

The Instability of a Magnetized Accretion Disc with the Radial viscosity

S.M. Ghoreyshi^{1,2*}, M. shadmehr

¹Department of Physics, Faculty of Sciences, Golestan University, Gorgan

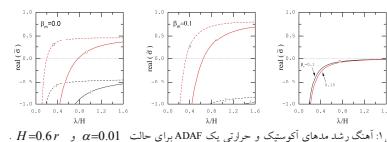
² Research Institute for Astronomy and Astrophysics of Maragha (RIAAM), Maragha

*smghoreyshi64@gmail.com

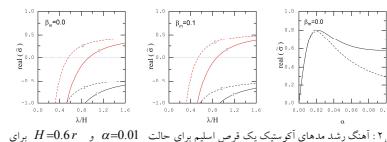
چکیده

Abstract

We study the local stability of a magnetized advection-dominated disc with the radial viscosity. Our calculations show that the radial viscosity and the magnetic field do not give rise to any new mode of instability. The thermal mode in the slim discs and the acoustic modes in the slim discs and ADAFs are affected by the radial viscous force. The growth rate of the thermal mode in the slim discs increases due to this force. We find that the growth rates of the acoustic modes decrease in the presence of radial viscosity, but the magnetic field can enhance the growth rates of the acoustic modes. The acoustic instability of a magnetized disc can explain the quasi-periodic oscillations (QPOs) from the black holes.



شکل ۱۰: آنچه رشد مدهای آکوستیک و حرارتی یک ADAF حالت نمونه‌های سمت چپ (حالت غیرمغناطیده) و مانی (حالت مغناطیده) مربوط به مدهای آکوستیک و شکل ۱۱: آنچه رشد مدهای آکوستیک و حرارتی یک ADAF حالت نمونه‌های سمت راست را مربوط به مرد حرارتی (حالت مغناطیده) می‌باشد. منحنی‌های خط بین یافنگر حالت نمونه‌ها را نشان می‌کنند.



برای $H=0.6r$ و $\alpha=0.01$ فرض اسلیم برای حالات دندانهای اکسیتک یک شرکت آنچه در شکل ۲ آشنا کردیم را در نظر می‌گیریم. آنچه در شکل ۳ نشان داده شده است، نتیجه این است که در این شرایط مقدار λ برابر با $0.4H$ است. منحنی‌های خط پیانگر فرض اسلیم غیرمتانیده بصورت تابعی از α به زاوی θ در شکل ۴ نشان داده شده است.

نتیجہ گیری

پایداری مرضی یک قرض مختارده با بهین رفت و غلت را در حضور و شکرانی شعاعی مورد بررسی قرار دادیم. بررسی‌های ما شاند دادنکه مد جدیدی با در نظر گرفتن و منکسانی شعاعی و میدان مغناطیسی ایجاد نخواهد شد. بیرون و شکرانی شعاعی با توجه به اختلاف ارزی املاح صوتی سبب کاهش آنکه رشد مدامی اکوستیکی نمود. کاهشی که این مؤلفه از شکرانی در فرآنس تایلندیاری ایجاد می‌کند به اندامهای کافی زیاد نبوده و نمی‌تواند اینچنانکوی مقادیر فرآنس رشد شده اندامهای همانی را کاهش دهد. این نتیجه از پژوهش QPO در سالهای ماضی سایه‌جاله نسبت به این نتیجه اندامهای خنثی زده پیشین شود. اما این نتیجه که در میدان مغناطیسی به سیستم، کاهش لازم برای فرآنس را ایجاد خواهد کرد، با آنکه میدان مغناطیسی سبب افزایش آنکه رشد مدامی اکوستیکی نموده اندامهای شاند کاهش، فرآنس و ایلان از این نتیجه نمی‌باشد.

جمع ها

- [1] X. Wu, and Q. Li; "The Local Stability of Accretion Disks with Advection", *ApJ* **469** (1996), 776-783.
 - [2] A. Khosravi, and A. Khesali; "The role of toroidal magnetic field in the stability of accretion disks with alpha viscosity and other viscosities", *Ap&SS* **350** (2014), 645-655.
 - [3] X. Chen, and R. E. Taam; "The Structure and Stability of Transonic Accretion Disks Surrounding Black Holes", *ApJ* **412** (1993), 254-266.
 - [4] X. Wu, L. Yang, and P. Yang; "An analytic examination of the influence of radial viscosity on the stability of a polytropic accretion disc", *MNRAS* **270** (1994), 465-470.
 - [5] W. Yu, L. Yang, and X. Wu; "Stability of an isothermal magnetized accretion disc with radial viscous force", *MNRAS* **270** (1994), 131-137.
 - [6] X. Wu; "Stability of a hot two-temperature accretion disc with advection", *MNRAS* **292** (1997), 113-119.
 - [7] S. Dines, et al.; "The radial-azimuthal instability of a hot two-temperature accretion disc with advection", *MNRAS* **317** (2000), 737-742.
 - [8] A. Khesali, and A. Khosravi; "The local stability of accretion disk models with considering the role of various viscosity and cooling mechanisms", *Ap&SS* **348** (2013), 143-153.

فرض می کنیم که $v_r = v$ بوده و از رابطه استاندارد برای و شکسانی استفاده کنیم که از سوی دیگر، چون فرصل های با پهن رفت غالب مورد بررسی هستند، از ز سرمایش تابشی در برای سرمایش ناشی از پهن رفت صرف نظر شده استاندار تغییرپذیر موضعی، طولموج اختلال سیار کوچکتر از شاعر ۳ است. از اینرو،
 شرط موضعی بودن بررسی پایداری با فرض $v_r = \omega r^{ac}/\Omega K$ بصورت $H/H - 2\alpha H/\pi r^2$ بیان می شود. برای اینکه این شرط برای فرصل های مورد بررسی ماربی قرار باشد، پاید بازتر و شکسانی کوچک فرض شود. برای تعیین معادلات مختلف شده، فرض می کنیم که هر کمیت از دو بخش شامل یک بخش غیراختالی و یک بخش اختالی تشکیل شده است که بخش اختالی آن می باشد. پس از اعمال این نکات، معادلات خطيه مختلف شده بدست می آیند. برای آنکه این معادلات دارای جواب باشند، پاید
 ترتیب میان تابعیں ضربی آنها صفر شود. از اینرو خواهیم داشت:

$$\exp(i(\omega t - kr)) = 0 \quad (2)$$

 که در این رابطه $\theta = i(\omega - kV_r)t$ بوده و شرایط $\omega \neq 0$ بر حسب می تهمت های عادلی می باشند. این معادله در حالت غیرمعتمد است، به که عادله درجه چهارم تبدیل می شود که منجر به تابع پیشین خواهد شد [1,8] برای
 تابع پیشین مدل های پایدار، این معادله را بصورت عددي حل می کنیم. اگر تست می کنیم که حقیقیت جواب ها مثبت (پايد) باشد، اختلال رشد (کاهش) می باشد و یک مدل ایجاد می شود که بخش موقتی جواب ها که مبنی برگار فرکانس پایدار باشد می باشد. این نتیجه در تعیین جهت انتشار یکار کار می روید. به عنوان مثال، بخش O-mode و I-mode اگر مثبت باشد، موقتی جواب هم اکوستیک می باشد.
 از نتیجه اهداد دادن تابع مثناش که مدد که نه میان مغناطیسی و نه و شکسانی شعاعی در یک فرصل با پهن رفت غالب منجر به مدد جدیدی نخواهد شد در تابع پیشین سیستمی، چهار مدد وجود خواهد داشت. مدد و شکسانی، مدد خوارجی و دو
 مدد اکوستیک مارداست. مدد و شکسانی همودار پایدار بوده و مستقل از میان این دو مدد اکوستیک مارداست. مدد و شکسانی شعاعی می باشد. از اینرو، تهبا بررسی سه مدد دیگر
 می بردازیم.

