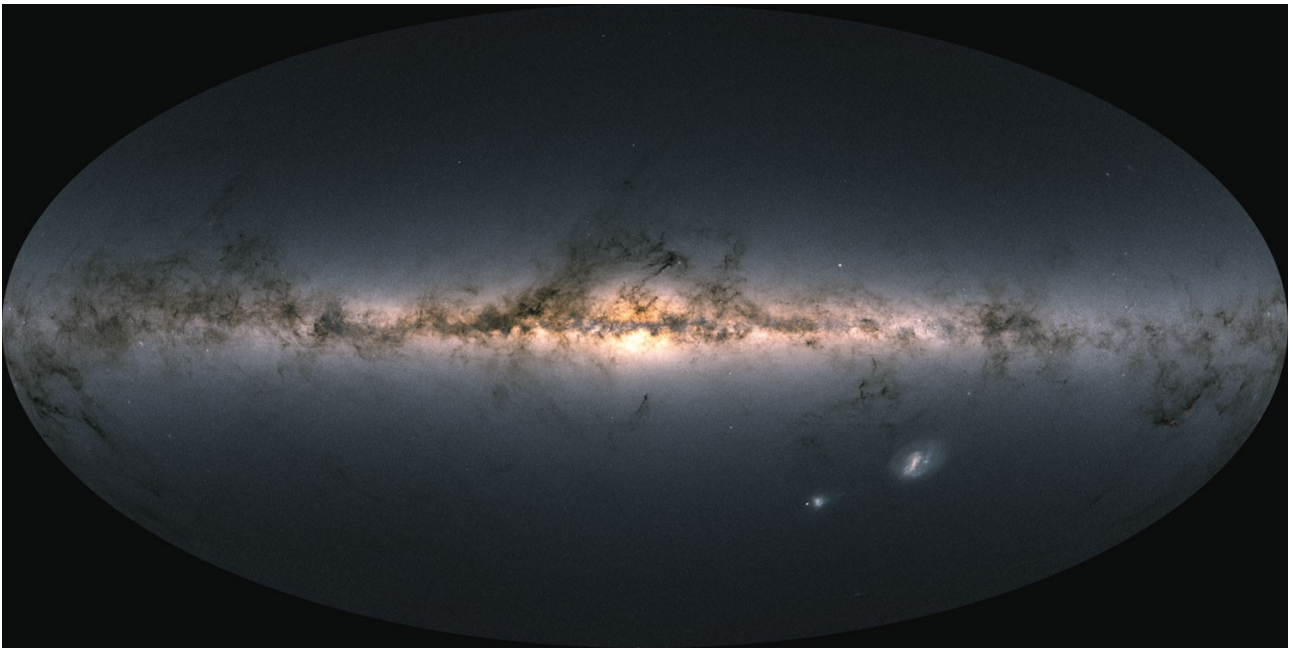


Mælkevejens rotationskurve – en teoretisk model



Figur 1: 1,8 mia. stjerner i Mælkevejen, som observeret af GAIA-teleskopet. [7]

Af Michael Andrew Dolan Møller, maj 2025
Justeringer september 2025/januar 2026.

Indholdsfortegnelse

1 Formålet med noten.....	3
2 Rotationskurver.....	3
3 Newtons teoremer.....	3
4 Hydrostatisk ligevægt.....	4
4.1.1 Øvelse – tjek af formel (6).....	5
5 Lane-Emden-ligningen.....	5
5.1 Polytrope modeller.....	5
5.2 Singulær isotherm sfære.....	5
5.2.1 Øvelse – tjek af formel (10).....	6
5.2.2 Øvelse – tjek af densitetsformlen.....	6
5.3 Tilpasset isotherm sfære-model.....	6
5.3.1 Øvelse – undersøgelse af den tilpassede isotherme sfære-model.....	7
5.4 Massefunktionen for den tilpassede isotherme sfære-model.....	7
5.5 Plummer-modellen.....	7
5.5.1 Øvelse – tjek af formel (15).....	8
5.5.2 Øvelse – undersøgelse af plummer-modellen.....	8
5.6 Massefunktionen for plummer-modellen.....	8
6 Overfladelysstyrke og -densitet.....	8
6.1.1 Øvelse – tjek af formel (22).....	10
7 Sersic-profiler.....	10
8 Skivepopulationen.....	10
9 Hastighedsberegninger.....	11
10 Modeltilpasning.....	11
10.1 RMSE-bestemmelse.....	11
10.2 Kerne.....	11
10.3 Skiven.....	12
10.4 Mørkt stof-haloen.....	12
10.4.1 Opgave - Rotationskurvetilpasning.....	12
11 Kontrol af modellens fundne parametre.....	12
11.1 Kernen.....	12
11.2 Skiven.....	12
11.3 Haloen.....	13
11.4 Galaksens samlede masse.....	13
12 Diskussion.....	13
13 Referencer.....	13

