlődött már – bár a hosszú élettartamú G törpék problémáját ez továbbra se tudná kielégítően magyarázni.

Nyílt (open box) modellekben már megengedett a galaxis kölcsönhatása a külső térrel. Ekkor a zárt modellhez képest kétféle új folyamat zajlik minden egyes időlépésben:

- Behullás (infall/inflow) során ősi összetételű, azaz az Ősrobbanásban keletkezett, hidrogénben gazdag gáz hullik be a rendszerbe az extragalaktikus térből. Ennek hatására a gáz fémtartalma csökken, hiszen főként hidrogénből kap utánpótlást, ami „felhígítja” a fémeket.
Gázbehullást okozhat továbbá egy másik galaxissal való kölcsönhatás is. Ekkor a másik galaxisban termelt, nem ősi összetételű anyag eshet be a vizsgált galaxisba.
- Kifúvás (outflow) esetén a galaxisból a dinamikai hatások miatt (pl. csillagszél, szupernóva-robbanások) a gázanyag egy része elhagyja a rendszert. Ennek hatására a rendszert fémgazdag anyag hagyja el, ami közvetlenül nem változtatja a fémességet, viszont csökken a gáz össztömege, így a behullások könnyebben hígítják fel a gázt fémtartalom tekintetében.

A galaxis fémességét növelheti, ha felteszünk egy azonnali feldúsulás (PIE, prompt initial enrichment) nevű folyamatot, ami szerint a galaxis kezdeti anyaga nem az ősi összetétellel egyezett meg, hanem fémekkel már korábban gazdagított anyagból alakult ki. Azonban általában – bizonyíték hiányában – az ősivel azonosítjuk a galaxis kezdeti összetételét, főleg ha idős, az Univerzum korával összemérhető galaxisról van szó, hiszen azok születésekor még nem is termelődhetett számottevő mennyiségű fém.

c) Egy- és többzónás modellek

A zónákra osztás általában azt takarja, hogy radiálisan koncentrikus körgyűrűkre osztják a galaxist. Ezekben a gyűrűkben különböző időskálán történnek az események, belül gyorsabban, mint a külső régiókban. Ennek szükségességét támasztja alá a fémek elemgyakoriságának kifelé csökkenő, negatív gradiense a Tejútrendszerben. A galaxisunk közép-pontjához közelebbi régiókban nagyobb a csillagok fémtartalma, mint a Nap környezetében, illetve a még nagyobb galaktocentrikus távolságoknál. Ez megmagyarázza a negatív elemgyakoriság-gradienst a galaxisban, azt, hogy a nehéz elemek mennyisége csökken a sugár függvényében. Ezt hívják a galaxis „belülről kifelé” (inside out) keletkezésének.

Radiális felosztás esetén lehetővé válik továbbá a gáz radiális áramlásának, valamint a csillagok radiális migrációjának figyelembevétele is. Ezek valóban fontosak lehetnek az észlelések alapján, bár a két jelenség mértéke egyelőre erősen vitatott. Egyzónás modellek esetén ez a gyűrűkre osztás nem történik meg, azaz a sugár menti különbségek nem jelennek meg, így csak a galaxisban zajló folyamatok radiális átlagát tudjuk vizsgálni. Speciális esetnek tekinthetők a központi dudor (bulge) modellek. Ezek pusztán a központi dudor fejlődését írják le, ahol nagyon gyorsan zajlott a csillagkeletkezés, és két csillagpopuláció is jelen van.

d) Dimenziószám

A legegyszerűbb modellek mindössze egydimenziósak. Ilyenek az egyzónás modellek, amelyek csak egy „dobozként” kezelik a galaxist. A kétdimenziós modelleknek felelnek meg a többzónás modellek, ahol radiális zónákra osztják fel a galaxist.

A legbonyolultabb modellek háromdimenziósak, és a csillagok kinematikai tulajdonságait is tartalmazzák. Ezek futtatása azonban rendkívül számításigényes, illetve mivel a mai időpillanatban sem ismerjük minden csillag összes paraméterét, általában túl sok az ismeretlen és túl kevés az ismert kezdőfeltétel a pontos megoldáshoz.

3.2. A numerikus modellek fő egyenlete

A numerikus GCE modellek fejlődését leíró fő egyenlet minden egyes időpillanatban egy, a tömegre vonatkozó mérlegegyenlet, amely egyenértékű a tömegmegmaradással. Ez az alábbi alakot ölti a tömeg változására:

$$\dot{M}_{\text{gáz}} = \dot{M}_{\text{be}} + \dot{M}_{\text{termelt}} - \dot{M}_{*} - \dot{M}_{\text{ki}}, \quad (1)$$

ahol az egységnyi idő alatt bekövetkező tömegváltozásnak az alábbi tagjai szerepelnek:

- $\dot{M}_{\text{gáz}}$ a csillagközi gáz (ISM) tömegének megváltozása;
- $\dot{M}_{\text{be}}$ az időlépés során behulló gáz tömege;
- $\dot{M}_{\text{termelt}}$ a csillagok által termelt és az ISM-be visszajuttatott anyag tömege;
- $\dot{M}_{*}$ az újonnan keletkezett csillagok tömege;
- $\dot{M}_{\text{ki}}$ pedig a galaxisból kiáramló anyag tömege.

Ez az egyenlet időfüggő, ugyanis a galaxis élete során folyamatosan változik az egyes tömegváltozási tagok nagysága. Általános esetben az 1. egyenlet függ a középponttól mért sugártól is, hiszen a középpontban gyorsabb a fejlődés, mint a külső régiókban, de ezt az egyeznás modellek elhanyagolják.

Fontos megjegyezni, hogy ez az egyenlet külön igaz minden egyes kémiai elemre (és izotópra is), ekkor ugyanis az $M_{\text{elem}} = X_{\text{elem}} \cdot M$ összefüggés alapján a teljes tömeget meg kell szorozni az adott elem tömegarányával. Ismert összetétel esetén X_{elem} ismertnek tekinthető, általában a Napban vagy az ősi anyagban használt összetételt használják az egyes tagokban. Alább az egyes tagokra vonatkozó feltevések ismertetése következik.

3.3. Gázbehullás az intergalaktikus térből ($\dot{M}_{\text{be}}$)

Az intergalaktikus térből a galaxisba ősi összetételű anyag hullik be. A behullás rátáját első közelítésben konstansnak vették, azonban jobb közelítésnek bizonyul, ha egy lecsengő exponenciális függvény írja le, τ karakterisztikus idővel:

$$\dot{M}_{\text{be}}(t) = \dot{M}_{\text{be},0} e^{-t/\tau}, \quad (2)$$

ahol $\dot{M}_{\text{be}}$ a gáz tömegének behullás miatti változása egységnyi idő alatt, $\dot{M}_{\text{be},0}$ a kezdeti változás, τ pedig az a karakterisztikus időtartam, amely alatt a behullás rátája e -ad részére csökken.

A modern kódok gyakran több, egymást követő behullási epizódot feltételeznek, amelyek a galaxis különböző komponenseinek létrejöttéért felelősek. Ez lehet két, vagy akár három behullás is. Elsőként Chiappini et al. (1997) valósította meg modelljében a kettős behullás lehetőségét, azóta pedig több kód is követte példáját. (A kettős behullásról részletesebben az 5.1.1. alfejezet szól.) Ilyen behullási epizódot okozhatott például a Helmi et al. (2018) által azonosított Gaia-Enceladus nevű galaxissal való ütközés is, ami a Tejútrendszer utolsó nagy összeolvadása volt.

A konstans és kettős behullás mellett más előírások is léteznek a behullásra, amelyek közül még egyiket sem vetették el. Ezek főbb kategóriái az alábbiak:

- Párhuzamos modell: A két behullást egyes szerzők nem egymás utánként kezelik, hanem egymással párhuzamosan (Grisoni et al. (2017)). Azaz a két gázbehullás ugyanakkor (a $t = 0$ időpillanatban) kezdődött, ám különböző karakterisztikus idővel csengenek le.
- Hármass behullású (three-infall) modell: A haló, a vastag és a vékony korong is külön gázbehullásoknak köszönhetően, más-más időskálán ($\sim 0,2$ Mrd év; $\sim 1,25$ Mrd év; ~ 6 Mrd év) keletkeztek, ahol a korábbi időszakokban intenzívebb volt a csillagkeletkezés.
- Radiális gázáramlás: Előfordulhat, hogy nem csak az intergalaktikus térből hullik be anyag, hanem a középpont felé irányuló gázáramlás is fellép a galaxisban a behullás dinamikai következményeként. (Ettől a továbbiakban eltekintünk.)

3.4. A csillagok elemtermelése ($\dot{M}_{\text{termelt}}$)

A különböző tömegű (és fémességű) csillagok életük során egymástól jelentősen eltérő összetételű anyagot termelnek, és az általuk az ISM-be visszaszolgáltatott tömeg is különböző. A GCE modellek egyik legnagyobb pontatlanságát az adja, hogy az egyes csillagok mennyit termelnek az egyes kémiai elemekből. Ennek oka, hogy ezek az adatok sok bizonytalansággal bíró (a reakciók hatáskeresztmetszetétől, fizikai feltételektől függő) csillagszerkezeti modellekből származnak. Különböző szerzők más-más értékeket szolgáltatnak erre, ezeket elemtermelési táblázatokban közlik, amelyeket a GCE kódok képesek beolvasni.

A csillagok elemtermelését az ún. „yield” mennyiséggel szokták leírni, ami a csillag élete során az adott elemből termelt anyag és a csillag kezdeti tömegének aránya:

$$p_i = m_i/M_0, \quad (3)$$

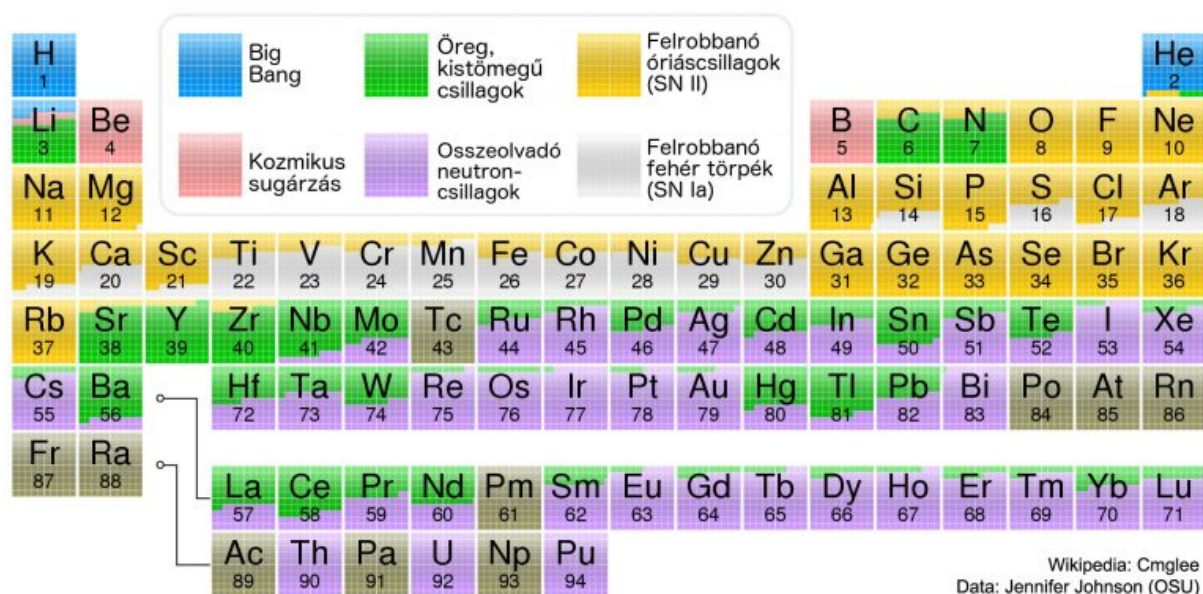
ahol m_i az i elemből fúzió során termelt tömeg, M_0 pedig a csillag kezdeti tömege. Ehhez a mennyiséghez még hozzá kell adni azt a tömeget, amit a csillag az egyes elemekből eredeti formájában, fúzió nélkül szolgáltat vissza az ISM-nek.

Kvalitatívan a különböző tömegű csillagok elemtermelése az alábbiakban tekinthető át:

- A legkisebb tömegű csillagok ($M \lesssim 0,8 M_\odot$): Ezen csillagok élettartama nagyobb a Tejútrendszer életkoránál, és lassan, kevés elemet bocsájtanak ki magukból – így hozzájárulásuk a kémiai fejlődéshez elhanyagolható.
- Kis- és közepes tömegű csillagok ($0,8 M_\odot \lesssim M \lesssim 8 M_\odot$): Csillagszelük a fősorozaton kevésbé intenzív, azonban az AGB (aszimptotikus óriásági) fázisban jelentős. Az alábbi elemeket szolgáltatják vissza így az ISM-nek:
 - A fősorozati fúzió termékeként főként **He**, **N** és **C** hagyja el őket.
 - A lassú neutronbefogásos folyamat az AGB fázisban zajlik, ebben a vasnál nehezebb elemek egy része, az **s-elemek** (pl. Ba, Y, Sr, Ce) termelődnek.
 - Nóvák: A kistömegű csillagok élete végén keletkezett fehér törpe, ha kettős rendszerben van jelen, kölcsönhatásba léphet a másik csillaggal. Előfordulhat, hogy ez a fehér törpe a társcsillagról való akkréció során kitoréseken esik át, úgy, hogy nem pusztul el. Ez a folyamat főként **CNO elemeket**, valamint radioaktív izotópokat termel.
 - Ia típusú szupernóvák: A legelfogadottabb elmélet szerint ha a nóvákhöz hasonló rendszerben a fehér törpe eléri Chandrasekhar-tömeget, akkor termonukleáris túlfutás révén felrobban. Ebben a folyamatban főként a **vas-csúcs elemek** (Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni) keletkeznek. A másik, ún. dupla-degenerált elmélet szerint két fehér törpe összeolvadása okozza ezt a típusú szupernóvát, ez azonban nagyon hasonló elemtermelésre enged következtetni.
- Nagytömegű csillagok ($8 M_\odot \lesssim M$) és magösszeomlásos szupernóvák:
 - A nagytömegű csillagok a He-égés befejezése után hagymahéjszerűen egyre nehezebb elemeket termelnek az α -létra reakcióival. Ebben különböző, páros rendszámú atommagokkal fuzionál egy α -részecske (He atommag), így felépítve a páros rendszámú elemeket a vasig. Az így keletkezett elemeket nevezzük **α -elemeknek** (C, O, Ne, Mg, Si, S, és más, instabil elemek).

- A nagytömegű csillagok legnagyobb része magösszeomlásos szupernóva-robbanás (CCSN, core-collapse supernova, vagy II-es típusú szupernóva) során fejezi be nukleárisan aktív életét. Ebben a folyamatban még több α -elem, páratlan rendszámú elemek, és feltehetőleg a gyors neutronbefogásos folyamat ***r*-elemei** keletkeznek (bár az utóbbi folyamat helyszíne még nem bizonyított, sokan legfőképp a neutroncsillagok összeolvadásával azonosítják).
- Nagytömegű csillagokból álló kettős rendszerek esetén előfordulhat, hogy a két csillag neutroncsillagként összeolvad. A mai legelfogadottabb elméletek szerint ilyen folyamatok felelnek az *r*-folyamatért (pl. Côté et al. (2021), Kilpatrick et al. (2017)).

A fenti felsorolás összefoglalásaképp a 8. ábrán látható a periódusos rendszer elemeinek eredete, ahol az is megfigyelhető, hogy az egyes elemek létrehozásához milyen különböző folyamatok járultak hozzá.



8. ábra. A periódusos rendszer elemeinek eredete. Minden egyes elem színezése annak felel meg, hogy milyen asztrofizikai forrásból származik. Forrás: csillagaszat.hu

3.5. A csillagokba záródó gázanyag ($\dot{M}_*$)

A galaxis gázanyagából újonnan születő csillagok tömege már nem a csillagközi gáz része, így ez az elzáródó tömeg a gáz szempontjából veszteség. Ezért jelenik meg a $\dot{M}_*$ tag az 1. egyenletben negatív előjellel. Az, hogy időegységenként hány darab csillag keletkezik egy adott tömegintervallumban, a csillagkeletkezési ráta (SFR) és a kezdeti tömegfüggvény (IMF) szorzataként adható meg.

3.5.1. A csillagkeletkezési ráta

A csillagkeletkezési ráta (SFR, star formation rate) az az időegységenkénti gázmennyiség, amelyből új csillagok keletkeznek, így ez az anyag megszűnik az ISM része lenni. Ennek értéke első közelítésben a rendelkezésre álló gáz tömegével van kapcsolatban, más befolyásoló tényezőket (pl. a gáz hőmérséklete) általában elhanyagolnak a modellek.

Schmidt és Kennicutt (Schmidt (1959), Kennicutt (1998)) közeli galaxisokat vizsgálva arra jutott, hogy a csillagkeletkezési ráta a gáz felületi sűrűségének hatványfüggvénye:

$$\dot{M}_*(t) = \nu \sigma^k(t), \quad (4)$$

ahol ν a csillagkeletkezési hatékonyság (SFE, star formation efficiency), ami azt fejezi ki, hogy adott tömegű gáz hanyadrésze fordítódik csillagkeletkezésre adott idő alatt. A mérések alapján a kitevő értéke $k \approx 1,5$.

3.5.2. A kezdeti tömegfüggvény

A kezdeti tömegfüggvény (IMF, initial mass function) azt adja meg, hogy születésükkor a csillagok hányadrésze esik egy bizonyos $(m, m + dm)$ tömegtartományba. Általában ezt a függvényt is hatványfüggvény alakjában írják fel:

$$\phi(m) dm = C m^{k'} dm. \quad (5)$$

A legelterjedtebb IMF a Salpeter (1955a) által bemutatott hatványfüggvény, amelyben $k' = 2,35$. A C konstans a normálási feltételből következik: $\int_{M_{\min}}^{M_{\max}} m \phi(m) dm = 1$, ha $M_{\min}$ és $M_{\max}$ közötti tömegű csillagok szerepelnek a modellünkben.