ایداری فرصت‌های با پهن‌رفت غالب

برای فرضیات اصلی، فرض می‌کنیم $\beta = 0.0$ و $\gamma = 4/3$ است. مد
حرارتی در چنین فرضیاتی به ازای $b_m < 0.5$ ناپایدار می‌باشد. ما در نمودار
نمودست راست شکل (۲)، تغشی و شکستن تعییغ را برای آنگ رشد مد حرارتی
محاسبه کردیم. می‌دانیم که با $H = 0.4H^*$

پایانیاری موضوعی یک قرص مغناطیسی با پهلو رفت غالب را در حضور و شکستنی شعاعی مورد بررسی قرار دادیم. محاسبات ما نشان می‌نماید که و شکستنی شعاعی و میدان مغناطیسی می‌توانند همچنین مد جاذبیت از نایاباری را ایجاد کنند. مد جاذبیت در قرص‌های اسلیم و مدهای آگوستک در قرص‌های اسلیم و *ADAF* تحت تأثیر بروز و شکستنی شعاعی می‌باشد. اینکه رشد زندگانی مد جاذبیت در قرص‌های اسلیم تحت تأثیر این نیزه افزایشی می‌باشد. ما در این قسم اکسپریمنت ایجاد مدهای آگوستک در حضور و شکستنی شعاعی کاوش هم با ایندی، میدان مغناطیسی می‌تواند اعماق‌گاهی رشد مدهای آگوستک را مهاری خواهد. نایاباری اگوستک یک قرص مغناطیسی می‌تواند نوسانات شبه درودی موج در سامانه‌ای سیستم‌های ران توجه نماید.

مقدمه

بر افزایش بر روی یک جسم متراتک از جمله فآیندیهای تولید کننده انرژی بالا درجهان بحسب آمده و فرنس های شامل این مواد بر افزایش، در سیاری از سیستم های اختنفیزیک مشاهده شده اند [همجون A0620-00، Cyg X-1 و ...]. مدل فرض استاندارد در زیرم های با تابندگی بالا و پایین V404 Cyg قابل استفاده نیست. یکی از مهم ترین پارامتر هایی که در مدل فرض استاندارد در نظر گرفته نمی شود، رسانیش ناشی از بین رفت می باشد. از جمله فرنس هایی که در آنها بین رفت نشش غالب دارد، α ADAf ها [فرنس های با پایین رفت غالب و از نظر اپتیکی تارک] و اسلیم ها [فرنس های با تابندگی بالا و از نظر اپتیکی ضخیم] می باشند. این نوع از فرنس های می توان برای توصیف بدایه هایی همچون منابع پرتو X تابندگی بالا، گازهای طبیعی در دوتایی های پرتو X و ... پذیری پذیر کاربرد داشت. عامل برخی از این پذیره ها در فرنس های با بین رفت غالب را می توان تابنداری های موجود در سیستم دانست. بررسی های انجام شده روی پذیره ای از غیر مغناطیسیه با بین رفت غالب نشان داده که α ADAf ها از نظر حرارتی پذیر و اسلیم های نابایاره هستند [1]. علاوه بر عمق اپتیکی، رسانش گرمایی و میدان مغناطیسی نیز بر پذیره ای حرارتی این نوع از فرنس ها اثر می گذارد [2]. پذیره ای اکوستیک در یک فرض اسلیم نیز وابسته به پارامتر و شکسانی و چهت انتشار است [2].

از انجایی که خصامت یک فرض با بین رفت غالب قابل مقایسه با شعاع آن است (H/R) اثر و شکسانی شعاعی قابل صرفنظر کردن نیست. این مؤلفه از و شکسانی بر روی پذیره ای حرارتی فرنس های استاندارد [3]، پلی تربو [4] و فرنس های ابروتورمال [5] نشان داده که و شکسانی شعاعی سبب کاهش آهنگ رشد نابایاری می شود. در α ADAf ها دو دمایی نیز میان مؤلفه ای و شکسانی در نظر گرفته شد، ولی اثرات آن بطور دقیق بررسی نشده است [6,7]. در برخی از بررسی های اخیر نیز نیروی مربوط به و شکسانی شعاعی در نظر گرفته شد، ولی در هایات از اثرات آن صرفنظر شد [2]. از اینرو، در این کار به بررسی اثرات و شکسانی شعاعی بر روی پذیره ای حرارتی فرنس های با بین رفت غالب می پردازیم.

معادلات اساسی و رابطه پاشندگی

دستگاه مختصات استوانه‌ای را با فرض آنکه جسم مرکزی در مرکز این دستگاه قرار دارد، اختیار می‌کنیم. فرض می‌کنیم که قرص مقابله محور و غیر خودگذشتی است. معادلات اساسی که در چهت عمویت انگشت‌الگی‌گیری شده، در حضور یک میدان مغناطیسی با مقدار متفاوت به صورت زیر هستند:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\Sigma V_{\perp}) = 0 \quad (1)$$

$$\Sigma \frac{\partial V_r}{\partial t} + \Sigma V_r \frac{\partial V_r}{\partial r} - \Sigma (\Omega^2 - \Omega_K^2) r = -2 \frac{\partial}{\partial r} [H(P + \frac{B\phi^2}{8\pi})] + F_V - \frac{HB\phi^2}{2\pi r} \quad (1)$$

$$\Sigma r^3 \frac{\partial \Omega}{\partial r} + \Sigma r l' r \frac{\partial}{\partial r}(r^2 \Omega) = \frac{\partial}{\partial r}(\Sigma v r^3 \frac{\partial \Omega}{\partial r}) \quad (\text{F})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial t} - (E + \Pi) \frac{\partial}{\partial t} (\ln \Sigma) + \Omega \frac{\partial}{\partial t} (\ln H) - \mathcal{V}'_r \left[\frac{\partial E}{\partial r} - (E + \Pi) \frac{\partial}{\partial r} (\ln \Sigma) + \Omega \frac{\partial}{\partial r} (\ln H) \right] \\ = \bar{v} \Sigma \left(r \frac{\partial \Omega}{\partial r} \right)^2 + 2 V_p \Sigma \left(\frac{\partial^2 V}{\partial r^2} \right)^2 + \frac{V'_r}{r} \left(\frac{\partial E}{\partial r} \right)^2 - \frac{1}{3} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 V' \right)^2 + \nabla \cdot (K \nabla T) \quad (4) \\ \frac{\partial B}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} (V'_r B) = 0 \quad (5) \end{aligned}$$

که در این معادلات T و v ، Π ، B_ϕ ، P ، H ، Ω_K ، Ω ، V_r ، Σ

The Effects of Large-Scale Magnetic Field and of Ohmic Dissipation on ADAFs

S.M. Ghoreyshi^{1*}

¹Department of Physics, Faculty of Sciences, Golestan University, Gorgan

*smghoreyshi64@gmail.com

چکیده

Abstract

The observations and simulations have revealed that large-scale magnetic field and outflows can exist in the inner regions of an advection-dominated accretion disc where Ohmic diffusion may also be important. In the present paper, the roles of large-scale magnetic field and outflows in the structure of resistive advection-dominated accretion discs are explored. Although the previous studies in the ideal magnetohydrodynamic (MHD) approximation have shown that the disc temperature decreases due to the vertical field component, we find that the effect of vertical field component on the temperature of a resistive disc depends on the magnetic diffusivity. When the high-limit of magnetic diffusivity is considered, the more efficient mechanism for decreasing the disc temperature can be the outflows. In such a limit of the magnetic diffusivity, the components of the large-scale magnetic field enhance the gas temperature. The increase of temperature can lead to heating and acceleration of the electrons and help us to explain the origin of phenomena such as the flares in Sgr A*.