1 Formålet med noten

Denne note gennemgår en teoretisk model for Mælkevejen, og derefter bruges den til at tilpasse en teoretisk rotationskurve til observationsdata. De kan være en fordel at have læst noten *Mælkevejen og andre galakser*, inden man går i gang med denne note. [12]

Modellen inkluderer en kerne (*galactic bulge*), en enkelt skivepopulation samt en mørkt stof halo. Observationelle størrelser som overfladelysfordelingen af kernen tilpasses til modellens parametre.

Matematikken kan nok blive ret udfordrende visse steder for en gymnasieelev, men det er ikke nødvendigt at forstå argumentationen i detalje for at bruge modellen.

Formlerne (14), (23) og (28) er de formler, som skal bruges, når man vil modellere observationer.

2 Rotationskurver

Astronomer kan måle rødforskydningen af spektrallinjer fra stjerner og H-skyer, som funktion af afstanden fra galaksens centrum. Hvis man kender laboratoriebølgelængderne λ_0 , og man måler spektrallinjernes bølgelængder til λ , er rødforskydningen og gassens fart givet ved

$$z = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{v}{c} \quad (1)$$

Man måler også inklinationsvinklen for spiralgalakser, for at tage højde for projektforskydning. For mælkevejen er det ikke et problem, da vi observerer inde fra skiven. For andre galakser kan vi antage, at galakserne er cirkulære, og så kan inklinationen bestemmes. Se f.eks. opgaven *M31s inklination og rotationskurve*. [3]

Hvis man sørger for at måle rødforskydningerne på begge sider af galaksen, kan man også tage højde for at galaksen bevæger sig bort fra os. (Det er ikke nødvendigt for Mælkevejen, da vi jo befinder os i den hele tiden.)

Kan man måle afstanden til galaksen kan man altså lave en (r, v) -graf, som derefter skal fortolkes. Det er denne fortolkning, vi vil undersøge i denne note.

Du kan oprette en konto hos EU-HOU og selv måle en rotationskurve for den del af Mælkevejen, der ligger inden for Solens radius. [13]. En øvelsesvejledning kan du finde i [14].

Vi starter med at se på gassers fysik, og generaliserer derefter over til stjerner, stof og mørkt stofs bevægelser.

3 Newtons teoremer

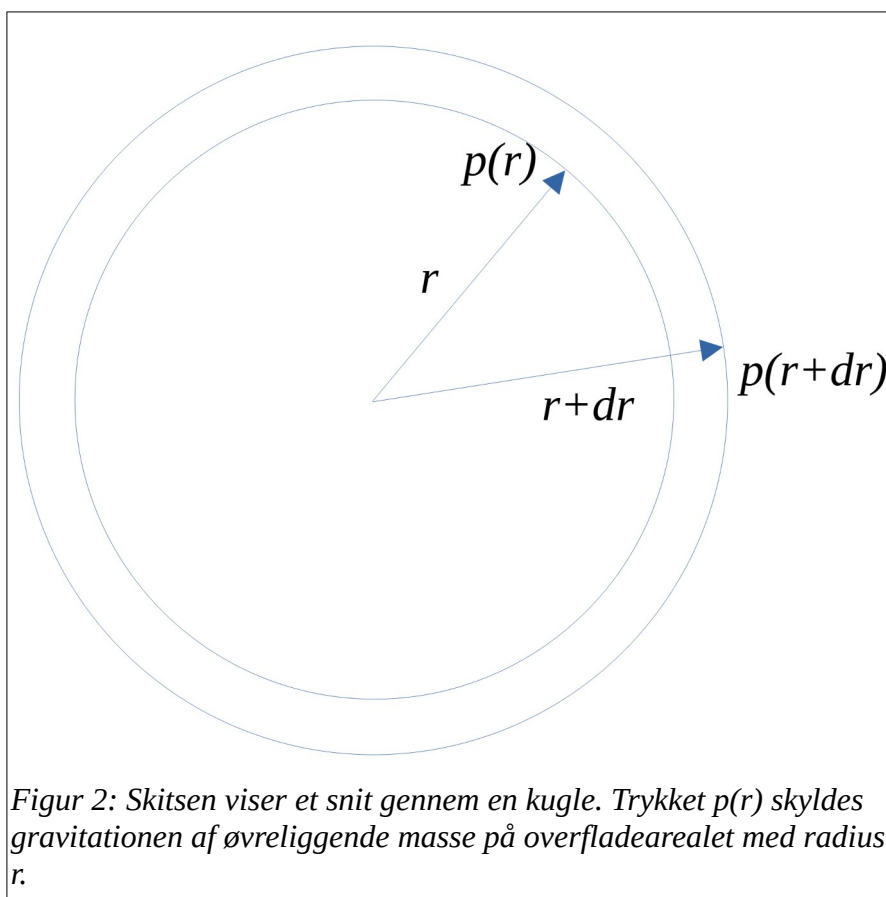
Newton udledte to teoremer, der kan udtrykkes som