Az IMF-et észlelések alapján, empirikusan próbálják meghatározni. Többféle függvény is létezik erre, amik gyakran más-más meredekségűek a különböző tömegtartományokon, néha törésekkel tűzdeltek. Az IMF alakja sajnos nagyon bizonytalan, amelynek legfőbb oka, hogy csak a Nap környezetében tudjuk megismerni alakját, mivel távolabbi régiókban a halvány csillagokat nem észlelnénk, és ez szelekciós effektusokhoz vezetne.

3.6. Gázkifúvás az intergalaktikus térbe ($\dot{M}_{\text{ki}}$)

A galaxist anyag el is hagyhatja: a szökési sebességet átlépő részecskék az extragalaktikus térbe távoznak. Általában azzal a feltételezéssel élnek a modellek, hogy a kifúvási ráta arányos az SFR-rel. Ez azért indokolt, mert a kifúvást a csillagkeletkezésben is fellépő dinamikai mechanizmusok hajtják, főként az ennek során létrejött fiatal csillagok csillagszele és mágneses tere gyorsítja fel kellőképpen a részecskéket. Tehát:

$$\dot{M}_{\text{ki}}(t) = \eta \dot{M}_*(t), \quad (6)$$

ahol η a kifúvás mértékét jellemző paraméter, a továbbiakban „mass loading”.

Megjegyzés: Első közelítésben a kifúvás összetételét megegyezőnek tekintjük az ISM aktuális összetételével (noha a valóságban a kisebb tömegű részecskék könnyebben hagyják el a rendszert).

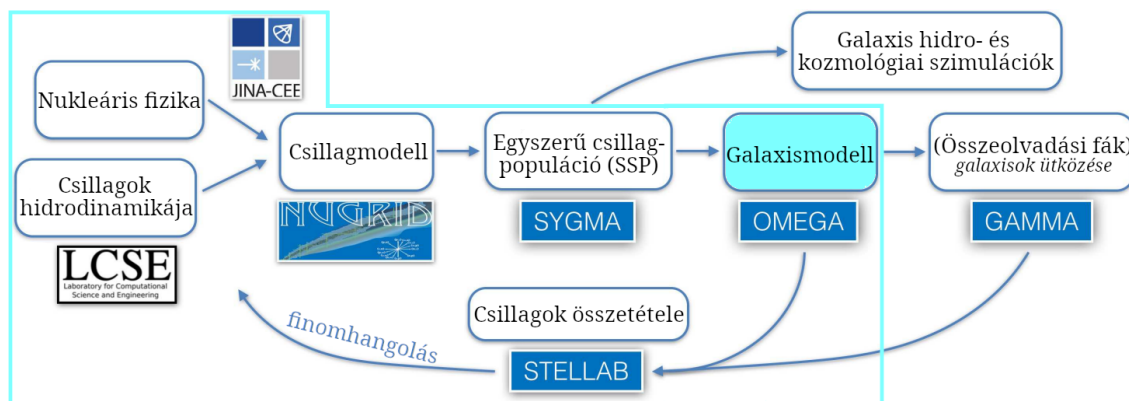
4. Az OMEGA modell

Ezen fejezetben az általam használt GCE kódot, az OMEGA-t, illetve annak továbbfejlesztett változatát, az OMEGA+-t mutatom be. Ismertetem a kód általam vizsgált bemeneti paramétereit, valamint a kód bizonytalanságait is.

4.1. OMEGA

Az OMEGA (One-zone Model for the Evolution of Galaxies, Côté et al. (2017a)) a legfejlettebb nyílt forráskódú szoftver, amely galaxisok kémiai fejlődését hivatott modellezni. A kód futtatási eredményeinek legnagyobb pontatlansága abból ered, hogy mindösszesen egy zónával rendelkezik. A galaxisbeli sugárfüggés implementálása egy jelenleg is zajló fejlesztés.

A modell a NuPyCEE (NuGrid Python Chemical Evolution Environment) programcsomag része, amelyet a NuGrid Kollaboráció szolgáltat. A forráskód *Python3* nyelven íródott, és dokumentációjával együtt elérhető az alábbi GitHub platformon.² A programcsomagban egymásra épülő kódok találhatók. A lépésenkénti kémiai evolúciót a *chem_evol* nevű kód követi végig. Ennek segítségével ír le egy SSP-t a SYGMA (Ritter et al., 2018), majd maga az OMEGA minden időlépésben a SYGMA-t hívja meg. Az egymásra épülő programblokkok vázlatát a 9. ábra mutatja be.



9. ábra. A NuPyCEE programcsomag egymásra épülő elemeinek strukturális modellje, bekeretelve a dolgozatban felhasználtak. Forrás: Côté et al. (2017b)

4.2. OMEGA+

Az OMEGA+ az OMEGA kiterjesztése (Côté et al. (2018)), amit a JINAPyCEE, a NuPyCEE-ra épülő könyvtár szolgáltat.³ Ebben a fejlesztésben a galaxis körül megjelenik egy forró gázhaló („hot gas reservoir”), avagy cirkumgalaktikus gáz, amiben nincsenek csillagok. A modell így kétfónássá vált. A gáz behullása és kifúvása már kétlépcsős, amit a 10. ábra mutat be. Behullás esetén az extragalaktikus térből először a forró gázhalóba esik be az anyag, ahonnan bizonyos késleltetéssel eshet csak be a galaxisba, vagy el is hagyhatja a gázhalót. Tehát az anyag egy része nem is éri el galaxis csillagokat tartalmazó tartományait.

²<https://github.com/NuGrid/NuPyCEE>

³<https://github.com/becot85/JINAPyCEE>

Kifúvás esetén a gázhaló szerepe még fontosabb, ugyanis a galaxist elhagyó anyag fémekben gazdag az extragalaktikus anyaghoz képest, és ezt a gázhaló képes megőrizni. A kifújt anyag először a gázhalót éri el, ahonnan egy bizonyos késleltetéssel vagy elhagyja azt is, és elvész a galaxis rendszerének számára, vagy vissza is hullhat a forrásául szolgáló galaxisba. Tehát összességében a galaxisba nem ősi, hanem a gázhalóban keveredett, fémekben enyhén gazdag anyag fog behullani. Ez a valóságnak egy realiztikusabb leírása, azonban bonyolítja a modellt. Ez a forró gázhaló egyedi az elterjedt GCE modellek között, ami különlegessé teszi az OMEGA+-t.

Az OMEGA+ kódnak van olyan módja is, amelyben az 1., fő egyenletben nem a gáz tömegének változása az ismeretlen paraméter, hanem más feltevések alapján például a behullási rátát számolja a többi tagból. Ezekről a módokról részletesen Côté et al. (2017a) ír az OMEGA-t ismertető publikációban.



10. ábra. Az OMEGA+ két zónáját illusztráló ábra, amelyen a behullási és kifúvási folyamatok egyaránt láthatóak.

Forrás: Côté et al. (2018)

4.3. Bemeneti paraméterek

Az OMEGA+ rendkívül flexibilis modellező szoftver, amelyben több tucat bemeneti paraméter segítségével változtatható a szimuláció futása. Munkám során az alábbiak változtatásával próbáltam elérni a legjobb illeszkedést az észlelésekre (a legjobb illeszkedést elérő paraméterek az 5.8. alfejezetben láthatóak):

- a) A gázbehullási függvény alakja:** Ez szabályozza, hogy az egyes időlépésekben mekkora tömegű ősi összetételű anyag jelenik meg a rendszerben. Az általam módosított függvényt, amely a kettős behullást írja le, az 5.1.1. alfejezet tárgyalja részletesen. A függvény az alábbi alakban írható (ami a későbbi 11. egyenlet):

$$\dot{\sigma}(t) = \sum_{k=1,2} \dot{\sigma}_{k,0} \left[\theta(t_{\max,k} - t) e^{(t_{\max,k} - t)/\tau'} + \theta(t - t_{\max,k}) e^{(t - t_{\max,k})/\tau} \right]$$

A függvény változtatható paraméterei az alábbiak:

- σ_2/σ_1 és $\sigma_2 + \sigma_1$, ahol σ_1 és σ_2 a mai felületi tömegsűrűség az első és második gázbehullásból eredően. A σ -k aránya azt mondja meg, hogy a galaxis mai anyaga milyen arányban származik az egyes behullásokból, összegük pedig a teljes felületi tömegsűrűséget jelenti;
- $t_{1,\max}$ és $t_{2,\max}$: az 1. és 2. behullás maximumának időpontja;
- τ_1 és τ_2 : az 1. és 2. behullás lecsengő szakaszának karakterisztikus ideje (ennyi idő alatt csökken a gázbehullási ráta a maximum e -ad részére);
- τ'_1 és τ'_2 : az 1. és 2. behullás felfutó szakaszának karakterisztikus ideje.

Alapértelmezett érték: Nincs, mivel én implementáltam ezt a függvényt az OMEGA forráskódjában. Azonban Spitoni et al. (2021) szerint σ_2/σ_1 3 és 10 között változik, $(\sigma_2 + \sigma_1)$ értéke a Nap környezetében $(47,1 \pm 3,4) \text{ M}_\odot/\text{pc}^2$ (McKee et al. (2015)); $t_{1,\text{max}} = 0$ év; $t_{2,\text{max}} \in (3, 5)$ Mrd év; $\tau_1 \in (0,1, 0,5)$ Mrd év; $\tau_2 \in (4, 11)$ Mrd év; $\tau'_{1,2}$ pedig nem szerepelt, hiszen ezt ebben a munkában vezettem be szabad paraméterként. Azért nem egzakt számértékeket, hanem tartományokat tüntettem fel, mert a szerző 3 radiális zónát alkalmazó modellt használt, ami más értékeket adott az egyes zónákban. Az OMEGA+ ezeket a zónákat összemosza, azonban akkor konzisztens Spitoni et al. (2021) modelljével, ha az egyes tartományokon belül maradnak a paraméterek.

- b) Csillagkeletkezési hatékonyság és csillagkeletkezési időskála:** A gáz tömege és az éppen születő csillagok tömege közötti arányossági tényezőt szabályozzák, azaz $\dot{M}_*(t) = \frac{\varepsilon_*}{\tau_*} M_{\text{gáz}}(t)$, ahol ε_* a csillagkeletkezési hatékonyság, τ_* pedig a csillagkeletkezési időskála. Ez az összefüggés a Schmidt–Kennicutt-törvény speciális esete.

Alapértelmezett érték: Csillagkeletkezési hatékonyság: $\varepsilon_* = 0,1$;
Csillagkeletkezési időskála: $\tau_* = 0,1 \cdot t_{\text{dyn}}$, a dinamikai időskála tizede.

- c) Kifúvás hatékonysága (mass-loading factor):** a 6. képlet szerint az η , a kifúvás hatékonyságát jellemző tényező adja meg az arányosságot a kifújt tömeg és a születő csillagok tömege között.

Alapértelmezett érték: $\eta = 1,0$.

- d) Ia típusú szupernóvákra jellemző paraméterek:**

- Sn Ia ráta: megadja, hogy az SSP-ben keletkezett csillagok tömegének hanyadrészből lesz Sn Ia.

Alapértelmezett érték: Sn Ia ráta = 0,001.

- A késleltetési függvény: annak az időtartamnak a valószínűségi eloszlása, amennyivel a fehér törpe létrejötté után robban fel a szupernóva.

Alapértelmezett függvény: A Maoz et al. (2012) által alkalmazott hatványfüggvény.

- Exponenciális lecsengés karakterisztikus ideje: Ha a késleltetési függvény $\sim e^{-t/\tau}$ alakú – mint amit később használtam – τ értéke szabad paraméter:

Alapértelmezett érték: Wiersma et al. (2009) alapján 2 Mrd év.

- e) IMF:**

- Az IMF függvényének típusa: Salpeter (1955b), Kroupa (1993), Chabrier (2003), vagy tetszőleges.

Alapértelmezett: Kroupa-féle IMF. Az 5. képletben megjelenő $\phi(m)dm$ kifejezése, azaz az, hogy hány darab csillag tömege esik m és $(m + dm)$ közé, a tömeg tartományától függő hatványfüggvény, és az alábbi alakban írható:

$$\phi(m)dm = n \cdot m^{-\alpha}, \begin{cases} n = 0,035; \alpha = 1,3 & \text{ha } m < 0,5 \text{ M}_\odot \\ n = 0,019; \alpha = 2,2 & \text{ha } 0,5 \text{ M}_\odot \leq m < 1 \text{ M}_\odot \\ n = 0,019; \alpha = 2,7 & \text{ha } 1 \text{ M}_\odot \leq m \end{cases} \quad (7)$$

- A nagytömegű csillagok alsó határa, azaz az a tömeg, amely felett a kód a nagytömegű, és II-es típusú szupernóvaként felrobbanó csillagokra jellemző elemtermelést használja.

Alapértelmezett érték: $8 \text{ M}_\odot$.

- A nagytömegű csillagok felső határa, azaz az a tömeg, amely felett a csillagok nem robbannak fel szupernóvaként.

Alapértelmezett érték: $30 M_{\odot}$.

f) Csillagok elemtermelése (yield): A csillagok elemtermelését megadó táblázatok döntő fontosságúak a szimuláció kimenetele szempontjából. Én az alapértelmezett táblázatokot nem váltottam át másra (habár a NuPyCEE könyvtára számos lehetőséget kínál), azonban bevezettem egy tetszőleges szorzófaktort a nagytömegű csillagokban termelt α -elemek mennyiségére. Ehhez az OMEGA „yield modifier list” nevű beépített függvényét használtam, azonban azt a saját kiegészítő kódommal értem el, hogy ezt a szorzót minden fémességű és tömegű csillagra alkalmazza, ne csak egyféle csillagra.

A kód által felhasznált további, a Tejútrendszerre ismertnek tekintett értékek:

- A galaxis jelenlegi sztelláris tömege ($stellar_mass_0$): $5,0 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ (Flynn et al. (2006a), Hammer et al. (2007), McMillan (2011)).
- A sötét anyag jelenlegi tömege (m_DM_0): $1,0 \cdot 10^{12} M_{\odot}$ (Xue et al. (2008), McMillan (2011), Wang et al. (2015)).

4.4. A modell bizonytalanságai

A modellezés során számos bizonytalanság okozhat hibát a végső kimenetben. Ezen bizonytalanságok (nem teljes) listája az alábbi:

a) A csillagmodellek pontatlansága

A nukleoszintézis csillagmodellek pontatlanságai nagyban befolyásolják azt, hogy mennyit termelnek az egyes izotópokból. Ezeket az elemtermelési táblázatokat a GCE modellek bemenetként használják a kémiai fejlődés leírásához, tehát minél pontosabb ismeretük perdöntő.

- Nukleáris asztrofizikai bizonytalanságok: A csillagokban zajló reakciók hatáske-resztszétét földi kísérletek alapján csupán extrapolálni lehet a csillagokban zajló körülményekre. A reakciók hatáske-resztszétének pontatlan ismerete okozza a legnagyobb bizonytalanságot a csillagmodellekben.
- Csillagszerkezeti bizonytalanságok: A csillagokban zajló bizonyos fizikai folyamatok ismerete (pl. a konvekció létrejöttének körülményei) szintén fontos ahhoz, hogy a fúziós reakciókat, valamint az ebből származó elemtermelést pontosan meghatározhassuk. Ezenfelül a csillagszerkezeti egyenleteket csak bizonyos egyszerűsítésekkel és numerikusan lehet megoldani, ami újabb pontatlanságok forrása lehet.
- Szupernóvamodellek bizonytalanságai: A szupernóvák robbanása aktívan kutatott terület, számos különböző modell létezik elemtermelésükre, amelyek eredményei nem teljesen egyeznek. Egyéb ismeretlen tényezők is befolyásolhatják ezek végeredményét (pl. a szülőcsillag forgási sebessége, mágneses tere).

- Nagytömegű csillagok végkifejlete: A legnagyobb tömegű csillagok életének végét nem ismerjük kellő pontossággal, ugyanis egyelőre kevés ilyen csillagot tudtunk megfigyelni. Több bizonyíték is van arra, hogy a legnagyobb tömegű csillagok nem robbannak fel szupernóvaként, hanem robbanás nélkül fekete lyukká roskadnak össze, és ekkor robbanásuk nem szennyezi be a csillagközi teret. A szupernóvakat okozó csillagok tömegtartományának határait nem ismerjük pontosan, ugyanis a felső határ a tömegvesztés, a konvekció, forgási sebesség, és a csillagok egyéb jellemzőinek függvénye. Ráadásul számos vizsgálat szerint az átmenet nem egy éles tömeghatárnál történik meg, hanem bizonyos, egymástól elváló tömegtartományokban jelentkezik a közvetlen összeomlás. Szerencsére az ilyen nagy tömegű csillagok ritkák (gondoljunk az IMF alakjára), ezért nem nagy mennyiségben járulnak hozzá a GCE-hez.

b) Egyszerűsítő feltevések a modellben

A galaktikus kémiai fejlődés csak nagy skálán képes visszakövetni a rendszer átlagos állapotát, ugyanis nem rendelkezünk elég információval a csillagok egyedi nyomkövetéséhez. Számos, a valósághoz képest egyszerűsített függvényt használ a kód, amelyek nem kellően pontosak (már csak az időbeli átlagok használata miatt sem). Ezenfelül a fő elvi közelítések az alábbiak:

- Homogenitás térben: Az OMEGA (a legtöbb GCE kóddal egyetemben) az anyag homogén eloszlását feltételezi a galaxisban, ami nyilvánvalóan nem igaz. Radiális függést vezethetünk be különböző zónák implementálásával, ám ez az OMEGA+-ban még nem került megvalósításra. Ezenfelül a radiális zónákban sem egyenletes az anyag eloszlása (gondoljunk a spirálkarokra).
- Események eloszlása időben: Az események időbeli eloszlását nem ismerjük, ezért megfelelő sztochaszticitást kell hozzájuk rendelni. A csillagok élettartama jól ismert, ám például az Sn Ia-k késleltetési ideje számos külső faktortól függ, amelyeket nem ismerhetünk. A sztochasztikus folyamatokra az OMEGA+ esetén megadhatunk egy valószínűségi eloszlásfüggvényt, ám az továbbra is csak egy statisztikai viselkedést képes jellemezni, és alakja nagyon bizonytalan.
- Csillagok kölcsönhatásának elhanyagolása: Az egyes csillagok közötti kinematikai kölcsönhatásoktól (pl. tömegátadás) a modell eltekint. Egyedül a neutroncsillagok összeolvadását kezeli, ami feltehetőleg a gyors neutronbefogásos folyamat fő helyszíne.