مطالعات رصدی و شبیه‌سازی‌ها نشان داده‌اند که میدان‌های مغناطیسی بزرگ مقیاس و پادم این توانند در نواحی درونی قرص‌های برافراشی با بهن‌رفت غالب حضور داشته باشند، نواحی که پخش اهمی می‌تواند مهم باشد. در این مقاله می‌خواهیم نوش که میدان‌های مغناطیسی بزرگ مقیاس و پادم این را روی ساختار قرص‌های مغناطیسی با بهن‌رفت غالب مورد بررسی قرار دهیم. اگرچه مطالعات پیشین در تقریب مغناطیسی‌های بزرگ (MHD) ایده‌آل نشان داده‌اند که دمای قرص بواسطه مؤلفه عمودی میدان کاهش می‌یابد، ولی ما نشان می‌دهیم که این مؤلفه از میدان روی دما وابسته به پارامتر پخش مغناطیسی است. زمانی که حد بالایی پارامتر پخش مغناطیسی در نقطه گرفته شوند، مکانیزم مؤثر برای کاهش دمای قرص، پادم خواهد بود. در چنین میدانی از پارامتر پخش مغناطیسی های میدان مغناطیسی، مؤلفه‌های میدان مغناطیسی بزرگ مقیاس دمای کار را افزایش می‌دهند. افزایش دما می‌تواند سبب گرمایش و شتاب گردش کترون‌ها شاهد و توضیحی برای اساس پادم‌های مجهzon شرایط را دارد.

مقدمه

جریان‌های برافراشی با بهن‌رفت غالب (ADAFAها)، مدلی مناسب برای توصیف سیستم‌های همچون Sgr A* می‌باشد. حضور پادم در چنین سیستم‌هایی که توسط رصدما و شبیه‌سازی‌های مددی نیز تأیید شده است، می‌تواند ناشی از میدان‌های بزرگ مقیاس باشد. [1] میدان‌های مغناطیسی نیز با انتقال کاتانه‌ای وابعه‌ای توطیق ترمز مغناطیسی و نایابدی‌ای چرخشی - مغناطیسی (MRI) می‌بینند. تغییر ساختار قرص می‌شوند. تالش‌های سیاری در زمینه اثبات ناشی از پادم و میدان‌های مغناطیسی روی ADAFAها انجام شده است. زمانی که میدان مغناطیسی فقط دارای مؤلفه عمودی باشد، دمای قرص افزایش می‌یابد [2]. اما چنین دمای‌های سازگار با مغاییر بدست آمده از رسد بزرگ کمانکان های سیغفت نیستند [3] از این‌رو، پخش دیگر مؤلفه‌های میدان مورد بررسی قرار گرفت و نشان داده شد که مؤلفه عمودی میدان نوش بزرگی از این را دارد. در کاهش دمای قرص این‌گونه کنید [4].

پیشتر مطالعات انجام شده روی ADAFAها در تقریب MHD ایده‌آل است. ولی در این نوع از قرص‌ها، جفت‌شدنگی بین الکترون‌ها و بون‌ها از این‌جا بماند. بررسی‌های اخیر نشان داده‌اند که پخش اهمی در ADAFAها می‌تواند روی مقادیر انتقال تکانه زاویه‌ای مؤثر باشد [5] حتی ابداهای موجود در قرص‌ها نیز تحت تأثیر پخش اهمی قرار دارند [6]. از این‌رو انظار می‌رود که ساختار قرص در حضور پخش اهمی اصلاح گردد. در این کار قصیده دارمای قرص را در حضور میدان‌های بزرگ مقیاس و پادم با نظر گرفتن تقریب MHD غیر ایده‌آل مورد بررسی قرار دهم.

معادلات اساسی و حل خودمشابهی

در اینجا معادلات اساسی سیستم را در دستگاه مختصات استوانه‌ای می‌نویسیم و فرض می‌کنیم که میدان مغناطیسی دارای مؤلفه‌های عمودی و عمودی است. برای یک قرص تقارن محور و پایا، معادلات اساسی سیستم که در راستای Z انتگرال‌گیری شده بصورت زیر خواهد بود

$$\frac{d}{dr}(\Sigma V_r) = \frac{1}{2\pi} \frac{dM}{dr}, \quad (1)$$

$$V_r \frac{dV_{r,\phi}}{dr} (\Omega^2 - \Omega_{\phi}^2) - \frac{1}{2\pi} \frac{d}{dr} (\Sigma c_s^2) - \frac{1}{2\pi} \frac{d}{dr} (\Sigma \phi^2 + c_z^2) = \frac{\epsilon_0^2}{r}, \quad (2)$$

$$r \Sigma \left(\frac{d}{dr} (\Omega^2) \right) \frac{d}{dr} (\Omega^2) - \frac{d}{dr} (\Omega^2) \frac{\Omega(r)^2 dM}{dr} = \frac{\epsilon_0^2}{r}, \quad (3)$$

$$\frac{1}{r^2} \Sigma \left(\frac{dc_s^2}{dr} \right)^2 - 2HVr^2 s^2 \frac{dc_s^2}{dr} = \left(\nu \Sigma (r) \frac{dc_s^2}{dr} \right)^2 \frac{9H^2 V_K^2}{2\pi} V_K^2, \quad (4)$$

$$c_s = \frac{HDK_K}{\sqrt{r}\rho_b}, \quad (5)$$

در اینجا Σ ، V_r ، V_{ϕ} و c_z پتریت طول بازوی دوران، فاکتور داخل اتفاقی عبارت می‌باشند. از این‌گونه اتفاقی عبارت می‌باشد که در سمت انتهای از r عبارت مربوط به میدان سنتی می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ ، $H = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $D = \sqrt{H^2 + V_K^2}$ ، $K_K = \sqrt{V_K^2/H}$ می‌باشند. در حالی است که عبارت مربوط به مؤلفه عمودی رفتاری به شدت وابسته به r^{-1} نشان می‌دهد. مؤلفه عمودی میدان در حد پایین r^{-1} سبب کاهش عبارت‌های مرتبه $\beta_{\phi\phi}$ و $\beta_{\phi z}$ می‌شود. این عبارت‌ها در میدان مغناطیسی بزرگ (MHD) ایده‌آل می‌باشند. عبارت $\frac{d}{dr}(\Sigma V_r) = \frac{1}{2\pi} \frac{dM}{dr}$ در اینجا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ و سرعت‌های انتهای $\Omega = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_{\phi} = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b}$ ، $\Omega_K = \sqrt{H^2/V_K^2}$ می‌باشند. در این‌جا Σ از r^{-1} تا r می‌باشد. سرعت صوت $c_s = \sqrt{P_{\phi\phi}/\rho_b$