- I. Et legeme, som er placeret *inde* i en *sfærisk symmetrisk skal* (kugleskal) af stof, oplever ingen gravitationskraft fra skallen.
- II. Gravitationskraften på et legeme, der ligger *udenfor* en lukket *sfærisk symmetrisk skal* af stof, er den samme, som hvis al skallens masse lå i et punkt i skallens centrum.

Disse regler bruges, når man skal undersøge hvordan et legeme påvirkes af kræfter fra stof, der ligger spredt over et område. Læseren kan se udledninger for teoremerne i [p. 34-36, 1] samt [15] og [16].

4 Hydrostatisk ligevægt

Hydrostatisk ligevægt kan sammen med Lane-Emden-ligningerne bruges til at udvikle en densitetsmodel for en sfærisk symmetrisk fordeling af stof, dvs. galaksekernen og haloen. Derudover kan hydrostatisk ligevægt også bruges, når man vil undersøge stjerners indre.



Betragt figur 2. En massefordeling er spredt ud over et sfærisk symmetrisk legeme, dvs. en kugle. Hvis stoffet er i ligevægt, dvs. det ikke bevæger sig (ret meget) væk fra den radius, det befinder sig på, kan vi benytte trykdefinitionen, gravitationsloven og Newtons 2. lov til at opstille et udtryk for trykgradienten, $p'(r)$.

Trykdefinitionen giver

$$F_{\text{opad}} = (p(r) - p(r+dr)) \cdot 4 \cdot \pi \cdot r^2 \quad (2)$$

Massen af en kugleskal omkring r og $r+dr$ er givet ved

$$dm = \rho \cdot V = \rho(r) \cdot 4 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot dr \quad (3)$$

Gravitationsloven giver

$$F_{\text{nedad}} = \frac{-G \cdot m(r) \cdot dm}{r^2} \quad (4)$$

Ovenfor er G Cavendishs konstant, dm er massen af skallen mellem afstanden r og $r+dr$ og $m(r)$ er den masse, der er mellem 0 og r .

Newtons 2. lov giver

$$F_{\text{opad}} + F_{\text{nedad}} = 0 \quad (5)$$

Indsætter vi formlerne (2) til (4) i (5) får vi formelen for *hydrostatisk ligevægt*

$$\frac{dp}{dr} = \frac{-G \cdot m(r)}{r^2} \cdot \rho(r) \quad (6)$$

4.1.1 Øvelse – tjek af formel (6)

Gennemgå i detalje de beregninger, der fører hen til formelen for hydrostatisk ligevægt.

5 Lane-Emden-ligningen

Her undersøger vi hvordan vi kan finde udtryk for densiteter og masser af galaksekomponenterne.

5.1 Polytrope modeller

For at kunne bruge formelen hydrostatisk ligevægt (6), skal man jo kende til et udtryk for trykket, og der findes en egnet familie af funktioner på formen

$$p = K \cdot \rho^\gamma \quad (7)$$

De kaldes for *polytrope modeller*. Hver polytrope model har et indeks n , hvor n er givet ved

$$n = \frac{1}{\gamma - 1} \quad (8)$$

Vi skal se på et simpelt eksempel i næste afsnit.

5.2 Singulær isoterm sfære

Lad os antage, at vi har en sfærisk symmetrisk fordeling af stof, der har en bestemt temperatur. Fordelingen er *isoterm*. For gassers vedkommende kender vi idealgasligningen

$$p = \frac{n}{V} \cdot R \cdot T = \text{konstant} \propto \rho \quad (9)$$

Vi minder om, at ovenfor er n/V proportional med densiteten. Her kan vi altså se, at hvis $\gamma = 1$ i formel (7), så er trykket i (9) altså en polytrop med indeks n gående mod uendelig.