Összességében tehát mindenképp fenntartásokkal kell kezelni a modell által nyújtott eredményeket. Másrészt az ismeretlen alakú bemeneti függvények (pl. IMF) és a különböző értékek (pl. SFR) vizsgálhatóvá válnak, ha a kód eredményeit észlelési adatokhoz hasonlítjuk. Így a modell finomhangolható, a bemeneti értékek nagysága pedig korlátok közé szorítható.

5. Módszerek és eredmények

A fejezetben elsőként a legjobb illeszkedés eléréséhez szükséges módszereimet (az OMEGA+ forráskódjának módosítását és az illeszkedést jellemző ábrákat) mutatom be. A fejezet végén a saját fejlesztésekkel elért végső eredményeket is ismertetem, és diszkutálom az egyes bemeneti paraméterekre talált értékek létjogosultságát is.

5.1. Változtatások a forráskódban

Annak érdekében, hogy az észlelésekkel egyező eredményt kaphassak az OMEGA+ modell segítségével, néhány helyen módosítanom kellett a forráskódot.

5.1.1. A kettős behullású (*two-infall*) modell

A kettős behullás elmélete szerint két külön behullási epizód felelhet a haló és vastag korong, valamint a vékony korong csillagainak különböző életkoráért és összetételéért. Az OMEGA+ kódban az *exp_infall* paraméter szerkesztésével tetszőleges számú lecsengő exponenciális összegeként állíthatjuk elő az aktuális behullási rátát. A különböző k komponensekre, azaz gázbehullási epizódokra összegezve tehát a behullási rátát az alábbi képlet adja meg (11. ábra 'Eredeti' címkéjű görbéje):

$$\dot{M}(t) = \sum_k \dot{M}_{0,k} e^{-(t-t_{\max,k})} \quad (8)$$

Azonban ez a függvény az olyan behullási komponensekre is monoton csökkenő a galaxis egész élettartama alatt, amelyeknek maximuma $t_{\max} \neq 0$ -ban van. Tehát $t_{\max}$ pusztán azt adja meg, hogy az adott komponens behullási rátája mikor egyezik meg $\dot{M}_{0,k}$ -val, de a korábbi időpillanatokban még nagyobb járulékot ad. A kettős behullás elmélete szerint $t_{\max}$ azt az időpontot adja meg, amikor maximális az adott komponens behullási rátája, ezáltal időben elkülönülnek a gázbehullási epizódok, de ezt a fenti egyenlet nem teljesíti. Ezért szükséges egy abszolútérték bevezetése az exponenciális kitevőjében, vagy lépcsőfüggvénnyel való szorzás.

A kettős behullás leggyakrabban alkalmazott függvényalakja a lépcsőfüggvényt használja, az alábbiak szerint Spitoni et al. (2021) alapján (a 11. ábra, 'Klasszikus dupla behullás' címkéjű görbéje):

$$\dot{\sigma}(t) = \dot{\sigma}_{1,0} e^{-t/\tau_1} + \theta(t - t_{\max}) \cdot \dot{\sigma}_{2,0} e^{-(t-t_{\max})/\tau_2}, \quad (9)$$

ahol $\dot{\sigma} = \dot{M}_{\text{be}}/A$, a felületi tömegsűrűség változása a behullás miatt, $\theta(t - t_{\max})$ pedig a Heaviside-féle lépcsőfüggvény, amely 0, ha $t < t_{\max}$, és 1, ha $t \geq t_{\max}$, amelynek köszönhetően a második komponens csak $t \geq t_{\max}$ esetén jelenik meg.

Az $\dot{M}$ behullási rátáról a $\dot{\sigma}$ felületi tömegsűrűség-változásra való áttérés azért indokolt, mert ez a sűrűség változhat a galaktocentrikus távolság függvényében. Az OMEGA+ nem képes radiális függés vizsgálatára, így a kód fejlődési szempontjából az áttérésnek nem lenne jelentősége. Viszont észlelésekkel csak a Nap környezetében lévő lokális σ mérhető, így a továbbiakban ezt a mennyiséget használom.

A k . behullási epizód normálási faktora ($\dot{\sigma}_{k,0}$) kiszámolható a Tejútrendszer ma ($t = t_G$ -ben) megfigyelhető felszíni tömegsűrűségéből:

$$\begin{aligned}\sigma_k(t) &= \int_0^t \dot{\sigma}_k(t') dt' = \int_0^t \dot{\sigma}_{k,0} e^{-t'/\tau_k} dt' = \dot{\sigma}_{k,0} \left[-\tau_k e^{-t'/\tau_k} \right]_0^t = \dot{\sigma}_{k,0} \tau_k (1 - e^{-t/\tau_k}) \\ \longrightarrow \dot{\sigma}_{k,0} &= \frac{\sigma_k(t)}{\tau_k (1 - e^{-t/\tau_k})} = \frac{\sigma_k(t_G)}{\tau_k (1 - e^{-t_G/\tau_k})},\end{aligned}\quad (10)$$

ahol $\sigma_k(t_G)$ a k . behullási epizód által okozott mai felületi tömegsűrűséget jelöli. Mértéke azonban nem lehet a különböző komponensek járulékát, csupán azok összegét, azaz a $\sigma(t_G) = \sigma_1(t_G) + \sigma_2(t_G)$ mennyiséget. Szabad paraméter marad így a modellben a két komponens tömegsűrűségének aránya, azaz σ_2/σ_1 . Ezzel $\sigma_2 = \sigma/(1+\sigma_2/\sigma_1)$ és $\sigma_1 = \sigma - \sigma_2$.

A lépcsőfüggvénnyel való szorzás azt eredményezi, hogy minden behullási komponens hirtelen, egy időlépés alatt lép érvénybe, pillanatszerűen a maximális intenzitással. Ennél realisztikusabb, ha mindegyikhez hozzáadunk egy olyan függvényt, ami egy gyors felfutással indítja a komponensét, a lecsengés τ -jánál rövidebb τ' karakterisztikus idővel. Így a komponensek összege az alábbiak szerint módosul (a 11. ábra, 'Dupla behullás felfutással' címkéjű görbéje):

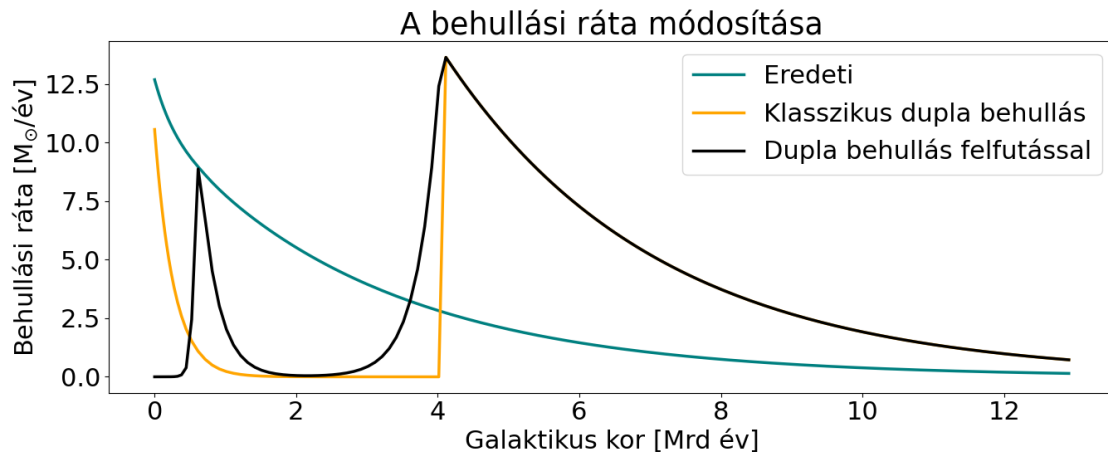
$$\dot{\sigma}(t) = \sum_{k=1,2} \dot{\sigma}_{k,0} \left[\theta(t_{\max,k} - t) e^{(t_{\max,k} - t)/\tau'} + \theta(t - t_{\max,k}) e^{(t - t_{\max,k})/\tau} \right] \quad (11)$$

Az exponenciális felfutás érvényesülése érdekében a legelső gázbehullás maximumát is eltoltam a 0-ból, azaz $t_{\max,1} > 0$. Azt tapasztaltam, hogy ez az eltolás szükséges is ahhoz, hogy az APOGEE adatok által szolgáltatott elemgyakoriságok mintázatát reprodukálhassam.

A végső, általam használt alak így a 11. egyenlet volt, ahol $k = 1; 2$ a két behullási epizódra (11. ábra, 'Dupla behullás felfutással' címkéje). Összességében tehát az alábbi változtatásokat végeztem el az OMEGA+ forráskódjában a kettős behullás alakjára az eredeti változathoz képest (a változtatások hatása a behullási rátára a 11. ábrán követhető):

- Az egyes komponensek normálási faktorát a 10. egyenlet segítségével a mai felületi tömegsűrűség alapján számolja ki a kód.
- A lépcsőfüggvény bevezetésével minden komponens csak $t_{\max}$ időpillanatában lép érvénybe, onnantól kezdve pedig exponenciálisan csökken.
- A komponensekhez hozzáadtam egy felfutó ágat, ami egy gyors exponenciális felfutást eredményez, valamint az első gázbehullási epizód maximumát is eltoltam a 0-hoz képest.

A behullási függvény ilyen módon történő változtatása szükséges volt ahhoz, hogy az α -fémesség ábrákon (ld. a 4., majd a 15. ábrát) a modell által leírt görbe időben vissza tudjon fordulni, és hurkot vessen. Eddig az OMEGA+ erre nem volt képes, de ezen módosítások segítségével az észlelésekben tapasztalt mintázat elérhetővé vált a modell számára is. A jelenség magyarázatát az 5.2. alfejezet mutatja be.



11. ábra. A behullási ráta függvényének változtatása. Az 'Eredeti' címkével ellátott függvény a 8., a 'Klasszikus dupla behullás' a 9., míg a 'Dupla behullás felfutással' a 11. egyenlet szerinti függvényalakot ábrázolja.

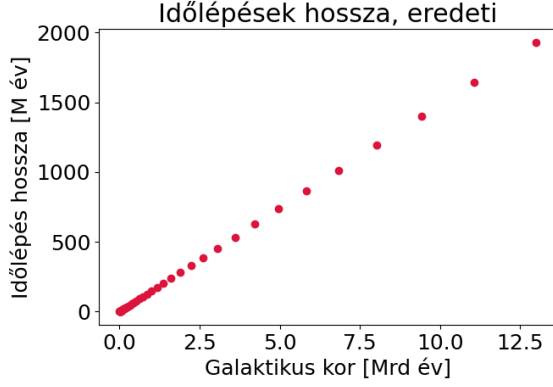
5.1.2. Időlépések

A kód numerikus lépéseket tesz, ezért az időbeli felbontás kellően finom felbontása kritikus annak érdekében, hogy kielégítően pontosan követhessük a galaxis fejlődését. Ha azonban túl kicsi időtartamokra osztjuk fel, a szimuláció nagyon sokáig fut, valamint a statisztikai eloszlások (pl. az időlépésben keletkezett csillagok száma) is csak nagyobb léptéken működnek, túl kicsi időlépések esetén pedig a függvények nem lesznek elég „simák”.

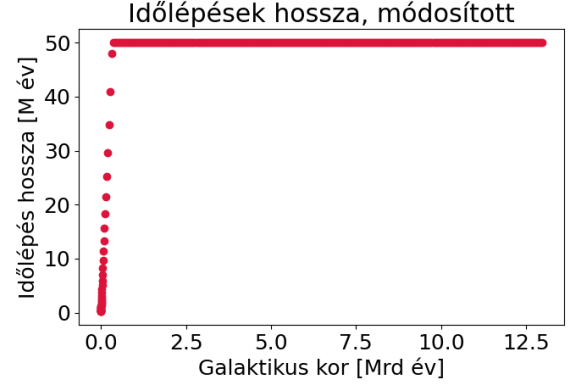
Az OMEGA+ alapértelmezett időlépése logaritmikus eloszlást követ: a szimuláció elején az időintervallumok nagyon sűrűn, míg a végén már akár több, mint egymilliárd év különbséggel követik egymást – alapértelmezett beállítások esetén a legelső, egyben legrövidebb időlépés 0,18 millió év, míg a legutolsó 2 milliárd év hosszú. A galaktikus kor függvényében az időlépések hossza így egy egyenesre esik, ám eloszlása egyre ritkább, amint az a 12. ábrán is látható. Ez a logaritmikus felosztás azért indokolt, mert a szimuláció elején valóban sokkal rövidebb időskálán történnek a változások, mint a mai korban.

A logaritmikus eloszlás olyan problémáknál működik megfelelően, amikor a vizsgált mennyiségek nem változnak sokat a szimuláció utolsó felében. A kettős behullás alkalmazásával azonban ez nem igaz, sőt a szimuláció által adott görbe útját az α -fémesség diagramon kiemelten befolyásolja, ha nem elég kicsi az időlépés hossza.

Az OMEGA+-ban a másik beállítási lehetőség az időlépések hosszára a konstans. Azonban a szimuláció elején mindenképp szükséges a 0,1 millió év nagyságrendű felbontás, de ezt a sűrű felosztást időben költséges és felesleges fenntartani a szimuláció végéig. Ezért lehetővé tettem, hogy a számítások elején logaritmikusan ossza fel a kód az időlépéseket, majd egy bizonyos időbeli lépéshosszot elérve konstanssá váljon (ld. 13. ábra). A konstans plató értékére 50 millió évnél nem szükséges kisebb érték, ugyanis a görbe alakja ennél 2-3-szor nagyobb felbontásnál sem változik. A kód futási ideje nagyjából 20 másodpercről 5 percre nő ezen felosztással, tehát még ilyen lépésközzel sem túl időigényes a modell futtatása.



12. ábra. Az időlépések hossza a galaktikus kor függvényében az eredeti, logaritmikus felosztás szerint.

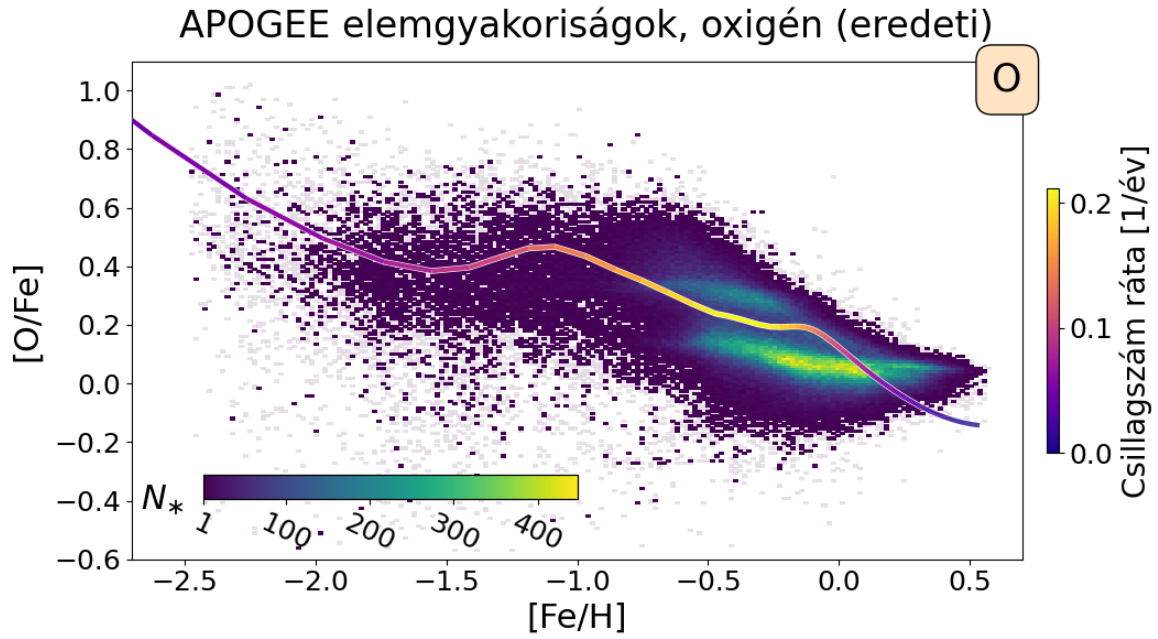


13. ábra. Az időlépések hossza a galaktikus kor függvényében a módosított felosztás szerint.