تعیین ساختار پلاسماسکره با استفاده از روش تبدیل فوریه سریع بر داده‌های الکتریکی

بهاره مجرد^۱, محمد رضا شفیع زاده^۲, مایکل کلاریژ^۳, یوسفعلی عابدینی^۴ و^۵

دانشگاه صنعتی امیرکبیر, گروه مهندسی هوافضا

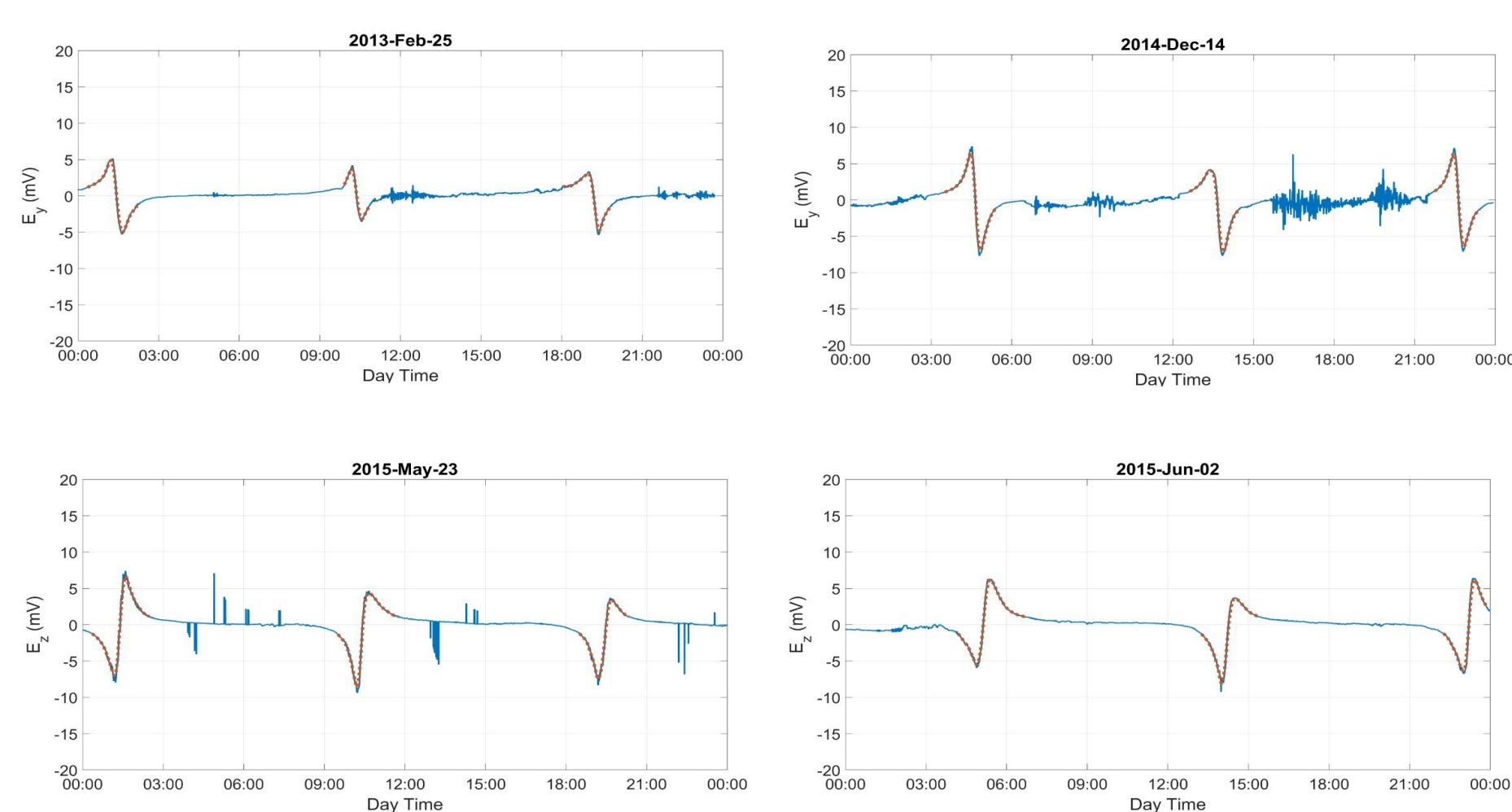
دانشگاه زنجان, دانشکده علوم, گروه فیزیک

موسسه تحقیقاتی رونین, نیو جرسی, دپارتمان اختوفیزیک

مرکز تحقیقات تغییر اقلیم و گرمایش زمین, مرکز تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان

تشخیص داده‌های الکتریکی پلاسماسکره با استفاده از داده‌های میدان الکتریکی
داده‌های هردو ماهواره RBSP روی وبسایت ناسا وجود دارند, اما در برخی از نقاط داده برداری, مقادیر NAN (مقادیری که با عنوان عدد شناخته نمی‌شوند). و یا داده‌های کاذب با مقادیر 10^{-31} و 10^{31} هستند که این مقادیر فرآیند فیلتر کردن و پیدا کردن داده‌گیری‌های ماهواره‌ای این مدل مورد بررسی و ارزیابی قرار گرفت, داده‌های مشاهداتی ماهواره‌ها نشان‌گر آن است که ساختارهای دولاویه پلاسماسکره به صورت مقطعی و در مقیاس‌های کوچک در مغناطیزکره به وجود می‌آید, در این پژوهش داده‌های ماهواره‌های ون آلن RBSP/EFW مورد استفاده قرار گرفته است, به دلیل این که مهم‌ترین مولفه نشان دهنده ساختار دولاویه پلاسماسکره این است, بنابراین ما تغییرات میدان الکتریکی در مغناطیزکره را مورد بررسی قرار دادیم, داده‌ها به صورت انتخاب ۲۰۰ روز تصادفی از سال‌های ۲۰۱۳ تا ۲۰۱۵ انتخاب شده است, تمامی داده‌ها نشان دهنده این است که ساختار دولاویه پلاسماسکره نه تنها در مقیاس کوچک, بلکه به صورت کلی و مقیاس بزرگ قابل مشاهده است, در اینجا پس از تشریح مدل دولاویه پلاسماسکره مغناطیزکره, روش تحلیل داده‌ها را با مثال معرفی می‌کنیم.