Lad os anvende ovenstående polytrop sammen med (3) og formlen for hydrostatisk ligevægt (6). Efter en serie beregninger ender man med følgende formel

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{r^2 \cdot K}{\varrho(r)} \cdot \frac{d\varrho(r)}{dr} \right) = -4 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot G \cdot \varrho(r) \quad (10)$$

Formlen kaldes *Lane-Emden* ligningen for n gående mod ∞ .

5.2.1 Øvelse – tjek af formel (10)

Gennemgå beregningerne der leder til formel (10).

Lane-Emden-ligningen (10) er en differentialligning, og den kan man løse for densiteten. Det viser sig, at løsningen bliver

$$\varrho(r) = \frac{K}{2 \cdot \pi \cdot G \cdot r^2} \quad (11)$$

5.2.2 Øvelse – tjek af densitetsformlen

Indsæt udtrykket (11) i (10) og se at du får et sandt udsagn.

Lad os fortolke lidt på beregningerne, der ledte frem til formel (11). Vi har taget udgangspunkt i formlen for hydrostatisk ligevægt for en sfærisk symmetrisk fordeling, og derudover har vi anvendt gasfysik for en isotherm fordeling til at indse, at den polytropiske funktion for n gående mod uendelig er af samme udtryk som idealgasloven.

Men på et mere generelt plan, kan trykket jo også hidrøre fra stjerner eller mørkt stof, der flyver rundt i en sfærisk symmetrisk fordeling. Vi *kald*er så fordelingen af stjerner en *singulær isotherm sfære*.¹

Er modellen en god fysisk model? Egentligt ikke, for (stjerne)densiteten går jo mod uendelig for r gående mod 0.

5.3 Tilpasset isotherm sfære-model

For at undgå problemet med at densiteten går mod uendelig for r gående mod nul, kan man justere lidt i modellen. Det vil læseren nok betegne som direkte fusk, men vi skal huske på, at vi allerede har lavet en model ved at bruge $\gamma = 1$ polytrophen – det er altså bare modelbyggeri, vi er i gang med og ikke udledning af en stringent teori – håbet er naturligvis, at vi ender med en model, der beskriver virkeligheden godt.

Densitetsprofilen nedenfor går direkte over i den singulære isotherme sfære, når r/r_0 vokser, da 1-tallet i nævneren bliver mere og mere ubetydelig. For små værdier af r/r_0 varierer modellen fra den

¹ Man kan også antage at hastighedsfordelingen af stjernerne er Maxwell-fordelte, ligesom for en isotherm fordeling af gasser. Så vil hver stjerne svare til et gasmolekyle, og stjernerne laver et tryk i rummet.

oprindelige, men fordelingen er nu, at for $r = 0$ er densiteten ikke uendelig. Modellen blev først præsenteret af *Bahcall & Soneira*. [2]

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \left(\frac{r}{r_0}\right)^2} \quad (12)$$

Derfor vil vi bruge (12) i de videre beregninger.

5.3.1 Øvelse – undersøgelse af den tilpassede isoterme sfære-model

Gentag øvelse 5.2.2 med formel (12) som densitetsformel. Overvej hvad K skal være for hhv. $r=r_0$ samt for $r \gg r_0$.

5.4 Massefunktionen for den tilpassede isoterme sfære-model

Når vi har et udtryk for densiteten, kan vi også finde massen som funktion af afstanden. Vi benytter os af (3) og (12). Det giver ligningen

$$m(r) = 4 \cdot \pi \cdot \int_0^r r'^2 \cdot \rho(r') dr' = 4 \cdot \pi \cdot \rho_0 \cdot \int_0^r \frac{r'^2}{1 + \left(\frac{r'}{r_0}\right)^2} dr' \quad (13)$$

Løsningen er

$$m(r) = 4 \cdot \pi \cdot \rho_0 \cdot r_0^3 \cdot \left(\frac{r}{r_0} - \arctan\left(\frac{r}{r_0}\right) \right) \quad (14)$$

Det er denne funktion, som vi vil bruge for mørkt stof-haloen.