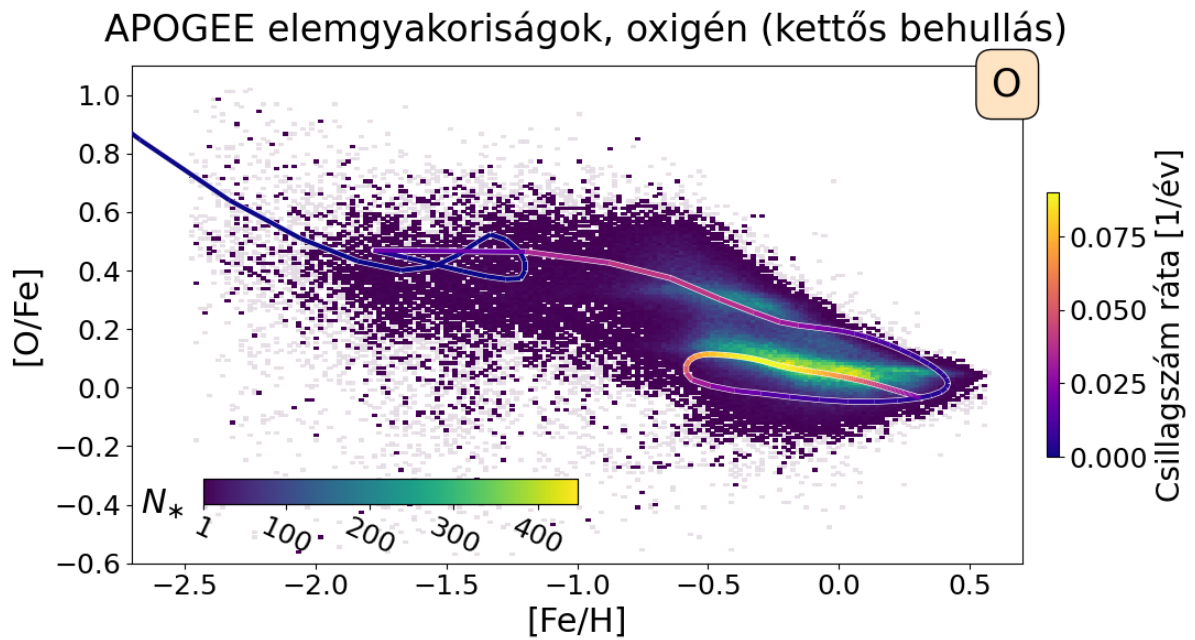
5.2. A görbe alakjának magyarázata

A munkám célja az volt, hogy az APOGEE észlelésekhez hasonlítsam az OMEGA+ eredményét, és az észlelések segítségével finomhangoljam a modellt. Mint a bevezetésben is olvasható, ezt az összehasonlítást azért lehet közvetlenül elvégezni, mert a csillagok a születésükori gáz összetételét őrzi, ennek változása spektrumukban jóformán elhanyagolható. Tehát az α -fémesség ábrákon egyszerre mutatható be az észlelt csillagok elemgyakoriságainak eloszlása és a modell futtatásának eredménye, mert ugyanazt mutatják be: a csillagközi gáz összetételét különböző időpillanatokban.

Az észlelések és az OMEGA+ által adott eredeti görbe eredménye a 14. ábrán látható. Ez a görbe a végső, hangolt bemeneti paraméterekkel állt elő, azonban a kettős behullás a módosítás előtti alakot ölti, mint a 11. ábrán az 'Eredeti' címkéjű görbe, azaz nincs két jól elkülöníthető behullási epizód. Látható, hogy ez a 14. ábrán a fémesség függvényében egyértékű görbét eredményez, így nem képes egyszerre magyarázni a vastag és vékony korong ágait. A görbe színezése azzal arányos, hogy hány csillag keletkezett időegységenként az evolúció adott időpillanatában. Tehát a görbe színezésének megfelelő mennyiség ott kell elérjen nagy értéket, ahol az észlelések is sok csillagot mutatnak. A kettős behullás megfelelő kezelésével a görbe a 15. ábra szerint visszafordul, és időben egymás után képes megmagyarázni a két ágat az észlelésekben.



14. ábra. Az APOGEE elemgyakoriságainak eloszlása az α -fémesség ábrán, valamint az OMEGA+ által számolt görbe (a kettős behullás finomítása előtt). A görbe színezése az időegység alatt keletkezett csillagok számával arányos.

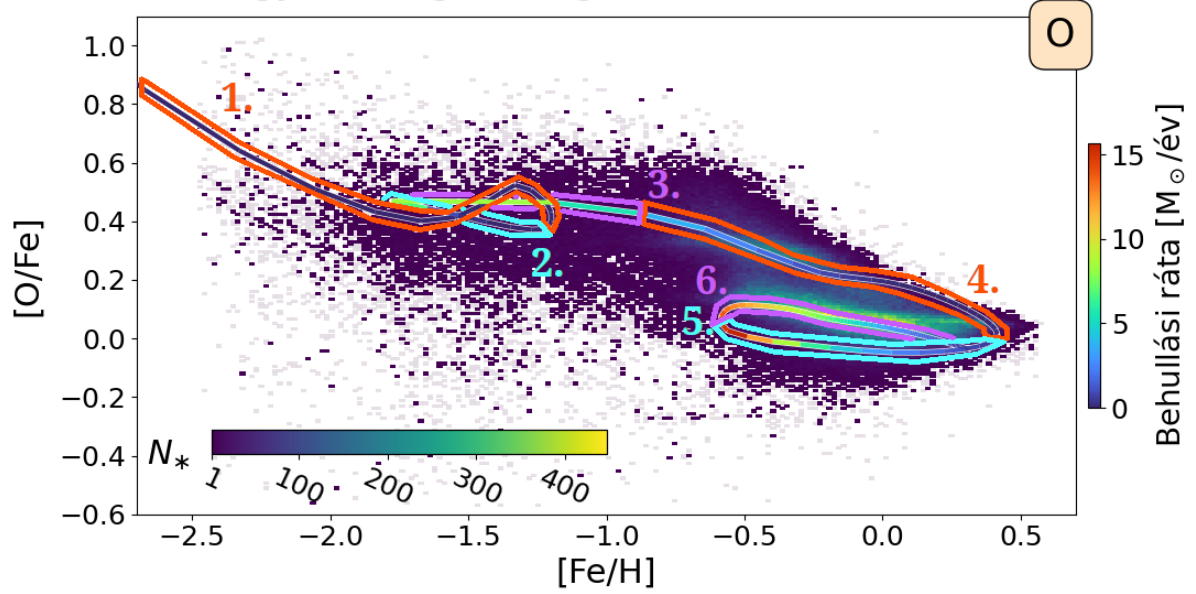


15. ábra. Mint a 14. ábra, de a kettős behullás finomítása után.

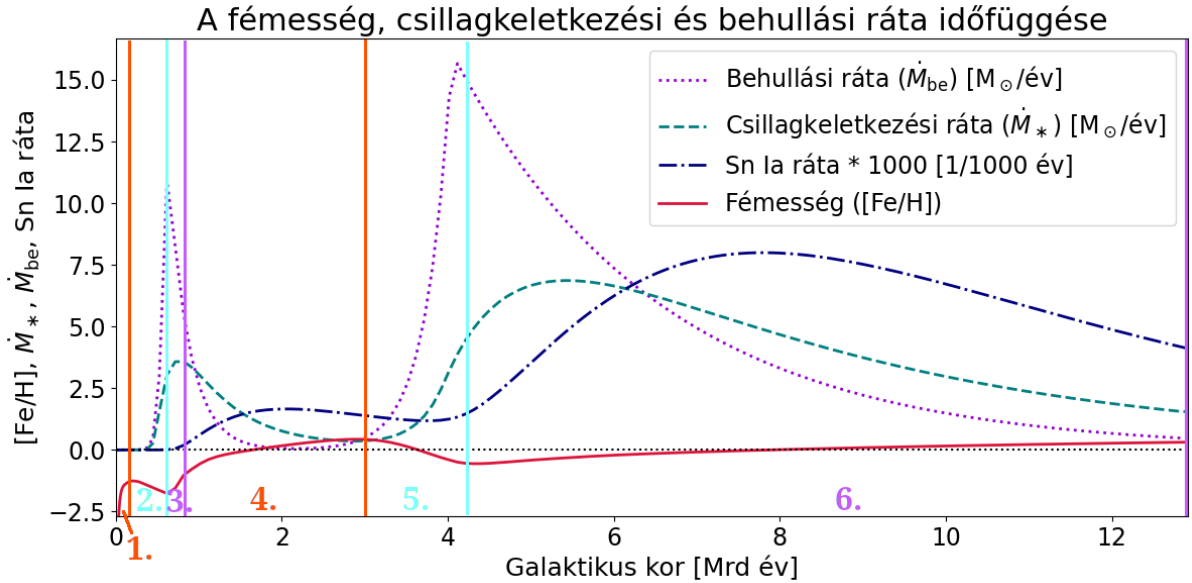
A görbe alakjának magyarázatára szolgál a 16. ábra. Itt a görbe színezése nem a keletkezett csillagok számával, hanem a gázbehullás mennyiségével áll összefüggésben. Ezenfelül párhuzamosan a behullási, csillagkeletkezési, Sn Ia rátát és a fémességet követhetjük a 17. ábrán. A görbén bejelölt és számozott szakaszok alakjának kvalitatív magyarázata az alábbi (érdeemes egyszerre a 17. ábrát is vizsgálni):

1. A szimuláció elején az α -elemek aránya nagyobb, mint a vasé, ugyanis kevés nagytömegű csillag szinte hirtelen szennyezi be a galaxist α -elemmel. A szakasz végén látható emelkedés annak köszönhető, hogy a második generációs, fémekben gazdagabb csillagok több oxigént termelnek, mint a fémszegényebbek (az elemtermelésekre vonatkozó módosításaim után az eltérés még nagyobb).
2. Megindul az első gázbehullás, ezáltal hirtelen megnő a hidrogén mennyisége, tehát a $[\text{Fe}/\text{H}]$ csökken.
3. Az első behullásból létrejött nagytömegű csillagok elkezdnek II-es típusú szupernóvaként felrobbanni. A $[\text{Fe}/\text{H}]$ elkezd nőni, mert a szupernóvak vasat is termelnek. Ugyan a II-es típusú szupernóvak kevésbé intenzíven termelik a vasat, mint az Ia típusúak, a galaxis tömege ebben az időben még kicsi a maihoz képest, és viszonylag sokat jelent a II-es típusú szupernóvak vaskibocsátása is a jelenlevő hidrogénhez képest. Az $[\text{O}/\text{Fe}]$ érték nem változik, a nagytömegű csillagok kibocsátására ez az arány állandó.
4. A $[\text{Fe}/\text{H}]$ továbbra is nő, de az $[\text{O}/\text{Fe}]$ látványosan elkezd csökkenni. Ez arra enged következtetni, hogy a vas mennyisége nő, de nem a nagytömegű csillagok miatt, hiszen akkor az $[\text{O}/\text{Fe}]$ továbbra is állandó maradna. Valójában ekkor kezdenek megjelenni az első Ia típusú szupernóvak.
5. A görbe látványosan visszafordul. A második gázbehullás felfutó szakasza elindul és tetőzik a behullási ráta. Nagy mennyiségű hidrogén rövid idő alatt érkezik a rendszerbe, így a $[\text{Fe}/\text{H}]$ radikálisan lecsökken, miközben az $[\text{O}/\text{Fe}]$ nem képes érdemben változni. *A visszafordulást valójában a csillagok keletkezésének szinte teljes leállása, majd a behullási ráta hirtelen növekedése képes okozni. A csillagkeletkezés radikális lecsökkenésére már Gratton et al. (2000), Fuhrmann (1998) és Chiappini et al. (2001) is utalt.*
6. A görbe emelkedése $[\text{O}/\text{Fe}]$ -ben a friss gázanyagból kialakuló sok nagytömegű csillagnak köszönhető. Ezután azonban az $[\text{O}/\text{Fe}]$ enyhe csökkenésbe kezd, miközben a $[\text{Fe}/\text{H}]$ folyamatosan nő – ez az egyre növekvő számú Sn Ia-k vastermelésének köszönhető.

APOGEE elemgyakoriságok, oxigén; OMEGA+ a behullási rátával



16. ábra. Mint a 15. ábra, de a görbe színezése a behullási rátával arányos. A fenti felsorolásban található magyarázat az egyes, számmal bejelölt szakaszok jelentésére.



17. ábra. A 16. görbe alakját magyarázó mennyiségek az idő függvényében: a behullási ráta, a csillagkeletkezési ráta, az Sn Ia ráta (1000-el szorozva) és a fémesség. A számozott tartományok megfelelnek a 16. ábrán bemutatott tartományok.

Munkám során a hat vizsgált α -elemre a 15. ábrához hasonlókat állítottam elő az OMEGA+ futtatásával. Céлом a paraméterek finomhangolása volt annak érdekében, hogy a fenti ábrákon minél jobb illeszkedést mutasson a görbe az észlelésekre, miközben más, szigorú kritériumoknak is megfelel a szimuláció.

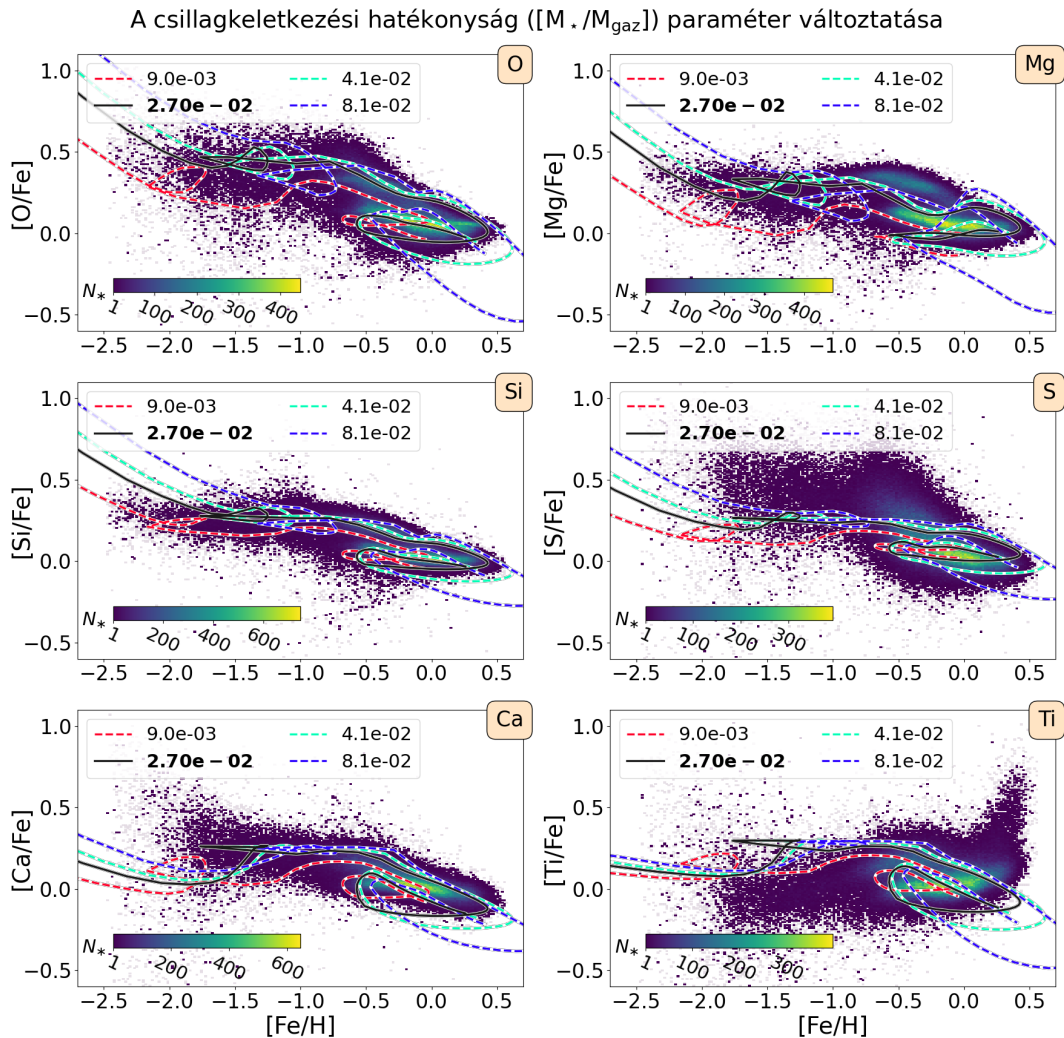
5.3. A bemeneti paraméterek hatásának vizsgálata

A 15. ábrán, valamint később a 25. ábrán is látható, az APOGEE észlelésekre illeszkedő megoldást a 4.3. alfejezetben bemutatott bemeneti paraméterek hangolásával értem el. Ezek a paraméterek eltérő mértékben és különbözőképpen befolyásolták a görbe alakját, valamint arra is ügyelni kellett, hogy a galaxis globális állapotának is megfeleljenek az egyes mérhető értékek (ld. 5.6, 5.7. alfejezeteket).

Alább bemutatom azt a három legfontosabb paramétert, amelyeknek változtatása a legnagyobb mértékben befolyásolta a görbe alakját, majd ezeket különálló ábrákon szemléltetem. Ezek után azt is ismertetem, hogy miért szükséges mesterségesen megemelni bizonyos elemek csillagok által termelt mennyiségét. A paraméterek végső értékét és a többi paraméter változtatásának kvalitatív hatását az 5.8. alfejezetben mutatom be, összefoglalóan indokolva, hogy miért a választott értékeknél állapodtam meg a legjobb illeszkedés esetén.

5.3.1. A csillagkeletkezési hatékonyság

A csillagkeletkezési hatékonyság (SFE) változtatásával elért különböző görbéket az α -fémesség diagramokon a 18. ábra mutatja be.



18. ábra. Az SFE változtatásának hatása az α – fémesség görbére. Az ábramagyarázatban található értékek a görbékhez használt SFE-t jelölik. Ezek értéke a legjobb illeszkedéshez használt 0,027, annak 1/3-a, 1,5-szerese és 3-szorosa.

Látható, hogy a csillagkeletkezési hatékonyság kicsi növelésével is a görbe jelentősen jobbra tolódik. Ez azzal magyarázható, hogy nagyobb hatékonyság esetén már kevesebb csillagközi gázból (amit főképp H alkot) is képesek létrejönni a csillagok. Ennek köszönhetően a galaxis hidrogénmennyiségét sokkal hatékonyabban zárják el a csillagok, tehát a $[\text{Fe}/\text{H}]$ valóban nőni fog.

Másrészt a görbe által leírt hurkok nagysága is egyre nő a hatékonyság növelésével. Ez szintén azzal magyarázható, hogy ha H hullik be a galaxisba, akkor sokkal gyorsabban és több csillag fog keletkezni. Az $[\alpha_i/\text{Fe}]$ azért csökken le az észlelt értékek alá a második behullás előtt, mert jelentősen nagyobb mennyiségű α -elemet termel a több nagytömegű csillag, mire az Sn Ia-k képesek vassal gazdagítani a csillagközi teret. Viszont amikor az Sn Ia-k elkezdenek aktiválódni, jóval meredekebb emelkedést láthatunk az $[\alpha_i/\text{Fe}]$ -ben, ugyanis az Sn Ia-kból is sokkal több jön létre, mint kisebb csillagkeletkezési hatékonyság esetén.