بعد از دسترسی به داده‌های کالیبره شده بخشی از اغتشاشات حذف شده‌اند. یکی از ویژگی‌های این بخش از داده‌ها تغییرات شبیه ناگهانی است. به منظور حذف این دسته از اغتشاشات بخش‌هایی از داده‌ها که در آن‌ها شبیه منحنی بزرگ‌تر از 4° باشد, صفر در نظر گرفته شده است.
بخش دیگری از اغتشاشات داده‌هایی با دامنه‌های بزرگ هستند. در این مرحله با استفاده از روش تبدیل فوریه سریع داده‌هایی با عدد موج‌های بزرگ‌تر از 100° , صفر شده‌اند. بخش دیگری از داده‌ها اغتشاشات با دامنه‌های کوچک‌تر هستند که با استفاده از یک دستور مقادیر داده‌هایی با دامنه‌های کوچک‌تر از 1° صفر شده‌اند. در ادامه برای حذف اغتشاشات با استفاده از دستور فیلتر پایین‌گذر در بازه‌ی صدتاًی از داده‌ها, تعدادی از داده‌ها با فرکانس‌هایی مشخص حذف شده‌اند. در این مرحله اختلاف میان داده‌های فیلتر شده با فیلتر پایین‌گذر و فیلتر نشده محاسبه می‌شود و سپس بی بعد می‌شوند. این مقادیر شدت اغتشاشات نام دارند که بعد از بی بعد شدن با عنوان اغتشاشات نسبی شناخته می‌شوند. در مرحله‌ی آخر اگر آستانه شدت اغتشاشات نسبی بیش از یک مقدار ثابت و معینی باشد, این مقادیر صفر خواهد شد.



نتیجه گیری

با استفاده از داده‌های ماهواره‌ای و همچنین شواهد مورد تایید گذشته که دولاویه‌های پلاسماس از جمله عوارض مغناطیزکره زمین هستند, می‌توان نتیجه جدیدتری گرفت که این ساختارها به صورت پیوسته دور زمین وجود دارند, در صورت پذیرش این فرض, احتمالاً بتوان وجود فرکانس‌های ضعیف غیر معمول در پلاسماسکره را توجیه کرد [۷], لازم به ذکر است طرح دولاویه‌های پلاسماس به عنوان ساختار بزرگ و مداوم مغناطیزکره در سالیان اخیر مورد بحث و آزمودن پژوهشگران دیگر نیز می‌باشد [۸]. اما چیزی که در اینجا اهمیت دارد, این است که طبق بررسی‌های ما زمین توسط یک ساختار الکتریکی بزرگ احاطه شده است.

منابع

- [1] H. Alfven; "Electric Currents in Cosmic Plasmas", *Review of Geophysics*, Aug 1977
- [2] Joos, G. *Theoretical Physics*. London & Glasgow: Blackie & Son Ltd. p. 271, 1951
- [3] H. Alfven; "Double Layers and Circuits in Astrophysics", NASA-CR-180018, NAS 1.26:180018, TRITA-EPP-86-04, May 1986
- [4] P. Carqvist, "On The Physics Of Relativistic Double Layers", *Astrophysics and Space Sciences*, Oct 1989, p23
- [5] J. Johnson, "The Essential Guide To The Electric Universe", chapter 5, Tbolts inc, Aug 2011
- [6] D.M. Malaspina; "Electric Field Structures and Waves at Plasma Boundaries in The Inner Magnetosphere, *JGR Space Physics*, May 2015
- [7] C.A. Cattel; "Van Allen Probes Observations of Unusually Low Frequency Whistler Mode Waves Observed in Association with Moderate Magnetic Stroms: Statistical Study", *Geophysical Research Letter*, Sep 2015
- [8] B. Lavraud; "Concomitant Double Ion and Electron Populations in The Earth's Magnetopause Boundary Layers From Double Reconnection With Lobe and Closed Field Lines", *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, Jul 2018
- [9] Torven, S. and Lindberg, L.: 1980, TRITA-EPP-80-02, Royal Institute of Technology, Stockholm.
- [10] H. Alfven, "Cosmic Plasma", University of California, San Diego, 001: 10.1007/978-94-009-8374-8
- [11] SAFIRE Project Lab, 2018 Report, Electric Universe Conference, Somerest, UK, Jul 2018.

مقدمه
ساختار دولاویه پلاسماسکره برای اولین بار توسط هانس آلفون, برنده جایزه نوبل فیزیک و بنیانگذار مدل کیهان شناسی پلاسماس مطرح گردید [۱] و از همان ابتدا برای توضیح و تشریح رفتار مغناطیزکره معرفی شد, در طی زمان با پیش‌رفت‌های هوافضا و داده‌گیری‌های ماهواره‌ای این مدل مورد بررسی و ارزیابی قرار گرفت, داده‌های مشاهداتی ماهواره‌ها نشان‌گر آن است که ساختارهای دولاویه پلاسماسکره به صورت مقطعی و در مقیاس‌های کوچک در مغناطیزکره به وجود می‌آید, در این پژوهش داده‌های ماهواره‌های ون آلن RBSP/EFW مورد استفاده قرار گرفته است, به دلیل این که مهم‌ترین مولفه نشان دهنده ساختار دولاویه پلاسماسکره این است, بنابراین ما تغییرات میدان الکتریکی در مغناطیزکره را مورد بررسی قرار دادیم, داده‌ها به صورت انتخاب ۲۰۰ روز تصادفی از سال‌های ۲۰۱۳ تا ۲۰۱۵ انتخاب شده است, تمامی داده‌ها نشان دهنده این است که ساختار دولاویه پلاسماسکره نه تنها در مقیاس کوچک, بلکه به صورت کلی و مقیاس بزرگ قابل مشاهده است, در اینجا پس از تشریح مدل دولاویه پلاسماسکره مغناطیزکره, روش تحلیل داده‌ها را با مثال معرفی می‌کنیم.

دولاویه پلاسماسکره
ساختار پلاسماسکره یک محیط شبکه‌خشنی و دارای ذرات با بارهای ناهم‌نام است, گاهی اوقات به دلایل مختلفی چون اختلاف دما, میدان الکتریکی و... این ذرات درون پلاسماس از هم تفکیک شوند و اصطلاحاً هر یک در یک لایه قرار بگیرند, همین رویداد, یکی از عواملی است که همیشه نمی‌توان رفتار پلاسماسکره را مانند گازها شرح داد.

در صورت تشکیل دولاویه پلاسماسکره بین دولاویه‌ها پتانسیل و میدان الکتریکی قوی ایجاد می‌شود [۲], این گونه ساختار را می‌توان در در بخش پلاسماسکره مغناطیزکره زمین مشاهده نمود, این ساختار برای اولین بار توسط آلفون معرفی شده است [۳].