5.5 Plummer-modellen

For galaksekernen vil vi også bruge en polytrop, men denne gang med indeks $n = 5$, da erfaringen har vist, at det er en god model. [17]

Vi tager som ved den isoterme sfære igen udgangspunkt i formlerne (3), (6), (7) og (8). Ved at substituere de 4 formler ind i hinanden, får vi Lane-Emden-ligningen for $n = 5$. Det viser sig at ligningen bliver

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{r^2}{\rho(r)^{0,8}} \cdot \frac{d\rho(r)}{dr} \right) = \frac{-10 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot G \cdot \rho(r)}{3 \cdot K} \quad (15)$$

Løsningen til (15) bliver

$$\rho(r) = \frac{3 \cdot M}{4 \cdot \pi \cdot r_k^3} \cdot \left(1 + \left(\frac{r}{r_k} \right)^2 \right)^{-\frac{5}{2}} \quad (16)$$

Ovenfor er M galaksekernens masse, og r_k er den såkaldte kerneradius.

5.5.1 Øvelse – tjek af formel (15)

Gennemgå beregningerne, der leder til formel (15).

5.5.2 Øvelse – undersøgelse af plummer-modellen

Indsæt udtrykket (16) i (15) og se at du får et sandt udsagn.

5.6 Massefunktionen for plummer-modellen

Vi kan bruge densitetsformlen (16) til at beregne galaksekernens masse som funktion af afstanden. Beregningen er

$$m(r) = 4 \cdot \pi \cdot \int_0^r r'^2 \cdot \varrho(r') dr' = \frac{3 \cdot M}{r_k^3} \cdot \int_0^r r'^2 \cdot \left(1 + \left(\frac{r'}{r_0}\right)^{\frac{-5}{2}}\right) dr' \quad (17)$$

Løsningen af (17) er

$$m(r) = M \cdot \frac{\left(\frac{r}{r_k}\right)^3}{\left(1 + \left(\frac{r}{r_k}\right)^2\right)^{\frac{3}{2}}} \quad (18)$$

I vores galaksemodel kan vi altså tilpasse kernen med en kernemasse, M , og en kerneradius r_k .

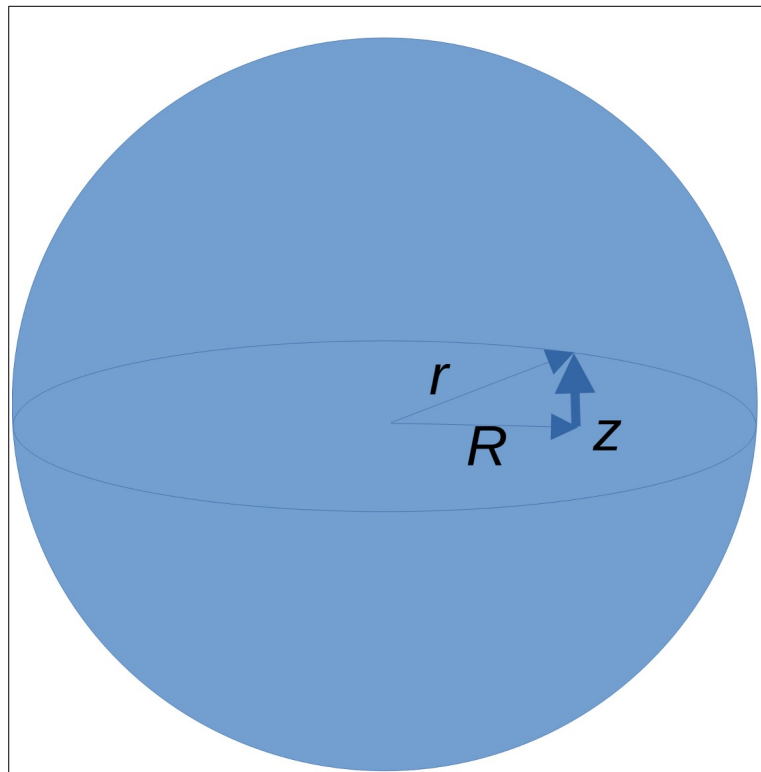
6 Overfladelysstyrke og -densitet

Dette afsnit behøver man ikke læse for at kunne lave en rotationskurve – det er ment som et eksempel på, hvordan man kan koble overfladedensiteter med rumfangsdensiteter.

I formel (12) så vi, at vi kan tilpasse densiteten ved en justeret isotherm sfære.

Når vi måler lys (og dermed indirekte masse) fra en galakse, ser vi på et 2-dimensionalt snit af galaksen. Vi måler altså en summeret lysfordeling. Betragt figur 3.

Stjerner lyser i alle retninger, og en vis brøkdel sendes mod observatøren. Hvis R går mod 0, bliver z -intervallet størst muligt, og der er derfor mest lys, der registreres her. Efterhånden som R vokser aftager z -intervallet og det modtagne lys formindskes.