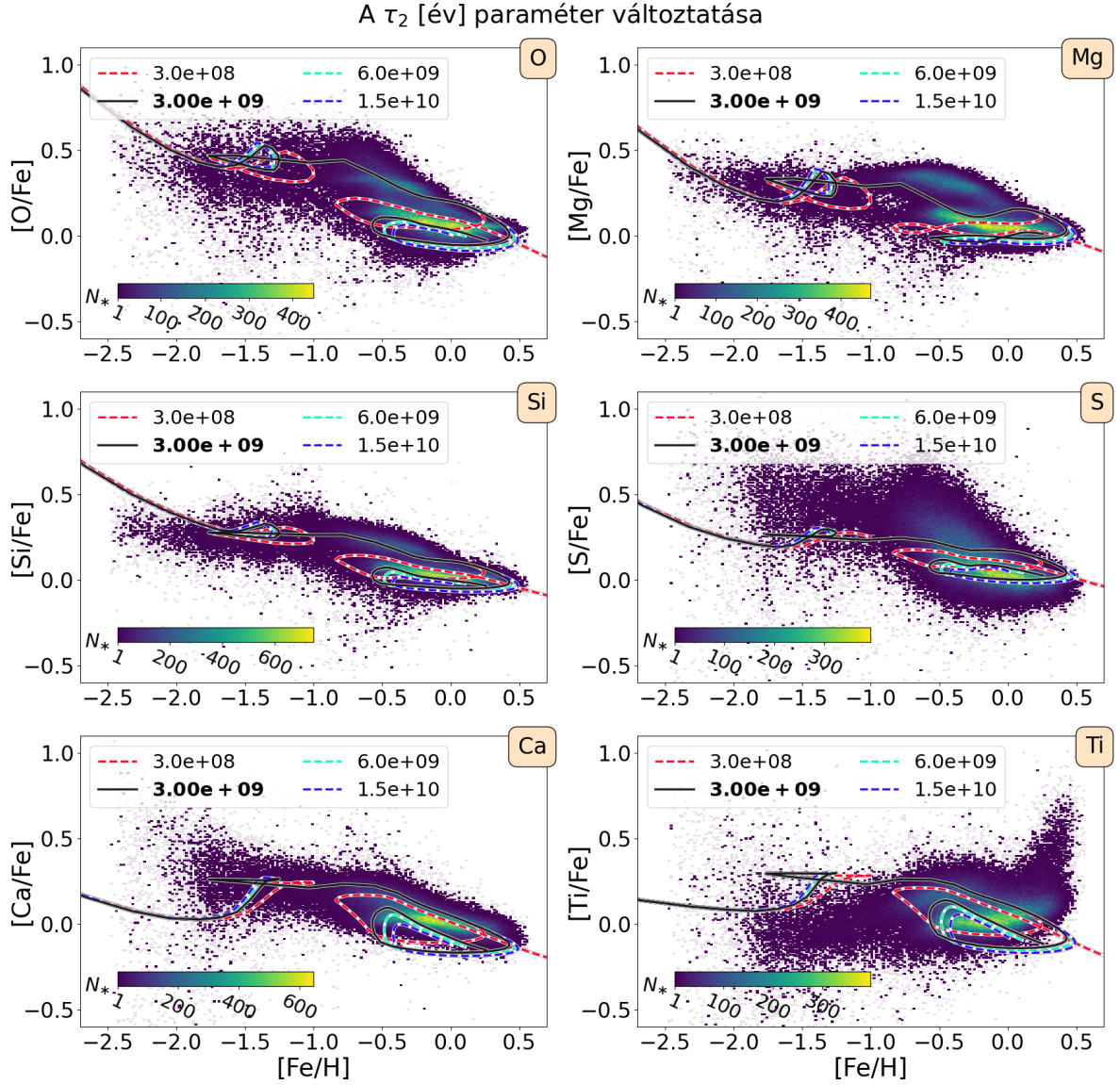
Mivel a görbe ennyire érzékeny az SFE-re, a többi paraméter rögzítése mellett nagyon pontosan meg lehet határozni értékét. Másrészt a paraméter nagyban befolyásolja a mai csillagokba zárt és gázban jelenlevő tömeg arányát, mint azt a 26. ábrán be fogom mutatni.

5.3.2. A második behullás karakterisztikus ideje

A második behullás karakterisztikus idejének (τ_2) változtatásával elért különböző görbék az α -fémesség diagramokon a 19. ábra mutatja be. A karakterisztikus idő növelésével a második behullás során leírt hurok egyre kisebb, és egyre kevésbé lesz képes kis fémességértékeket elérni. Ez azért tapasztalható, mert rövid karakterisztikus idő esetén hamar nagyon sok csillag keletkezik a nagy mennyiségű behulló gázból, amelyek hirtelen sok hidrogént zárnak el, a nagytömegű csillagok pedig vasat termelnek, tehát a $[\text{Fe}/\text{H}]$ meredekebben képes lecsökkenni, mint nagyobb τ_2 esetén.

Emellett rövidebb karakterisztikus idő esetén a fémesség képes jelentősen túlnyúlni az észleléseken a szimuláció végén. Mivel hirtelen sok kistömegű csillag is keletkezett, azoknak több idejük van arra, hogy Sn Ia-vá váljanak, így a szimuláció végén a ma észleltnél sokkal több Sn Ia lesz, amelyek a $[\text{Fe}/\text{H}]$ értékét valóban az észlelteket fölé emelik.

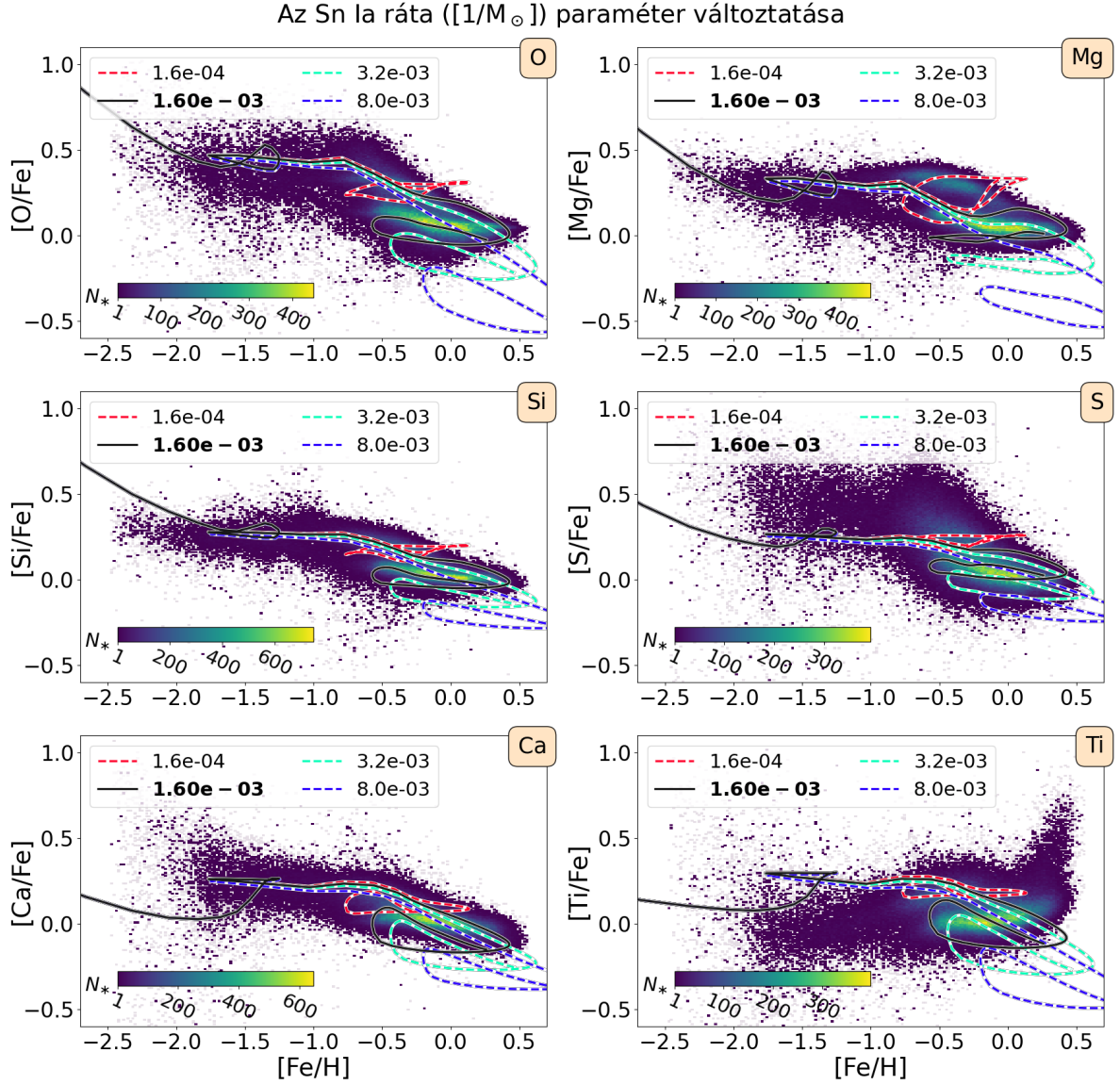
A második behullást jellemző idő változtatásával látható, hogy az első behullás során leírt hurok is módosul. Ez azért tapasztalható, mert az 5.1.1. fejezetben leírtak szerint a mai felületi tömegsűrűség állandó – tehát ha csökkentjük a második behullás hozzájárulását, szükségképp azt az első behullásból fogja kiegészíteni a modell a számítás során.



19. ábra. A τ_2 változtatásának hatása az α – fémesség görbére. Az ábramagyarázatban található értékek a görbékhez használt τ_2 -t jelölik. Ezek érték a legjobb illeszkedéshez használt 3 Mrd év, annak 1/10-e, 2-szerese és 5-szöröse.

5.3.3. Az Sn Ia ráta

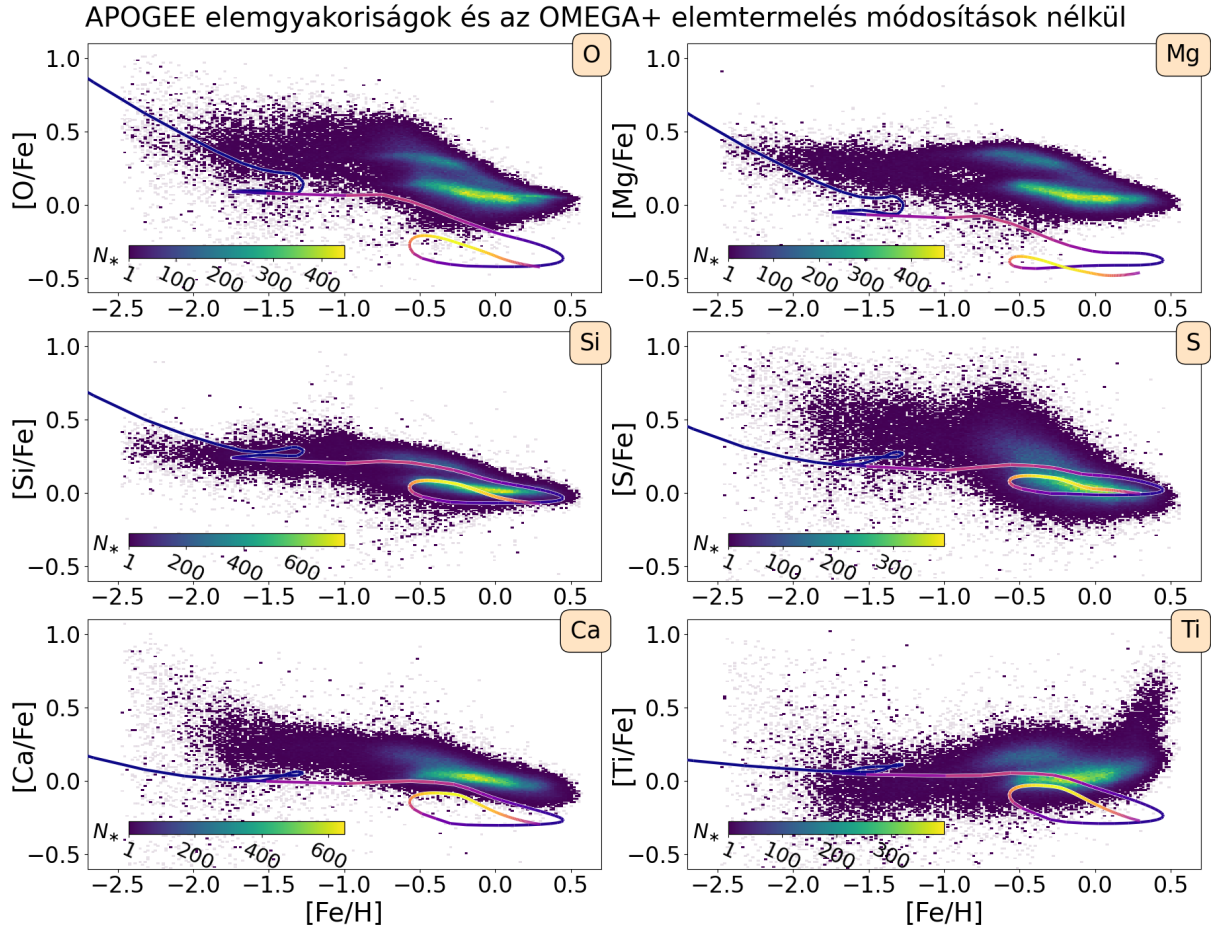
Az Ia típusú szupernóvák rátájának (Sn Ia ráta) változtatásával nyert különböző görbéket az α -fémesség diagramokon a 20. ábra mutatja be. Látható, hogy az Sn Ia ráta növelésével a görbe jobbra lefelé tolódik el. Ez annak köszönhető, hogy az Sn Ia-k vasat termelnek, ami növeli a $[\text{Fe}/\text{H}]$, míg csökkenti az $[\alpha_i/\text{Fe}]$ értékét. Ezenfelül a ráta növelésével a második behullás esetén tapasztaltnál meredekebben emelkedik a görbe – ugyanúgy, mint a csillagkeletkezési hatékonyság növelésénél. Ez azzal magyarázható, hogy a behullás idején sokkal több Sn Ia robbanást tapasztalhatunk.



20. ábra. Az Sn Ia ráta változtatásának hatása az α – fémesség görbére. Az ábramagyarázatban található értékek a görbékhez használt Sn Ia rátát jelölik. Ezek értéke a legjobb illeszkedéshez használt 0,0016, annak 1/10-e, 2-szerese és 5-szöröse.

5.3.4. Az elemtermelési mennyiség változtatása

Azt, hogy milyen lenne a kód kimenete az elemtermelési mennyiségek módosítása nélkül, a 21. ábra szemlélteti. Látható, hogy az O, Mg, Ca és Ti mennyiségének mesterséges növelése nélkül valóban nem lennének képesek a görbék elérni az észlelt eloszlást. Az 5.8. fejezetben leírtak szerint a görbe illeszkedése érdekében az O és Mg esetén 2,3-szeres, a Ca esetén 1,6-szeres, míg a Ti-ra 1,5-szeres szorzót kellett alkalmaznom.



21. ábra. Az α -fémesség ábrák az elemtermelési mennyiség változtatása nélkül.

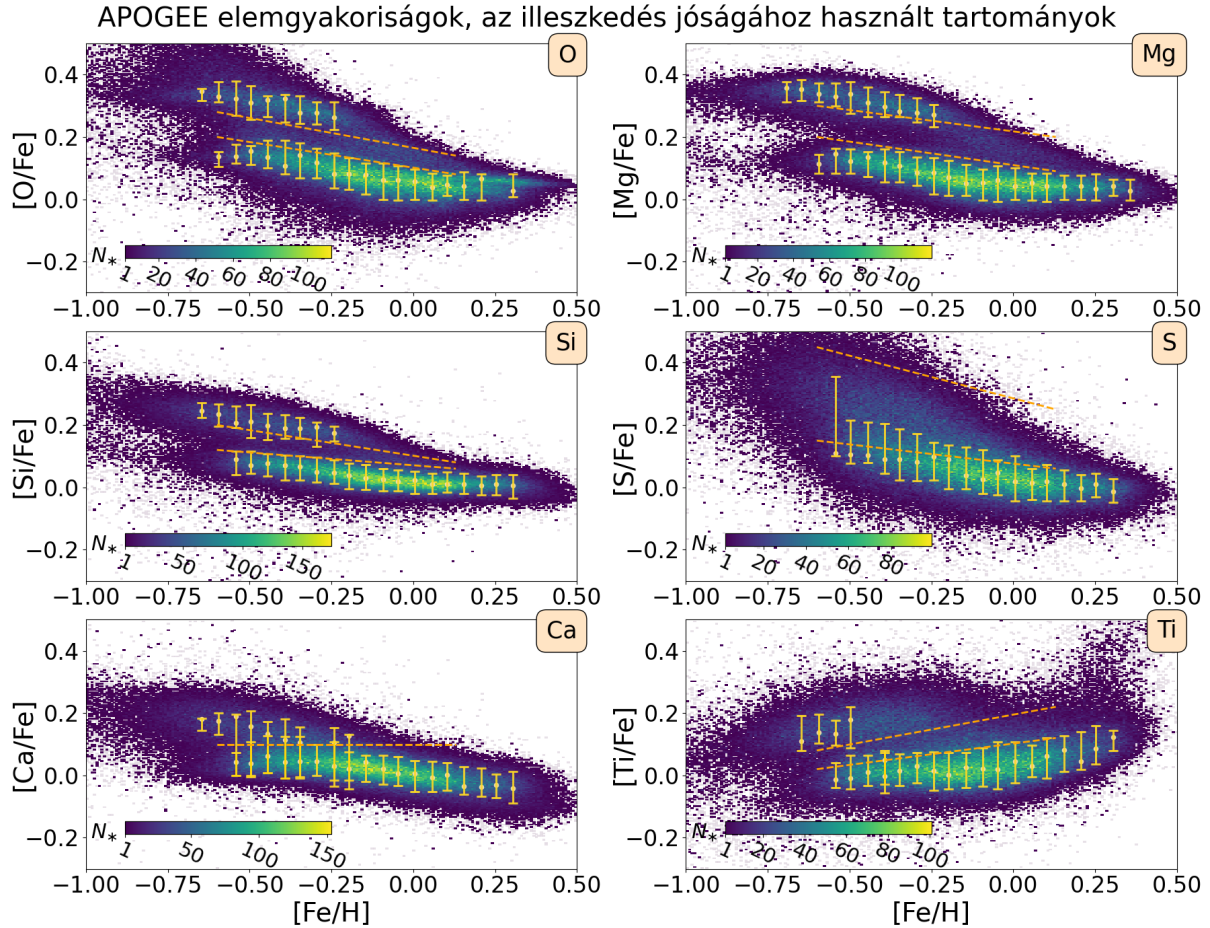
5.4. Az illeszkedés jósága

Annak érdekében, hogy az α -fémesség diagramokon az APOGEE adatokra való illeszkedés jóságát kvantitatívan is tudjam jellemezni, különböző számításokat kellett végezni. Az APOGEE adatok ugyanis nem egy görbét, hanem egy eloszlást követnek, amelynek két ága az $[X/Fe] - [Fe/H]$ ábrákon nem egyértékű összefüggést mutat. Az OMEGA eredménye sem egyértékű ezen a síkon, éppen a vizsgálni kívánt, kettős behullás okozta visszafordulás miatt.