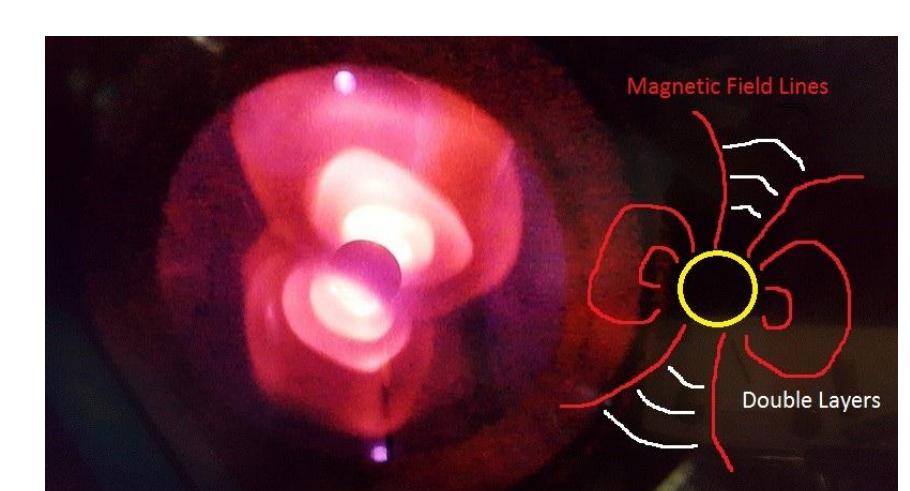
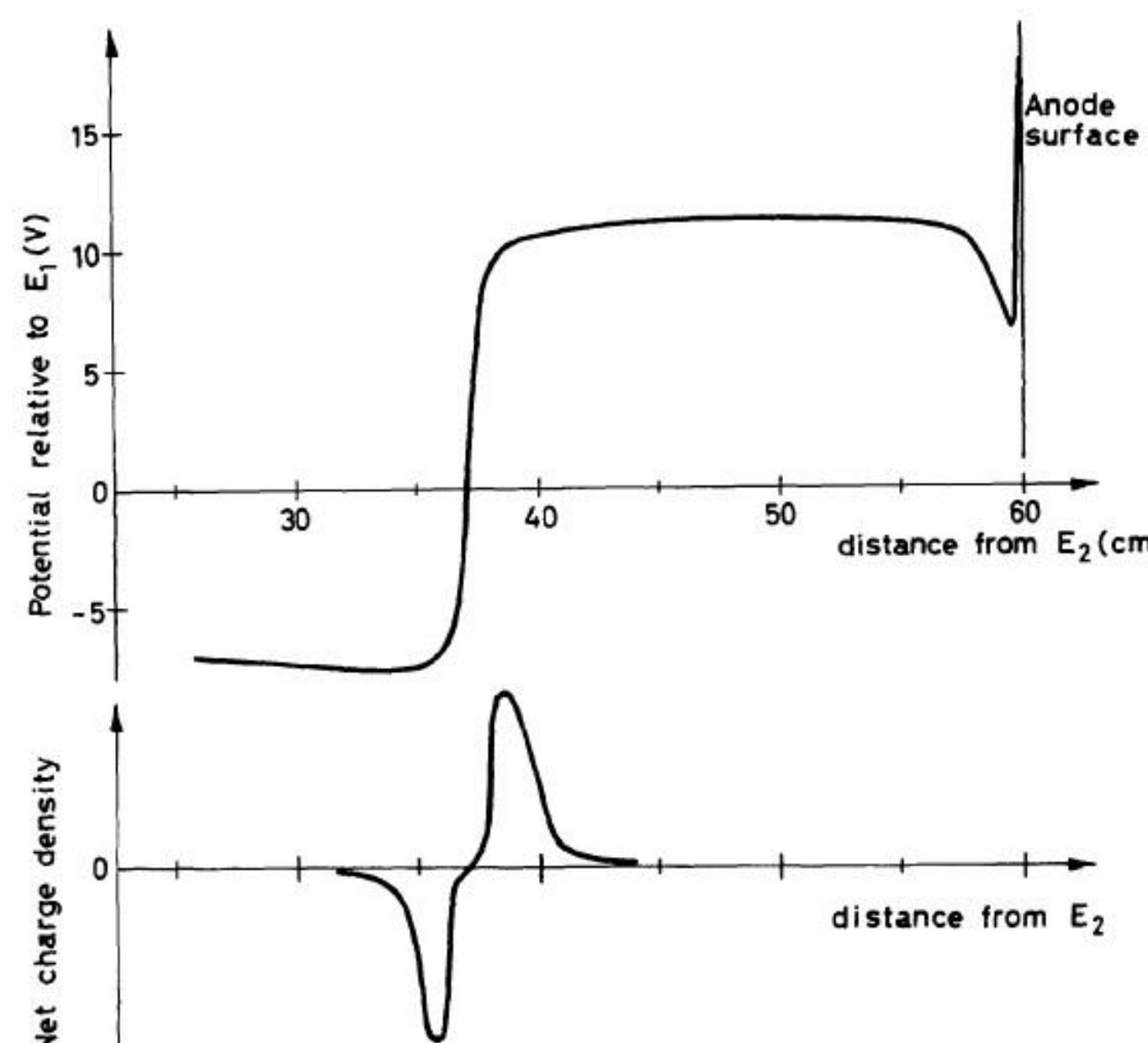
با وجود این که از اواخر دهه ۷۰ تا کنون پدیده ایجاد دولاویه‌های پلاسماسکره زمین پذیرفته شده است و مقاالتی هم در این زمینه وجود دارد [۶], اما فرض این که کره زمین بین دولاویه‌های پلاسماسکره بزرگ محیط شده باشد تا کنون مورد بررسی قرار نگرفته, به همین دلیل ما با استفاده از داده‌های ماهواره‌ای سعی کردیم در پلاسماسکره این ساختار را ارزیابی کنیم,

برای انجام این کار از ماهواره‌های RBSPA استفاده کردیم. این ماهواره‌ها می‌توانند تغییرات میدان الکتریکی و اختلاف پتانسیل را در نواحی مختلف پلاسماسکره زمین بسنجند, به دلیل این که ذرات بادهای خورشیدی شامل پروتون‌ها و الکترون‌ها هستند و جرم آن‌ها متفاوت است, در نتیجه سرعت و چگالی آن‌ها به هنگام رسیدن به میدان الکترومغناطیسی زمین متفاوت خواهد بود و در نتیجه این تفاوت تاثیر آن‌ها بر میدان هم متفاوت بوده و در نهایت باعث این می‌شوند که زمین به صورت مداوم, اما غیر یکنواخت در احاطه دولاویه‌های پلاسماسکره بزرگ باشد.

داده‌های آزمایشگاهی از دولاویه پلاسماسکره زمین بهره برد در شکل چپ [۱۰].

ساختار مغناطیسی سپهر زمین بهره برد در شکل چپ [۹] که هانس آلفون برای اولین بار از آن برای توضیح تحقیقات آزمایشگاهی بر دولاویه‌های الکتریکی مغناطیزکره در سال‌های اخیر در سمت راست [۱۱].

همانطور که در شکل چپ مشاهده می‌شود در یک ساختار دولاویه الکتریکی که در پلاسماس ایجاد می‌شود, اختلاف پتانسیل به هنگام گذر از یک لایه با بار مخالف به بار دیگر به صورت گذار از یک کمینه به بیشینه صورت می‌پذیرد, به دلیل این که هر لایه دارای بار مخالف است, نمودار توزیع و میدان الکتریکی به شکل زیر درمی‌آید که مقدار کمینه مربوط به توزیع یک بار و بیشینه بالای نمودار به بار مخالف است, برای این که دولاویه پایداری داشته باشد, لازم است ذرات درون هر لایه جریان و شارش قابل توجهی داشته باشند.