Figur 3: Observatøren måler lyset fra en sfærisk symmetrisk fordeling af stof. Man måler altså summeret lys, der kommer fra stof langs z-aksen. R er den radius vi ser, og r er den faktiske radius for det lysende legeme.

Af tegningen ses at

$$R^2 + z^2 = r^2 \quad (19)$$

Overfladedensiteten, $\Sigma(R)$, er summen af de enkelte bidrag, og dermed bliver den

$$\Sigma(R) = \int_{-\infty}^{\infty} \varrho(r) dz = 2 \cdot \int_0^{\infty} \varrho(r) dz \quad (20)$$

Densiteten kan vi erstatte med udtrykket i (12).

Vi skal have omskrevet (20) så densitets- og integrationsvariablerne er ens. Vi kan isolere z i (19), og finde et udtryk for dz . Det viser sig, at

$$dz = \frac{r \cdot dr}{\sqrt{r^2 - R^2}} \quad (21)$$

Når vi skifter integrationsvariabel, skal vi også justere grænserne, og man ser også af (19) at når $z = 0$, må $r = R$. Den øvre grænse går også mod uendelig efter variabelskiftet, men realistisk set, må både kerne og galaksehale standse et sted, så vi erstatter øvre grænse med tallet $r_{\max}$. Dvs. (20) kan nu skrives som

$$\Sigma(R) = 2 \cdot \int_R^{r_{\max}} \frac{\rho(r) \cdot r}{\sqrt{r^2 - R^2}} dr \quad (22)$$

6.1.1 Øvelse – tjek af formel (22)

Gennemregn udledningen fra (20) til (22).

Formel (22) giver en mulighed for at vælge maksimalværdier og kernetensiteter, og så kan et CAS-værktøj tegne den forventede masse- eller lysprofil, som kan tjekkes op mod observationer.

7 Sersic-profiler

Hidtil har vi kun set på isoterme sfære-modeller, men for galaksekerner kan man bruge en slags densitetsprofiler, der kaldes *Sersic-profiler*. Matematikken bliver lidt værre end for den isoterme sfære, så vi vil ikke gennemgå dem her. Læseren kan søge yderligere information om Sersic-profiler, hvis man vil lave en bedre model af galaksekernen.

8 Skivepopulationen

Galaksens plan kan modelleres af en uendelig tynd flad skive med en enkelt stjernepopulation. Det vil føre for vidt at gennemgå beregningerne her, så vi antager, at andre har gjort det korrekt. De har fundet cirkelhastigheden af en stjerne, der kredser om galaksens centrum, mens den konstant befinder sig i skiven til at være

$$v_{\text{skive}}^2(r) = 4 \cdot \pi \cdot G \cdot \Sigma_0 \cdot R_{\text{skive}} \cdot \left(\frac{r}{2 \cdot R_{\text{skive}}} \right)^2 \cdot \left(I_0 \left(\frac{r}{2 \cdot R_{\text{skive}}} \right) \cdot K_0 \left(\frac{r}{2 \cdot R_{\text{skive}}} \right) - I_1 \left(\frac{r}{2 \cdot R_{\text{skive}}} \right) \cdot K_1 \left(\frac{r}{2 \cdot R_{\text{skive}}} \right) \right) \quad (23)$$

Ovenfor er Σ_0 overfladedensiteten i centrum. $R_{\text{skive}} \sim 5$ kpc er skalaradius af skiven. [9, p. 35] I_0 , I_1 , K_0 og K_1 er modificerede Bessel-funktioner. I Excel hedder de $\text{BESSELI}(x,i)$ og $\text{BESSELK}(x,i)$, hvor i er enten 0 eller 1.

Hvis man vil vide mere om (23) kan man f. eks. se pp. 70-78 i [1]. (Formlen står på p. 78 i kilden.)

Man kan beregne skivens masse ved at integrere rundt om skiven og ved at antage at masse- og lysfordelingen aftager eksponentielt, dvs. den aftager som en funktion af typen

$$\Sigma(r) = \Sigma_0 \cdot \exp\left(\frac{-r}{R_{\text{skive}}}\right) \quad (24)$$

Dermed må massen være

$$M_{\text{skive}} = \int_0^\infty \Sigma(r) \cdot 2 \cdot \pi \cdot r \, dr = 2 \cdot \pi \cdot \Sigma_0 \cdot R_{\text{skive}}^2 \quad (25)$$