A vizsgálathoz a fémességet egyenletesen, $\Delta [Fe/H] = 0,05$ lépésközzel mintavételeztem. A vizsgált tartomány a $[Fe/H] \in [-0,75; 0,45]$ volt, ami a vastag és vékony korong ágait lefedi. Ezen fémességeknél az észlelések és a modell görbéjének elemgyakoriságait összehasonlítva, külön a két korong ágára, kaphatunk egy, az illeszkedést jellemző mérőszámot.

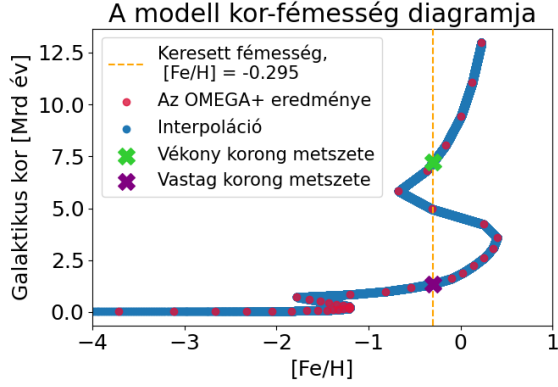
Az APOGEE észlelésekben tehát ki kellett jelölnöm, hogy a vizsgált fémességeknél mekkora $[X/Fe]$ értéknél található a csillagok számának maximuma. Ez azért nem bizonyult triviális feladatnak, mert a kétdimenziós hisztogramban a kiválasztott fémességérték által kijelölt oszlopban a két korongkomponens ága két maximumot jelöl ki. Azonban az oszlopnak általában nem csak ott van lokális maximuma, ahol az ágak maximumot mutatnak, mivel a csillagok számának eloszlása nem monoton változik, hanem fluktuál. Ezért manuálisan ki kellett vágnom a keresésből a két ág közötti tartományt, amint az a 22. ábrán látható, narancssárga szaggatott szakaszokkal. A felső vonal feletti tartomány ma-

ximális értéke adta meg a vastag koronghoz tartozó maximumot, míg az alsó vonal alatti a vékony korongét. A pontot csak akkor fogadtam el, ha a cellában lévő csillagok száma legalább a 0,2-szerese az adott elemre mért legnagyobb csillagszámnak. Ezen kritériumok önkényesek, tehát a tartományok és felosztás változtatása esetén felül kell vizsgálni, az általam használt esetben azonban megfelelően adja vissza a kívánt maximumokat, mint a 22. ábrán is látható.

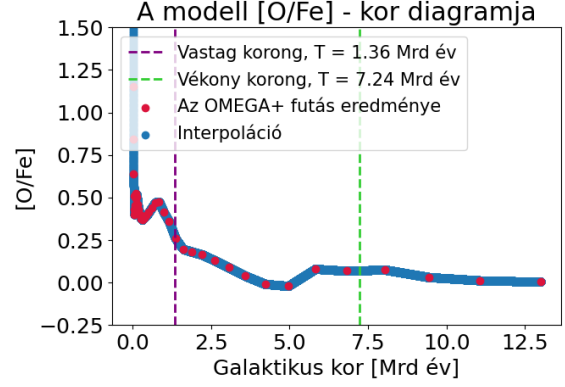


22. ábra. Az észlelések ágainak maximumai, ahol a hibahatárok az ágak adott fémességnél vett szélességét jelölik. A narancssárga szaggatott vonalak a két ág között kihagyott tartományok széleit jelölik (a S esetén a felső ágat teljesen kihagytam, mivel ott nincs egyértelmű sűrűsödés).

Az illesztés mérőszámának bevezetéséhez szükséges azt is tudni, hogy az észlelésekben mekkora az ágak szélessége, és ezáltal szórást kell rendelni az egyes ágakhoz. A 22. ábrán látható hibahatárok annak felelnek meg, hogy mely cellákban esik a csillagok száma a maximumpontban mért $1/e$ -adszorosára. A σ_i szórás a hibahatárok által lefedett, általában aszimmetrikus tartományok teljes hosszának felével egyezik meg. Fontos megjegyezni, hogy bár szórásként hivatkozom rá, az ágak nem az észlelések bizonytalansága miatt ennyire szélesek, hanem a Tejútrendszer természetes kémiai inhomogenitásai révén.



23. ábra. Az OMEGA+ által eredményül adott kor–fémesség adatpontok, alapértelmezett lépésközzel, valamint az interpoláció utáni görbe. Függőleges vonal jelez egy példát a keresett fémességértékre.



24. ábra. Az $[O/Fe]$ a galaktikus kor függvényében az OMEGA+ futása szerint, alapértelmezett lépésközzel, valamint az interpoláció után. A bal oldali ábrán kapott koroknál leolvasható az $[O/Fe]$ értéke adott fémesség és korongkomponens esetén.

Az adott fémesség-korong pontban (azaz a 22. ábra egy pontjában) az OMEGA által jósolt elemgyakoriságokat sem egyszerű kinyerni. Ugyan a kód eredménye az észlelésekkel ellentétben egy konkrét görbe, az számos hurkot írhat le, így nem lehet egyszerűen leolvasni az adott korongkomponenshez tartozó elemgyakoriságot.

Azonban egyértelművé tehető az eljárás, ha két lépésben vizsgáljuk a problémát: elsőként a kívánt fémességhez megkeressük a hozzá tartozó kort, majd a kor ismeretében az elemgyakoriság már egyértelmű. A szimuláció kor–fémesség diagramja a 23. ábrán látható. Itt a kód az alapértelmezett, logaritmikus időlépésekkel működött, a pontok folytonosabb mintavételezése érdekében lineáris interpolációt végeztem az ismert pontok között. A végső eredményeket mindig a finomított lépésközzel nyertem ki, de látható, hogy az alapértelmezett esetben is megfelelően működik az eljárás.

A függőleges vonal a keresett fémességet jelöli: ez általánosan a vastag és vékony korong ágainak tartományában ($[Fe/H] > -1$ dex) három pontban metszheti a kor–fémesség görbét. A legelső metszéspont az elsőként kialakult vastag korongnak felel meg. A görbe visszafordulása a második gázbehullás miatt történik, azonban a töréspontig igen kevés, statisztikailag szinte nulla csillag születik. A vékony korong csillagai tehát a harmadik, utolsó metszéspontban születtek. A kor ismeretében a keresett elemgyakoriság már egyértelműen leolvasható a 24. ábráról, hasonlóan más α -elemekre is.

Az illeszkedés jóságát az észlelt és a modell által jósolt elemgyakoriság ismeretében a redukált χ^2 mérőszámmal (χ_ν^2) jellemeztem minden egyes vizsgált α -elem esetén. A χ_ν^2 mérőszám az alábbi képlettel adható meg (ld pl. Hampel et al. (2016)):

$$\chi_\nu^2 = \frac{1}{\nu} \cdot \sum_i \frac{([X/Fe]_{\text{obs}_i} - [X/Fe]_{\text{mod}_i})^2}{\sigma_i^2}, \quad (12)$$

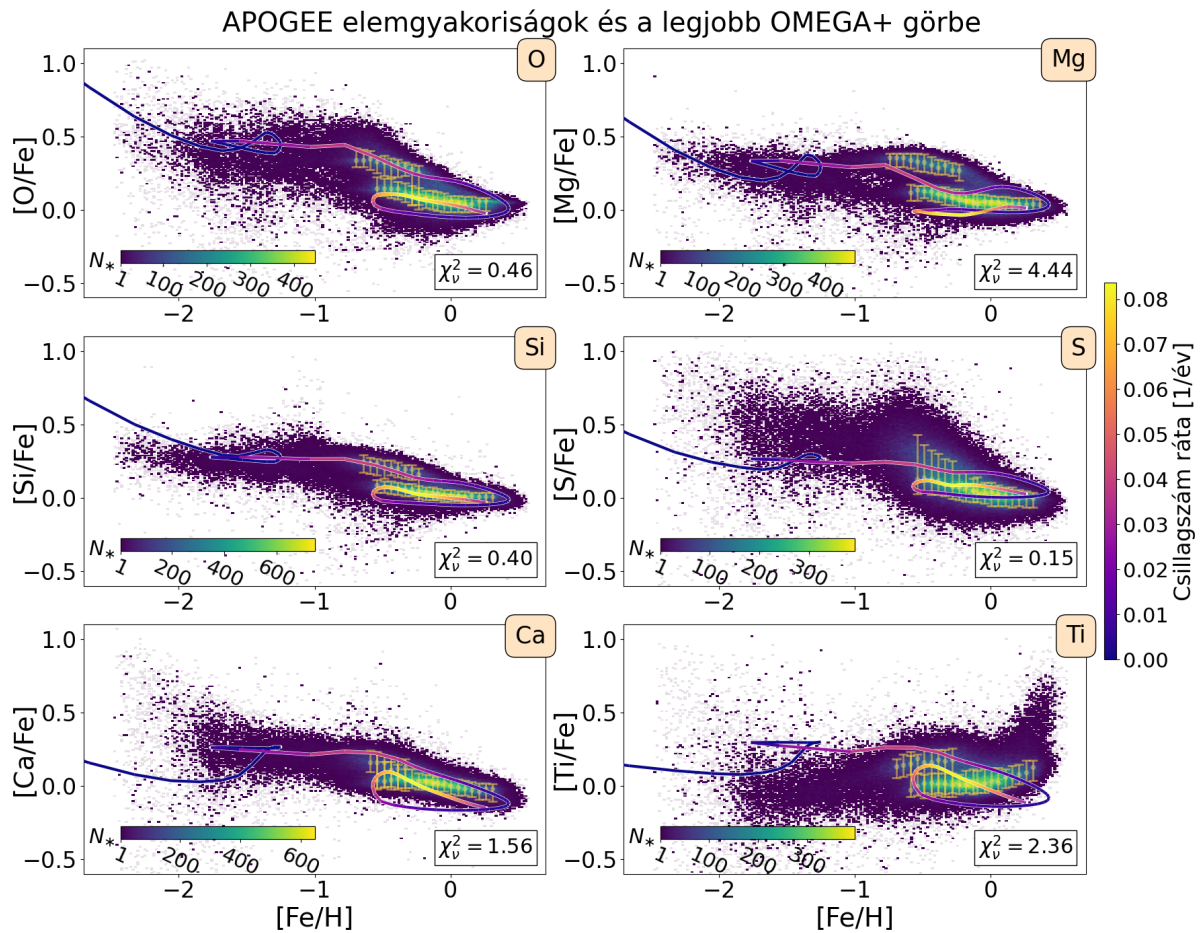
ahol i a különböző fémességnél és korongkomponensben észlelt pontokat indexeli, $[X/Fe]_{\text{obs}_i}$ az X elem elemgyakorisága az i . pontban az észlelésekben, σ_i ennek a szórása (az ág szélessége az adott pontban), $[X/Fe]_{\text{mod}_i}$ pedig az OMEGA+ által jósolt elemgyakoriság az

i . pontban. A ν a szabadsági fokok számát jelöli, amely első közelítésben a felhasznált adatpontok számával egyezik meg (azaz $\sum_i i$). Az illesztésnél használt paraméterek által okozott szabadsági fokokat azért nem veszem figyelembe, mert nagyon sok paraméter együttes hangolásával értem el a végeredményt, a paraméterek ráadásul degeneráltak, tehát több különböző bemeneti érték is hasonló változást okozhat az eredményekben. Emiatt az általam feltüntetett χ^2_ν érték mindenképp felülvizsgálatot igényel, és csupán tájékoztató jellegű, azonban a finomhangolás során mérvadó.

Akkor illeszkedik a legjobban a modell által adott görbe az észlelésekre, azaz χ^2_ν értéke akkor megfelelő, ha az 1 körüli szám. Értékének növekedése az illesztés romlását jelzi, azonban ha $\chi^2_\nu < 1$, a modell „túlilleszti” az észlelési pontokat, azaz kevés adatpontot vettünk fel, vagy az észlelések hibája túlbecsült.

5.5. A legjobban illeszkedő görbe

Az α -fémesség diagramokon a legjobb illeszkedést mutató OMEGA+ görbék a 25. ábrán láthatóak. A felhasznált bemeneti paraméterek értéke és diszkussziója az 5.8. alfejezetben található.



25. ábra. A legjobban illeszkedést mutató α -fémesség görbék. Az OMEGA+ görbéjének színezése az időegységenként keletkezett csillagok számát követi. Az észleléseken látható a különböző ágak χ^2_ν számításához használt határai (ld. 22. ábra).

Az illesztést ezen munkában kézzel végeztem, ezért ennek automatizálása további fejlesztéseket igényel. A legjobb illeszkedést a különböző bemeneti paraméterekkel futtatott görbék változásának figyelemmel követésével és a χ^2_ν mérőszám minimalizálásával igyekeztem elérni. Mindeközben ügyelnem kellett arra is, hogy a következő, 5.6. és 5.7. alfejezetekben ismertetett ábrákon feltüntetett mennyiségek is megfeleljenek az észleléseknek.

A χ^2_ν érték több elem esetén is 1-nél jelentősen kisebb szám. Ez annak köszönhető, hogy az ágak szinte teljes szélességét figyelembe vettem, ami szórásra túlbecslést ad. Az illeszkedés javítására azonban megfelelő volt ez a mérőszám, hiszen kisebb érték esetén jobb illeszkedést sikerült találnom. Az egyes elemek illeszkedési jóság szerint rangsorolva az alábbiak:

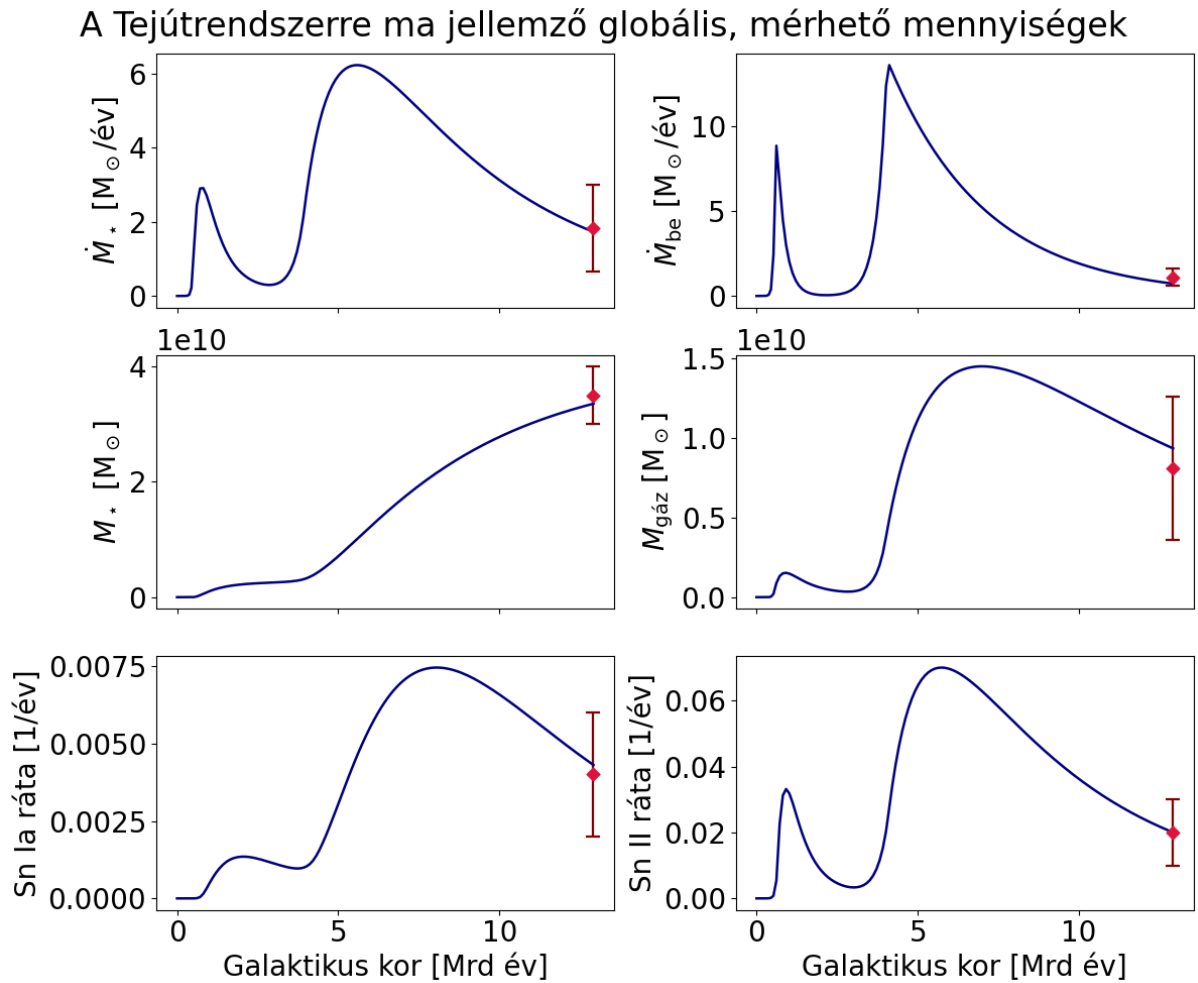
- O, Si: Az illeszkedés kielégítő, bár χ^2_ν jelentősen kisebb, mint 1. Ez az ágak túl széles megválasztásának köszönhető.
- S: A vastag korong ágát nem lehet elkülöníteni az észlelésekben, ezért az algoritmus kiugróan nagy hibahatárokat adott meg, így nem csoda, hogy χ^2_ν értéke rendkívül kicsi ebben az esetben. Ettől függetlenül az illesztés megfelelőnek tűnik a vékony korongra.
- Ca, Ti: Az illeszkedés javításra szorul, ám nem teljesen elvetendő. A Ti esetén az észlelésekben a [Ti/Fe] növekedése a [Fe/H]-val egyedi az α -elemek között, így lehet, hogy észlelési hibáról van szó.
- Mg: A görbe a többi α -elemhez képest túlzó görbületeket ír le. A finomhangolás során a Mg mindvégig eltérően viselkedett a többi elemhez képest, így feltehetőleg egy kapcsolódó bemeneti paraméter, legnagyobb valószínűséggel a csillagok elemtermelésének pontatlansága okozhatja ezt a furcsa mintázatot.