23rd Meeting on Research in Astronomy at IASBS

28-29 May, 2020

F. Danesh Manesh, M. Hosseini Rad, S. Abbassi
Department of Physics, Ferdowsi University of Mashhad, Mashhad



Gravitational fragmentation of a filamentary molecular cloud; effect of magnetic field orientation

ABSTRACT:

We investigate the fragmentation of self-gravitating filamentary molecular clouds studying the impact of magnetic field morphologies on their evolution, using 3D simulations performed with the PHANTOM Lagrangian smoothed particle magnetohydrodynamics code. We assume uniform finite filaments with different total masses which are thermally marginally critical and supercritical. Sink particles are used as a proxy for dense cores. We find that the mass storage of the filament and the magnetic field orientation are two vital agents that can determine its ongoing fragmentation. Our results show that in marginally thermally critical filament applying magnetic field could help stabilizing filament while enhancing fragmenting time and with increasing number of particles stabilization is apparently substantial. On the other hand comparing filaments with different mass storage in presence of magnetic field longitudinal to the filament axis demonstrates a decrease in fragmentation time provided stability swifter by increasing number of particles. Also it is remarkable that in all simulations fragmentation starts at the both edges of the filament while some continue harbor many dense cores alongside the filament. We also study the fragmentation of filaments in presence of magnetic field in either modes parallel and perpendicular to the main axis of the filament. The results show in case of thermally critical status, perpendicular magnetic field can be effective on filament stabilization

RESULTS AND CONCLUSIONS:

Model Name	M_{tot} (M_{\odot})	N	$\frac{\langle M \rangle_{\text{fil}}}{\langle M \rangle_{\text{crit}}}$	B	B orientation due to the major axis	t_{ff} (kyr)	t_{form} (Myr)	t_{evol} (Myr)	t_{end} (Myr)	N_{sink}
C	37	450000	1.02	No	-	288.7	0.39	0.37	0.76	92
S	50	450000	1.38	No	-	248.4	0.27	0.30	0.57	74
CB1	37	450000	1.02	10.8	parallel	288.7	0.55	1.10	1.65	17
SB1	50	450000	1.38	10.8	parallel	248.4	0.35	1.02	1.33	16
CB2	37	450000	1.02	10.8	perpendicular	288.7	0.5	0.25	0.75	5
CB3	37	1500000	1.02	10.8	parallel	288.7	0.56	0.30	0.86	2

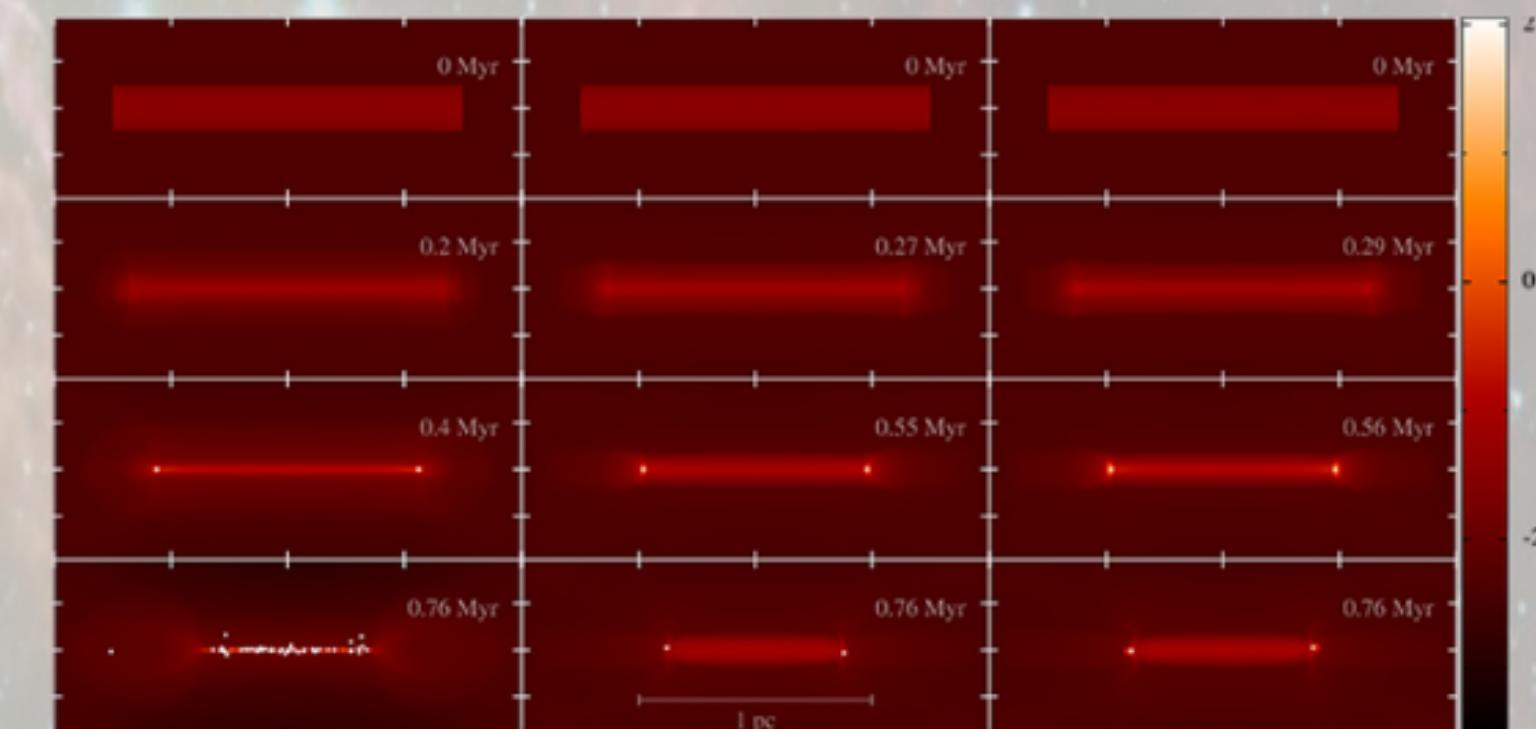


Fig.1 depicts evolution of three thermally marginally critical filaments (37 M_{\odot}), C (left), CB1 (middle) and CB3 (right), top to bottom at $t = 0$, $t_{\text{form}}/2$, t_{form} and t_{end} . Chosen simulation ending time is 0.76 Myr to compare all three of them in identical time interval. C has started to collapse faster than CB1 and turned into a thinner filament when fragments appeared at both ends, keeps fragmenting along, to get to the very thin clumpy one. In (CB1) adding MF stabilize the same filament lingering the sink formation time achieving more stability at the same t_{end} . In CB3, only increasing number of particles, can help stability with the same MF magnitude in the same orientation