9 Hastighedsberegninger

Vi antager for enkeltheds skyld, at stjerner og andre masser bevæger sig i jævn cirkelbevægelse om galaksens centrum. Dermed kan vi også bruge resultater fra teorien om jævn cirkelbevægelse. Sammenhængen mellem cirkelhastighed og acceleration er

$$\frac{v_{\text{cirkel}}^2}{r} = a = \frac{F}{m} \quad (26)$$

Der er flere massekomponenter, der bidrager til accelerationen – i vores model er der jo tale om gravitationen fra hhv. en galaksekerne, en skive og en mørk stof-halo. Gravitationsloven er anført i formel (4), og ved brug af den sammen med (26) får vi

$$\frac{v_{\text{cirkel}}^2}{r} = a_{\text{kerne}} + a_{\text{halo}} + a_{\text{skive}} = \frac{G}{r^2} \cdot (m_{\text{kerne}}(r) + m_{\text{halo}}(r)) + \frac{v_{\text{skive}}^2(r)}{r} \quad (27)$$

Vi har ikke skivens massefordelingsfunktion, derfor er skivens bidrag skrevet lidt anderledes. Dermed kan vi nu skrive den målte cirkelhastighed op som følger

$$v_{\text{cirkel}}^2 = \frac{G}{r} \cdot (m_{\text{kerne}}(r) + m_{\text{halo}}(r)) + v_{\text{skive}}^2(r) \quad (28)$$

Sammen med formel (14) og (23) har vi altså nu udtryk, der kan fittes til observationer.

10 Modeltilpasning

10.1 RMSE-bestemmelse

Når man skal tilpasse en model til måledata, er det ofte nyttigt at beregne den såkaldte *root-mean-square-værdi*. Det gøres som følger:

- Lav en kolonne til RMSE-værdier
- I hver celle beregnes $(\text{modelværdi} - \text{observationsværdi})^2$.
- I nederste celle beregnes kvadratroden af middelværdien af alle tallene ovenfor.

Når man så justerer modelparametrene, gælder det om at få RMSE-værdien til at blive så lille som muligt - ideelt set 0.

De tidligere udledte formler anføres for overskuelighedens skyld herunder.

10.2 Kerne

$$m(r) = M \cdot \frac{\left(\frac{r}{r_k}\right)^3}{\left(1 + \left(\frac{r}{r_k}\right)^2\right)^{\frac{3}{2}}}$$

10.3 Skiven

$$v_{skive}^2(r) = 4 \cdot \pi \cdot G \cdot \Sigma_0 \cdot R_{skive} \cdot \left(\frac{r}{2 \cdot R_{skive}} \right)^2 \cdot \left(I_0 \left(\frac{r}{2 \cdot R_{skive}} \right) \cdot K_0 \left(\frac{r}{2 \cdot R_{skive}} \right) - I_1 \left(\frac{r}{2 \cdot R_{skive}} \right) \cdot K_1 \left(\frac{r}{2 \cdot R_{skive}} \right) \right)$$

10.4 Mørkt stof-haloen

$$m(r) = 4 \cdot \pi \cdot \rho_{0,h} \cdot r_{0,h}^3 \cdot \left(\frac{r}{r_{0,h}} - \arctan \left(\frac{r}{r_{0,h}} \right) \right)$$

10.4.1 Opgave - Rotationskurvetilpasning

Måledata er taget fra [4].

- Åbn Excel-arket med måledata og tegn et (r,v) -punktplot med enhederne kpc og km/s. Sæt passende aksetitler på diagrammet.
- Vælg nogle celler, hvor du giver mulighed for indtastning af modelparametrene. Parametrene er de konstanter, der står i formlerne ovenfor. Enhederne for afstanden skal være kpc, massen skal have enheden M_{sol} , densitet skal have enheden M_{sol}/kpc^3 , og Σ_0 skal have enheden M_{sol}/kpc^2 .
- Lav nu hastighedskolonner ved at bruge formel (27) og formlerne anført i begyndelsen af dette afsnit. Sørg for at dine enheder bliver omregnet til SI-enheder i beregningerne!
- Beregn rotationshastigheden i km/s.
- Tilføj en dataserie med radius og modelhastigheder til din graf.
- Juster modelparametrene ved at forsøge at minimere $RMSE$ -værdien.

11 Kontrol af modellens fundne parametre

For at teste om den tilpassede model i 10.4.1 har givet realistiske resultater kan vi sammenligne med, hvad der står i litteraturen.