Összességében a 25. ábra alapján kijelenthető, hogy az APOGEE által észlelt α -fémesség eloszlásokat kvalitatívan reprodukálni tudtam az OMEGA+ segítségével. A görbe mind a vastag, mind a vékony korong ágain áthalad, és a keletkezett csillagok száma a szimuláció szerint is ott ér el nagy értékeket, ahol az észlelésekben is sűrűsödést figyelhetünk meg.

Megerősítő visszajelzés az is, hogy a görbe nem hagyja el az észlelt csillagok által lefedett tartományokat. Enyhe kivétel a Ca és Ti, hiszen ezen elemek esetén a második behullás során kissé elhagyja a görbe az észlelések régióját – viszont azt fontos megjegyezni, hogy erre a két elemre az illesztés sem pontos, és a görbe csak akkor hagyja el az észleléseket, amikor statisztikailag szinte nulla csillag keletkezik. A görbe minden α -elem esetén az észlelési tartományon kívül kezdődik, azonban a 17. ábrán is látható, hogy ez a terület mindössze az első, kevesebb mint 100 millió évet takarja, amikor még az SFR nulla volt, tehát ezen a szakaszon nem keletkeztek csillagok.

5.6. Globális paraméterek ábrája

Léteznek olyan, a Tejútrendszerre globálisan jellemző, mérhető mennyiségek, amelyeknek a modell eredménye meg kell feleljen. Ezeket a mennyiségeket a mai időpillanatban ismerjük, így a szimuláció végén lévő értéket tudjuk a mérésekhez hasonlítani. Ezek a mai csillagkeletkezési ráta ($\dot{M}_*$), behullási ráta ($\dot{M}_{\text{be}}$), a csillagok és a gáz mai össztömege (M_* és $M_{\text{gáz}}$), valamint az Ia és II-es típusú szupernóvák ma megfigyelhető rátája. Ezen mennyiségek szimuláció szerinti időbeli fejlődését láthatjuk a 26. ábrán, ahol feltüntettem a galaxis jelenlegi életkorában a mérések által megszabott értékeket is, azok hibahatáraival együtt.



26. ábra. A legjobb paraméterekkel rendelkező OMEGA+ modell kimenete a Tejútrendszer korának függvényében a hat vizsgált globális paraméterre (csillagkeletkezési ráta ($\dot{M}_*$), behullási ráta ($\dot{M}_{\text{be}}$), a csillagok és a gáz össztömege (M_* és $M_{\text{gáz}}$), az Ia és II-es típusú szupernóvák rátája). A görbék végpontjában feltüntetett piros pontok a ma mért értékeket mutatják, hibahatárokkal együtt.

A ma észlelt globális paraméterek forrása Kubryk et al. (2015) 1. táblázata, amelyhez Côté et al. (2019) is hasonlítja az OMEGA+ eredményét. A Kubryk et al. (2015) által használt értékeket és azok hivatkozásait az 1. táblázat tartalmazza.

Mennyiség	Forrás	Érték
Csillagkeletkezési ráta ($\dot{M}_*$)	Robitaille and Whitney (2010)	$(1,8 \pm 1,2) \text{ M}_\odot/\text{év}$
Behullási ráta ($\dot{M}_{\text{be}}$)	Marasco et al. (2012), Lehner and Howk (2011);	$(1,1 \pm 0,5) \text{ M}_\odot/\text{év}$
Csillagok össztömege (M_*)	Flynn et al. (2006b)	$(3,5 \pm 0,5) \cdot 10^{10} \text{ M}_\odot$
Gáz össztömege ($M_{\text{gáz}}$)	Kubryk et al. (2015)	$(8,1 \pm 4,5) \cdot 10^9 \text{ M}_\odot$
Sn Ia ráta	Prantzos et al. (2011)	$(0,4 \pm 0,2) \text{ 1/100 év}$
Sn II ráta	Prantzos et al. (2011)	$(2 \pm 1) \text{ 1/100 év}$

1. táblázat. A 26. ábrán bemutatott globális jellemzők mai értéke és azok forrása.

A 26. ábrán látható, hogy az OMEGA+ eredményeképp leírt görbe mindegyike azok hibahatárain belül megegyezik a mért értékkel a Tejútrendszer jelenlegi korában. Sőt a legtöbb esetben nagyon közel helyezkedik el a modell a mérések legjobb értékéhez (a behullási ráta kivételével). A legjobbnak ítélt modell így teljesíti a globális paraméterek által megszabott feltételeket is.

5.7. Zérópointi elemgyakoriságok

Az α -fémesség ábrákon külön kiróható egy másik kritérium, amelyet az evolúciós modellnek teljesítenie kell. Mivel a Nap a születésekor elzárt gáz összetételét őrzi, így a görbének a Nap születésének időpillanatában át kell haladnia a Nap összetételét jellemző ponton. Definíció szerint a Napban az $[A/B]$ típusú spektroszkópai elemgyakoriságok értéke 0, tehát az α -fémesség ábrákon (kiegészítve a $[H/Fe]$ és $[He/Fe]$ mennyiségekkel) a görbének a Nap születésének időpontjában a (0, 0) pontban kell tartózkodnia. Az origó környezete nagyított görbék a 27. ábrán láthatóak, ahol a Nap születésekor a modell eredménye valóban a (0, 0) pont közvetlen környezetén halad át. A 0 értéktől való eltérések a Nap születésének időpontjában az egyes elemgyakoriságokra a 2. táblázatban találhatóak.

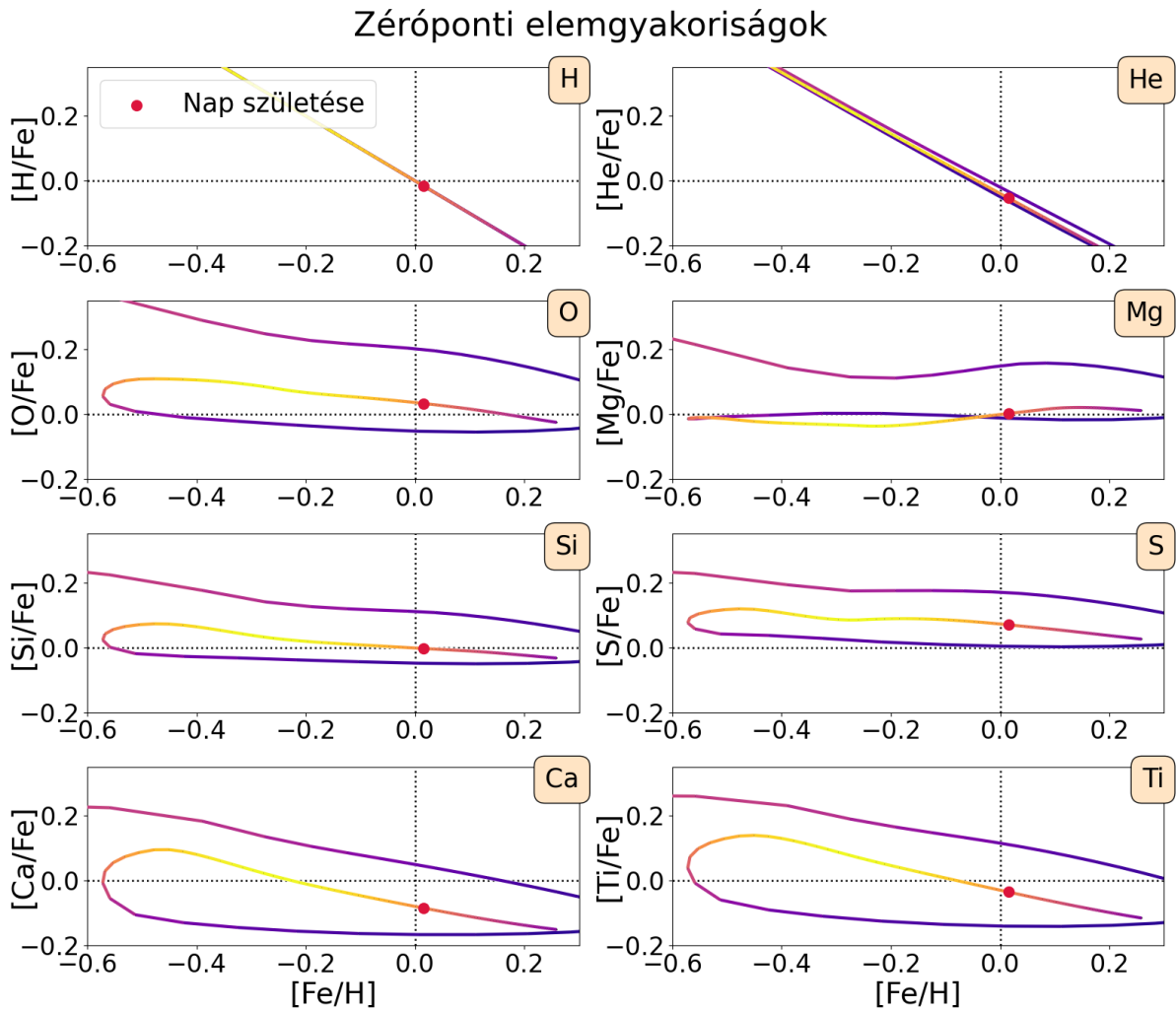
[Fe/H]	0.015	[He/Fe]	-0.051	[O/Fe]	0.034	[Mg/Fe]	0.003
[Si/Fe]	-0.002	[S/Fe]	0.068	[Ca/Fe]	-0.083	[Ti/Fe]	-0.032

2. táblázat. A zérópointi elemgyakoriságok értéke (dex-ben).

Látható, hogy a legnagyobb eltérés a $[Ca/Fe]$ esetén jelentkezik, de az is 0,1 dex-en belül egyezik a nullával. Fontos azonban azt is észben tartani, hogy a görbe a galaxis átlagos viselkedését írja le, amitől a Nap környezete a Naprendszer kialakulásakor eltérhetett. Könnyen lehet, hogy a Nap kialakulása előtt annak anyagát egy lokális hatás érte, például a közelben felrobbant egy szupernóva, ami az átlagoshoz képest megváltoztatta a Nap összetételét. Például ha egy közeli Sn Ia robbanása miatt a Nap a galaxis átlagánál vasban gazdagabb lenne, akkor az ábrán a Nap helyzete balra lefelé tolódna el a görbéhez képest, így például a S esetén jobb lehetne az illeszkedés az origóra, míg a Ca esetén még nagyobb eltérés mutatkozna. Egy közeli II-es típusú szupernóva pedig az α -elemek mennyiségét növelhetné az átlagoshoz képest, ezzel az OMEGA+ görbéjéhez képest felfelé tolódna a Nap

helyzete. Ahhoz, hogy megtudjuk, a Nap összetétele mennyire tér el a galaxis átlagától, távoli, Naphoz hasonló korú csillagokból kellene reprezentatív mintát felvenni, ami nagy kihívás az ilyen csillagok halvány volta (ugyanis a Nappal megegyező korú óriáscsillagok már leélték életüket), a csillagközi extinkció és a csillagok kormeghatározásának pontatlansága miatt.

Tehát a 27. ábrát mindenképpen fenntartásokkal kell kezelni. Elengedhetetlen a Nap születési pontjának az origó környezetében lennie, de nem kell azt pontosan elérnie. Összességében tehát ennek a kritériumnak is megfelel a legjobb paraméterekkel rendelkező modell.



27. ábra. A legjobb illeszkedést mutató α , H és He – fémesség görbék, a (0, 0) pont környezetébe nagyítva. A görbén lévő piros pont a Nap születésének időpontját jelöli, ennek kell a (0, 0) pontban lennie a hibahatárokon belül.

5.8. A felhasznált bemeneti paraméterek értéke és diszkussziója

A legjobb illeszkedést mutató görbékhez (25., 26. és 27. ábra) felhasznált bemeneti paraméterek az alábbiakban olvashatóak (az egyes paraméterek magyarázata és alapértelmezett értéke a 4.3. alfejezetben található).

a) A gázbehullási függvény alakja:

- $\sigma_2/\sigma_1 = 15$: A Spitoni et al. (2021) által ajánlott (3; 10) tartománynál ez nagyobb. Ez az érték munkám során is bizonytalannak adódott, mivel a (8; 15) tartományban nagyon hasonló eredményeket kaptam, főképp csak a görbe színezését változtattam, azaz azt, hogy a vastag és vékony korong esetén mennyi csillag keletkezett.
- $(\sigma_2 + \sigma_1) = 75 \text{ M}_\odot/\text{pc}^2$: A McKee et al. (2015) által meghatározott érték erre a Nap környezetében $(47,1 \pm 3,4) \text{ M}_\odot/\text{pc}^2$. Ezt meg kellett növelnem annak érdekében, hogy a mai behullási ráta, csillagtömeg és gáztömeg elérje az észlelések mennyiségét. Ennek hátterében az állhat, hogy az OMEGA+ a galaxis átlagos viselkedését vizsgálja. A Tejútrendszer középpontja felé haladva mindenképpen nagyobb σ értéke, mint a Nap környezetében, így hihető, hogy a teljes galaxisra vett átlag jelentősen nagyobb, mint a lokális mérés.
- $t_{1,\text{max}} = 0,55 \text{ Mrd év}$: Az első gázbehullás nem a $t = 0$ időpontban tetőzik, mint a legtöbb modell esetén. Erre szükség volt az α -fémesség ábrák megfelelő illeszkedéséhez.
- $t_{2,\text{max}} = 4,0 \text{ Mrd év}$: Egybehangzó Spitoni et al. (2021) eredményével. Ez azonosítható lehet a Helmi et al. (2018) által bizonyított Gaia-Enceladus törpegalaxissal való összeolvadással is, hiszen a kinematikai vizsgálatok szerint az nagyjából 10 Mrd éve ütközhetett össze a Tejútrendszerrel.
- $\tau_1 = 0,25 \text{ Mrd év}$: A Spitoni et al. (2021)-ben meghatározott tartományon belül van, és a Matteucci (2021) összefoglaló cikkben említett többi kettős behullású modellel is egyezik. Változtatása hatással van a második behullás során leírt hurokra is, mivel a mai felületi tömegsűrűség összege állandó a két behullási komponensre.
- $\tau_2 = 3,0 \text{ Mrd év}$: Kissé kisebb, mint az irodalomban eddig bemutatott munkák által meghatározott érték. A paraméter változtatása a 19. ábra szerint módosította az α -fémesség görbét. A nagy változtatásokra a szimuláció érzékeny volt, viszont 3 Mrd év esetén kaptam a legjobb illeszkedést, amikor még nem is nyúlt túl a görbe vége az észlelt tartományon és a vékony korong fémességtartományát is teljesen lefedte. Kisebbs változtatásokra nem volt látványosan érzékeny ez a paraméter, így valóban előfordulhat, hogy kissé (nagyjából 0,5 Mrd évvel) alulbecsültem a mennyiséget.
- $\tau'_1 = 0,04 \text{ Mrd év}$ és $\tau'_2 = 0,3 \text{ Mrd év}$: Az eddigi munkákban nem voltak felfutó ágak, így ezen értékekre nincs referenciám. A leszálló ágak karakterisztikus idejeinek ezek (0,1–0,2)-szeresei, ami fizikailag elfogadható időskála.

b) Csillagkeletkezési hatékonyság: 0,027

Az alapértelmezett érték erre 0,1. A csillagkeletkezési hatékonyság változtatására volt a szimulációm eredménye az egyik legérzékenyebb. Mind az α -fémesség diagramokat (ld. 18. ábra), mind a csillagok és gáz mai tömegét, a mai csillagkeletkezési hatékonyságot, valamint a zéróponthoz közeli elemgyakorosságok eredményét is kritikusan befolyásolta, ha akár pár ezredet változtattam ezen a paraméteren.

c) **Kifűvás hatékonysága:** 0,1

Ezt az értéket alapértelmezetten hagytam. Változtatása nagy tartományon belül sem módosította látványosan az eredményeket, ugyanis a galaxisban jelenlevő gáz tömegéhez képest nagyon kicsi mennyiségű anyag vész el az extragalaktikus térbe.

d) **Ia típusú szupernóvákra jellemző paraméterek:**

- Sn Ia ráta: $1,6 \cdot 10^{-3} \text{ 1/M}_\odot$ – Ez az alapértelmezett $1 \cdot 10^{-3} \text{ 1/M}_\odot$ értéktől nem tér el nagyságrendileg, azonban a paraméter növelése szükséges volt ahhoz, hogy a mai Sn Ia rátát visszakapjam. Ezenfelül az α -fémesség ábrákon a második behullás okozta hurkot is nagyban tudta módosítani, mert értékének növelése a hurok méretét is növelte, és jobbra lefelé tolta el (ld. 20. ábra).
- A késleltetési függvény: Wiersma et al. (2009), exponenciális – Az alapértelmezett hatványfüggvény helyett szükséges volt ezt a függvényt használnom ahhoz, hogy az α -fémesség diagramokon az első behullás utáni szakasz meredeksége megfelelő legyen.
- Exponenciális lecsengés karakterisztikus ideje: 2 Mrd év – Ez az alapértelmezett érték Wiersma et al. (2009) szerint is. Változtatása enyhén befolyásolta a mai Sn Ia rátát és az α -fémesség görbe alakját is.

e) **IMF:**

- Az IMF függvényének típusa: Kroupa (Kroupa et al. (1993)) – Ez az alapértelmezett. A függvény változtatása nem volt nagy hatással az eredményeimre.
- A nagytömegű csillagok alsó határa: $8 \text{ M}_\odot$ – Ez az alapértelmezett, csillagmodellek és észlelések alapján pontosnak vélt érték.
- A nagytömegű csillagok felső határa: $80 \text{ M}_\odot$ – Ezt az értéket $30 \text{ M}_\odot$ -ról növeltem meg, ugyanis az O és Mg elemgyakoriságait növelte, ezáltal feljebb tolva a görbét az O és Mg – fémesség diagramokon.

f) **Csillagok elemtermelése (yield):** Bizonyos elemekre mesterségesen meg kellett növelnem a csillagok által kibocsátott mennyiséget (ld. a 21. ábrát, ahol a módosítások nélkül láthatóak az α -fémesség diagramok). Csak a nagytömegű csillagok és II-es típusú szupernóvák elemtermelését változtattam, amelyek ugyanazon táblázatban szerepelnek. Az alábbi elemek mennyiségét változtattam, amelyekhez rendelt szorzók:

- O, Mg: 2,3 és 2,3
- Ca, Ti: 1,6 és 1,5
- Fe: 0,95 (Az Ia típusú szupernóvák által termelt mennyiséget nem változtatja.)