11.1 Kernen

Kernens masse er ca. $20 G M_{sol}$ og $r_0 \sim 0,3 \cdot r_{max}$ ifølge [5]. Dens fulde radius er ~ 2 kpc ifølge [6], dvs. $r_0 \sim 0,6$ kpc. Det giver en middeldensitet på

$$\bar{\rho} = \frac{3 \cdot 20 G M_{sol}}{4 \cdot \pi \cdot 2^3 kpc^3} = 2 \cdot 10^8 \frac{M_{sol}}{kpc^3} \quad (29)$$

Centralsiteten må være en del større end middeldensiteten. Hvis middeldensiteten svarer til den densitet, der er ved r_0 , må centralsiteten ifølge (12) være dobbelt så stor.

11.2 Skiven

Man kan beregne skivens masse ud fra formel (25). Overfladelysstyrken ved centrum af skiven er besværlig at måle, fordi vi er i skiven, men et øvre estimat er, at $\Sigma_0 \sim 10^{11} M_{sol}/kpc^2$. Hvis man antager, at skivens masse aftager eksponentielt, som vi jo gør jævnfør formel (24), så får man $\Sigma_0 \sim 10^9 M_{sol}/kpc^2$. [10]

11.3 Haloen

Haloens samlede masse er estimeret til $0,8 \cdot 10^{12} M_{\text{sol}}$. [11]

11.4 Galaksens samlede masse

Ifølge NASA vejer hele Mælkevejen omtrent $1,5 \cdot 10^{12} M_{\text{sol}}$. [8] Dette tal kan man også sammenligne med modellens resultater.

12 Diskussion

Vi har bygget en matematisk model af en spiralgalakse, og antagelserne i modellen er, at skiven er antaget uendelig tynd, dens masse aftager eksponentielt med afstanden, både kerne og mørkt stof-haloer er antaget som tilpassede isoterme sfærer, og vi har antaget jævn cirkelbevægelse for stjerner og andre legemer i skivens plan.

Læseren har tilpasset modellen til observationer og har forhåbentligt set, at modellen kan tilpasses observationerne.

Betyder det så, at modellen er sand? På ingen måde. Antagelserne kan jo være forkerte, og det kan endda være at newtonsk mekanik, som er anvendt her, slet ikke er en god teori.

Alligevel siger vi, at modellen er hæderlig, fordi den intuitivt passer med observationer af andre galakser, og at parametrene er nogenlunde konsistente med rigtige forskeres arbejde.

13 Referencer

1. James Binney & Scott Tremaine: Galactic Dynamics, Princeton University Press, New Jersey, 1987.
2. p. 89 i kilde [1] fra <https://articles.adsabs.harvard.edu/pdf/1980ApJS...44...73B>.
3. Michael Andrew Dolan Møller. M31s inklination og rotationskurve. 2022. <https://astro-gym.dk/wp-content/uploads/2022/09/m31-inklination-og-rotationskurve.zip>
4. Sofue, Yoshiaki: Rotation Curve of the Milky Way and the Dark Matter Density, 12. februar 2020. <https://arxiv.org/abs/2004.11688>
5. <https://www.aanda.org/articles/aa/abs/2016/03/aa27500-15/aa27500-15.html>
6. <https://astronomy.swin.edu.au/cosmos/B/Bulges>
7. ESA/Gaia/DPAC/CC BY-SA 3.0 IGO; A. Moitinho.
8. <https://science.nasa.gov/missions/hubble/what-does-the-milky-way-weigh-hubble-and-gaia-investigate/>
9. The Milky Way as a Galaxy af G. Gilmore, I. King og P. van der Kruit, University Science Books, Mill Valley, California, 1990
10. <https://ned.ipac.caltech.edu/level5/Sept16/Sofue/Sofue4.html>
11. The Astrophysical Journal, Volume 794, Issue 1, article id. 59, 17 pp. (2014). <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2014ApJ...794...59K/abstract>
12. Michael Andrew Dolan Møller, Mælkevejen og de andre galakser, juni 2024. <https://astro-gym.dk/tekster/>
13. EU-radioteleskoper. <https://euhou.obspm.fr/>
14. Alexander L. Rudolph: Mælkevejens rotationskurve, 2013. <https://astro-gym.dk/Aktiviteter>
15. Ole Witt-Hansen: Newtons Gravitationsproblem, LMFK-bladet marts 2008. <http://www.olewitt-hansen.dk/LMFK/Newtons%20gravitationsproblem.pdf>
16. https://no.wikipedia.org/wiki/Newtons_skallteorem

17. *W. Beardo, M. Crosta, M. G. Lattanzi, P. R. Fiorentin & A. Spagna: Geometry-driven and dark-matter-sustained Milky Way rotation curves with Gaia DR3, MNRAS, 529, 4681-4698, 2024.*