Minden egyes elem esetén a legfémszegényebb ($Z = 0,0001$) csillagok esetén a szorzó 1 maradt. Ez szükséges volt ahhoz, hogy az α -fémesség ábrán az első behullás előtti szakasz az észleléseken áthaladjon, ám kevés csillagot érint, és a görbe későbbi szakaszait lényegében nem befolyásolja.

Az elemtermelések mennyiségét jelentősen meg kellett növelnem annak érdekében, hogy az α -fémesség ábrákon kellően magasan legyen a görbe. Ez a mesterséges növelés nagyon önkényes, hiszen ezzel a nukleoszintézis csillagmodellek eredményét változtattam meg. Azonban a GCE szakirodalmában az sem ritka, hogy a Mg kibocsátását

mesterségesen akár 7-szeresére emelik (pl. Spitoni et al. (2021), François et al. (2004)). Az irodalomban általában a csillagok tömegének függvényében változtatják az elemtermelés szorzóját, ami bizonyára valóban szükséges, de a dolgozatomon ez jelenleg túlmutat és további vizsgálatokat igényelne.

Az elemtermelések nem függetlenek egymástól, például az oxigénre alkalmazott szorzó nagymértékben befolyásolta a Mg által leírt görbe alakját. Ez a galaktikus fejlődés során való kölcsönhatásnak köszönhető (az újonnan születő csillagok más összetétele más elemtermelést eredményez). Azonban a mesterséges módosítás attól eltekint, hogy a csillagok belsejében és szupernóva-robbanásokban is csatolva vannak egymással a különböző reakciók, tehát nem lehet egymástól függetlenül növelni az egyes elemek termelési mennyiségét. Ez a probléma újra alátámasztja a csillagmodellek, és az általuk használt nukleáris fizikai adatok felülvizsgálatának szükségességét.

Összességében tehát azt találtam, hogy két, egymástól időben jól elkülöníthető gázbehullási epizód valóban képes magyarázni a csillagok kémiai összetételének eloszlását, valamint a ma észlelt, a Tejútrendszerre globálisan jellemző mennyiségek értékeit és a csillagközi gáz összetételét a Nap kialakulásakor. A Tejútrendszer kialakulásának története az általam talált megoldás szerint az alábbi lehetett.

Az első gázbehullási epizód kevéssel a Tejútrendszer feltételezett születése után indult, egy rövid felfutási szakasszal. Ez nagyon gyors, intenzív csillagkeletkezéshez vezetett, ami kialakította a Tejútrendszer vastag korongjának α -elemekben gazdag csillagpopulációját.

Nagyjából 2 Mrd év után leállt a gáz utánpótlása, ezzel a csillagkeletkezési ráta is drasztikusan, szinte nullára csökkent. Eközben az α -elemek és a vas aránya folyamatosan csökkent, mivel az első Ia típusú szupernóvák elkezdtek vassal dúsítani a csillagközi teret.

A második gázbehullás egy hosszabb felfutási szakasszal, 3 Mrd évnél kezdődően indult el, és 4 Mrd évnél tetőzött, ami akár a Gaia-Enceladus nevű törpegalaxissal való ütközéssel is azonosítható lehet. A maximumkori csillagkeletkezési ráta az első behulláskor elértet is felülmúlhatta. Ekkor az α -fémesség síkon a csillagközi gáz által leírt görbe visszafordult, hiszen nagy mennyiségű hidrogénre tett szert a rendszer. A Tejútrendszer (látható) tömegének egy jelentős részét is ebben a szakaszban szerezhetette.

Amikor a második behullásból jelentős számú nagytömegű csillag keletkezett, a görbe iránya ismét megfordult, ugyanis a csillagok által kibocsájtott elemek már képesek voltak kompenzálni az egyre csökkenő mennyiségű, behulló hidrogént. Ez alakította ki a Tejútrendszer fiatalabb csillagokból álló, α -elemekben szegényebb vékony korongját, aminek a mi Napunk is része.

6. Összefoglalás, kitekintés

A dolgozatban bemutatott munka során az APOGEE észleléseit hasonlítottam össze az OMEGA+ nevű GCE modellel. A behullási függvény módosításával elsőként sikerült azt elérnem, hogy az $[\alpha_i/\text{Fe}] - [\text{Fe}/\text{H}]$ síkon az OMEGA+ által leírt görbe visszaforduljon, ezzel sikeresen magyarázva az észlelésekben látható kémiai kettősséget. Az OMEGA+ bemeneti paramétereit változtatva az illeszkedés jóságát jellemző χ^2_ν mérőszámot minimalizálva sikerült elérnem a legjobb illeszkedésű görbét. A modell ezen futtatása az egyéb ma észlelhető mennyiségek mai értékének is eleget tesz, valamint a Nap születésekor is a megfelelő pont közvetlen közelében halad át a szimuláció eredménye.

Összességében tehát sikerült egy nyílt forráskódú GCE kóddal elérnem, hogy annak időbeli fejlődése egyszerre magyarázza a Tejútrendszer vékony és vastag korongjának kémiai összetételét. Ehhez két gázbehullási epizódot kellett feltételeznem, amelyek egymástól jól elkülöníthetően, 0,55 és 4 Mrd évnél tetőztek. A közeljövőben reményeim szerint felkerül a feljesztésem a programcsomag GitHub könyvtárába is, így mások is használhatják a már módosított kódot, ami képes megfelelően kezelni a kettős gázbehullást. A továbbiakban az optimális bemeneti paraméterek keresését automatizálni szeretném az ún. gradient descent, vagy más, hasonló algoritmus segítségével, ugyanis a megoldásom egyelőre – bár kielégítő illeszkedést szolgáltat – önkényes paraméter-keresésen alapult.

Ezenfelül fontos annak a vizsgálata, hogy az egyes bemeneti paraméterek mennyire degeneráltak, azaz változtatásuk mennyire van ugyanolyan hatással az eredményekre, mint egy másik paraméter változtatása. Az ilyen degenerációk miatt könnyen lehet, hogy a paramétereknek csak egy lokális optimumát találtam meg, és merőben más paraméterkészlettel ugyanilyen, vagy még jobb illeszkedést is el lehet érni. Az OMEGA+ modell bizonytalanságainak az eredményekre gyakorolt hatását is szeretném vizsgálni (mint pl. Côté et al. (2016)), ugyanis ezek egészen nagy hibahatárokat szabhatnak meg az elemgyakoriságokban, ami konklúzióimat befolyásolhatja. Mivel a vizsgálatot egyelőre a kétfázisú OMEGA+ modellel végeztem, munkámat mindenképpen meg kell ismételni különböző zónák esetén is, amint a kód képes lesz a radiális viselkedés vizsgálatára is. Kiegészítések után a dolgozatban bemutatott munkát szándékozom egy referált folyóiratban publikálni az elkövetkezendő évben.

Kutatási eredményeim során sikerült tehát továbbfejlesztenem egy nyílt forráskódú GCE kódot. Az optimális görbéket eredményező bemeneti paramétereket – a modell bizonytalanságainak erejéig – független módon meg tudtam így határozni, ami segíthet megszorítani ezen, a Tejútrendszer fejlődését jellemző értékeket. Mivel csak a kettős behullás pontosításával tudtam elérni az észlelt mintázatot, ez egy újabb megerősítést szolgáltat annak az elméletnek, hogy két gázbehullás eredményeképp alakult ki galaxisunk. Így munkám hozzájárulhat a GCE modellek pontosításához és a Tejútrendszer kialakulásának még pontosabb megismeréséhez.

Köszönetnyilvánítás

Köszönöm a támogatást a Lendület Tejútrendszer Kutatócsoportnak, akiktől az észleléseket kaptam, valamint az ERC Radiostar Kutatócsoportnak, akik segítségével az OMEGA+ kód használatát sajátíthattam el közvetlenül a fejlesztőktől. Külön köszönettel tartozom témavezetőimnek, Mészáros Szabolcsnak és Cseh Borbálának, valamint az értékes diszkusszióért és segítségért Andrés Yagüenek, Benoit Côténak és Maria Lugaronak is. A részletes lektorálást Hegedűs Violának és Kovács Józsefnek köszönhetem.

Nagyon köszönöm a páromnak, az összes barátomnak és családomnak, akik segítettek a dolgozat kiteljesítésében, mind szakmai meglátásaikkal, dolgozatom átolvasásában, mind a személyes támogatásukkal.

A kutatás az Innovációs és Technológiai Minisztérium ÚNKP-22-2 kódszámú Új Nemzeti Kiválóság Programjának a Nemzeti Kutatási, Fejlesztési és Innovációs Alapból finanszírozott szakmai támogatásával készült.

Hivatkozások

- Abdurro'uf, Accetta, K., Aerts, C., et al.: 2022, *Astrophys. J., Suppl. Ser.* **259(2)**, 35
- Caimmi, R.: 2008, *New Astron.* **13(5)**, 314
- Chabrier, G.: 2003, *Publ. Astron. Soc. Pac.* **115(809)**, 763
- Chiappini, C.: 2001, *American Scientist* **89(6)**, 506
- Chiappini, C., Matteucci, F., and Gratton, R.: 1997, *Astrophys. J.* **477(2)**, 765
- Chiappini, C., Matteucci, F., and Romano, D.: 2001, *Astrophys. J.* **554(2)**, 1044
- Côté, B., Eichler, M., Yagüe López, A., Vassh, N., Mumpower, M. R., Világos, B., Soós, B., Arcones, A., Sprouse, T. M., Surman, R., Pignatari, M., Pető, M. K., Wehmeyer, B., Rauscher, T., and Lugaro, M.: 2021, *Science* **371(6532)**, 945
- Côté, B., Lugaro, M., Reifarth, R., Pignatari, M., Világos, B., Yagüe, A., and Gibson, B. K.: 2019, *Astrophys. J.* **878(2)**, 156
- Côté, B., O'Shea, B. W., Ritter, C., Herwig, F., and Venn, K. A.: 2017a, *Astrophys. J.* **835(2)**, 128
- Côté, B., Ritter, C., Herwig, F., O'Shea, B. W., Pignatari, M., Silvia, D., Jones, S., and Fryer, C. L.: 2017b, in S. Kubono, T. Kajino, S. Nishimura, T. Isobe, S. Nagataki, T. Shima, and Y. Takeda (eds.), *14th International Symposium on Nuclei in the Cosmos (NIC2016)*, p. 020203
- Côté, B., Ritter, C., O'Shea, B. W., Herwig, F., Pignatari, M., Jones, S., and Fryer, C. L.: 2016, *Astrophys. J.* **824(2)**, 82
- Côté, B., Silvia, D. W., O'Shea, B. W., Smith, B., and Wise, J. H.: 2018, *Astrophys. J.* **859(1)**, 67

- Cowley, C. R.: 1995, *An Introduction to Cosmochemistry*
- Flynn, C., Holmberg, J., Portinari, L., Fuchs, B., and Jahreiß, H.: 2006a, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **372**(3), 1149
- Flynn, C., Holmberg, J., Portinari, L., Fuchs, B., and Jahreiß, H.: 2006b, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **372**(3), 1149
- François, P., Matteucci, F., Cayrel, R., Spite, M., Spite, F., and Chiappini, C.: 2004, *Astron. Astrophys.* **421**, 613
- Fuhrmann, K.: 1998, *Astron. Astrophys.* **338**, 161
- Gratton, R. G., Carretta, E., Matteucci, F., and Sneden, C.: 2000, *Astron. Astrophys.* **358**, 671
- Grisoni, V., Spitoni, E., Matteucci, F., Recio-Blanco, A., de Laverny, P., Hayden, M., Mikolaitis, Š., and Worley, C. C.: 2017, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **472**(3), 3637
- Hammer, F., Puech, M., Chemin, L., Flores, H., and Lehnert, M. D.: 2007, *Astrophys. J.* **662**(1), 322
- Hampel, M., Stancliffe, R. J., Lugaro, M., and Meyer, B. S.: 2016, *Astrophys. J.* **831**(2), 171
- Hayden, M. R., Bovy, J., Holtzman, J. A., et al.: 2015, *Astrophys. J.* **808**(2), 132
- Helmi, A., Babusiaux, C., Koppelman, H. H., Massari, D., Veljanoski, J., and Brown, A. G. A.: 2018, *Nature* **563**(7729), 85
- Kennicutt, Robert C., J.: 1998, *Astrophys. J.* **498**(2), 541
- Kilpatrick, C. D., Foley, R. J., Kasen, D., et al.: 2017, *Science* **358**(6370), 1583
- Kobayashi, C., Karakas, A. I., and Lugaro, M.: 2020, *Astrophys. J.* **900**(2), 179
- Kroupa, P., Tout, C. A., and Gilmore, G.: 1993, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **262**, 545
- Kubryk, M., Prantzos, N., and Athanassoula, E.: 2015, *Astron. Astrophys.* **580**, A126
- Lehner, N. and Howk, J. C.: 2011, *Science* **334**(6058), 955
- Majewski, S. R., Schiavon, R. P., Frinchaboy, P. M., et al.: 2017, *Astron. J.* **154**(3), 94
- Maoz, D., Mannucci, F., and Brandt, T. D.: 2012, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **426**(4), 3282
- Marasco, A., Fraternali, F., and Binney, J. J.: 2012, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **419**(2), 1107
- Matteucci, F.: 2021, *Astron. Astrophys. Rev.* **29**(1), 5
- Matteucci, F. and Francois, P.: 1989, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **239**, 885
- McKee, C. F., Parravano, A., and Hollenbach, D. J.: 2015, *Astrophys. J.* **814**(1), 13
- McMillan, P. J.: 2011, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **414**(3), 2446
- Pagel, B. E. J.: 1997, *Nucleosynthesis and Chemical Evolution of Galaxies*
- Prantzos, N., Boehm, C., Bykov, A. M., Diehl, R., Ferrière, K., Guessoum, N., Jean, P., Knodlseder, J., Marcowith, A., Moskalenko, I. V., Strong, A., and Weidenspointner, G.: 2011, *Reviews of Modern Physics* **83**(3), 1001

- Prantzos, N., Casse, M., and Vangioni-Flam, E.: 1993, *Astrophys. J.* **403**, 630
- Ritter, C., Côté, B., Herwig, F., Navarro, J. F., and Fryer, C. L.: 2018, *Astrophys. J., Suppl. Ser.* **237(2)**, 42
- Robitaille, T. P. and Whitney, B. A.: 2010, *Astrophys. J., Lett.* **710(1)**, L11
- Salpeter, E. E.: 1955a, *Astrophys. J.* **121**, 161
- Salpeter, E. E.: 1955b, *Astrophys. J.* **121**, 161
- Schmidt, M.: 1959, *Astrophys. J.* **129**, 243
- Schmidt, M.: 1963, *Astrophys. J.* **137**, 758
- Spitoni, E., Silva Aguirre, V., Matteucci, F., Calura, F., and Grisoni, V.: 2019, *Astron. Astrophys.* **623**, A60
- Spitoni, E., Verma, K., Silva Aguirre, V., Vincenzo, F., Matteucci, F., Vaičekuskaitė, B., Palla, M., Grisoni, V., and Calura, F.: 2021, *Astron. Astrophys.* **647**, A73
- van den Bergh, S.: 1962, *Astron. J.* **67**, 486
- Wang, W., Han, J., Cooper, A. P., Cole, S., Frenk, C., and Loring, B.: 2015, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **453(1)**, 377
- Weinberg, D. H., Holtzman, J. A., Johnson, J. A., et al.: 2022, *Astrophys. J., Suppl. Ser.* **260(2)**, 32
- Wiersma, R. P. C., Schaye, J., Theuns, T., Dalla Vecchia, C., and Tornatore, L.: 2009, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **399(2)**, 574
- Wilson, J. C., Hearty, F. R., Skrutskie, M. F., et al.: 2019, *Publ. Astron. Soc. Pac.* **131(999)**, 055001
- Xue, X. X., Rix, H. W., Zhao, G., et al.: 2008, *Astrophys. J.* **684(2)**, 1143