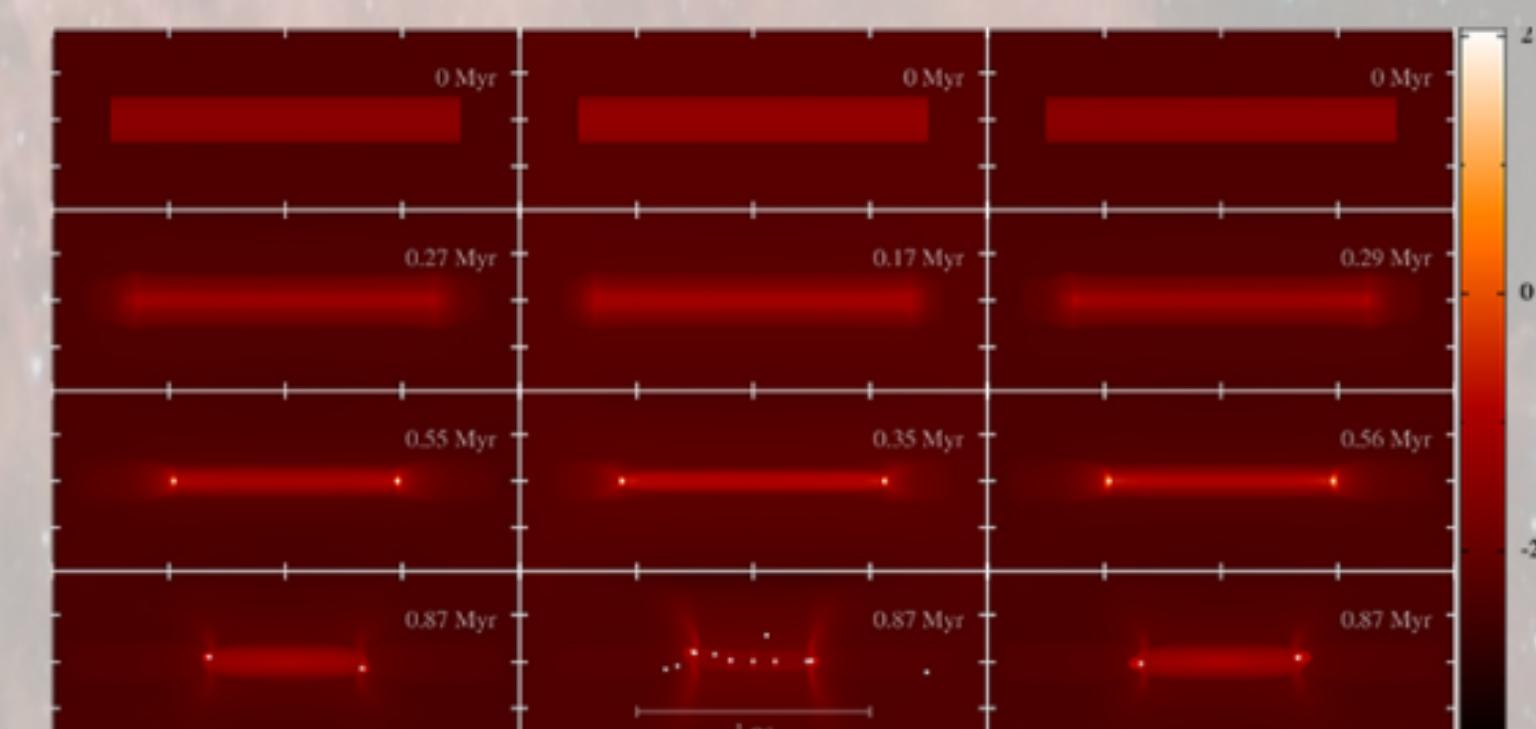


Fig.2 demonstrates evolution of CB1, CB2 and CB3 at the same time steps as the former one, which is fixed on 0.87 Myr. At the very beginning, all filaments started to collapse, radially and along their major axis, but CB2 is the most rapidly collapsing one. Sink particles are still created firstly at two edges of each of three filaments while it is completely obvious that at the onset of sink creation, CB2 is thinner than CB1. Considering the same magnitude and morphology of MF, it is significant that turning to the supercritical status, shows the impact of filament mass per unit length on fragmentation, number of fragments, filament width and distribution of the fragments

NUMERICAL METHODS AND INITIAL CONDITIONS:

A. SPH and PHANTOM

smoothed particle hydrodynamics (SPH) is a Lagrangian method based on particles

$$\rho(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^N m_i W(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|, h)$$

where W is the smoothing kernel. The kernel function is selected to have compact support within the range $|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i| = [0, 2h]$, so that N represents the number of neighboring particles within a distance $2h$ of \mathbf{r}

B. SINK PARTICLES

In this paper the SPH gas particles within the radius of 120 AU are replaced with the same mass and angular momentum

C. NUMERICAL METHODS

We present 3D simulations of filaments using PHANTOM SPH code . The gas is initially isothermal at a temperature of 15 K, with accretion radius of 120 AU and mean molecular weight of 2.38

$$\rho_{\text{sink}} = 10^{-15} \text{ gr cm}^{-3}$$

D. INITIAL CONDITIONS

We investigate the evolution of a filament of radius 0.1 pc and length of 1.5 pc in a box with dimensions at 2.4 and 0.4 pc with mass per unit length and the barotropic equation of state as follows

$$(M/L)_{\text{crit}} = \frac{2c_s^2}{G}$$

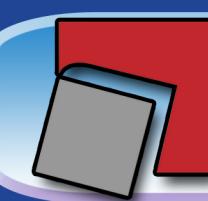
$$P = K\rho^{\gamma}$$

$$\begin{aligned} \gamma &= 1.4, & 10^{-13} \leq \rho < 10^{-10} \text{ gr cm}^{-3}, \\ \gamma &= 1.1, & 10^{-10} \leq \rho < 10^{-3} \text{ gr cm}^{-3}, \\ \gamma &= \frac{5}{3}, & \rho > 10^{-3} \text{ gr cm}^{-3}, \end{aligned}$$

Our fiducial models are chosen with two different filament masses per unit length at 37 and 50 solar mass. The magnetic field of magnitude 57 in code units in parallel and perpendicular orientation due to the major axis of the filament is applied in some simulations

REFERENCES:

- McKee, Christopher F. and Ostriker, Eve C., AR A&A 45, 565 2007
- S. Schneider and B. G. Elmegreen, ApJS 41, 87 1979
- P. Andr'e, A. Men'shchikov, S. Bontemps, et al., A&A 518, L102
- D. Arzoumanian, P. Andr'e, P. Didelon, V. K'onyves, N. Schneider, A. Men'shchikov, T. Soubie, A. Zavagno, S. Bontemps, J. di Francesco, M. Griffin, M. Hennemann, T. Hill, J. Kirk, P. Martin, V. Minier, S. Molinari, F. Motte, N. Peretto, S. Pezzuto, L. Spinoglio, D. WardThompson, G. White, and C. D. Wilson, A&A 529, L6 (2011), arXiv:1103.0201
- R. A. Gingold and J. J. Monaghan, MNRAS 181, 375 1977
- M. R. Bate, I. A. Bonnell, and N. M. Price, MNRAS 277, 15 1995
- D. J. Price, J. Wurster, T. S. Tricco, C. Nixon, S. Toupin, A. Pettitt, C. Chan, D. Mentophysical, G. Laibe, S. Glover, C. Dobbs, R. Nealon, D. Liptai, H. Worpel, C. Bonnerot, G. Dipierro, G. Ballabio, E. Ragusa, C. Federrath, R. Iaconi, T. Reichardt, D. Forgan, M. Hutchison, T. Constantino, B. Ayliffe, K. Hirsh, and G. Lodato, Publications of the Astronomical Society of Australia 35, 88 2018
- Ostriker, J., ApJ 140, 1056 1964
- S. D. Clarke and A. P. Whitworth, MNRAS 449, 1819 2015
- M. Hosseini Rad, K. Naficy, S. Abbassi, and M. Roshan, MNRAS 465, 1645 (2017),



Determining the Mean Width of the Solar Corona in 24th Solar Cycle Using Automatic Detection Method at Ultraviolet data

Mohammad Ali Moradhaseli¹, Zahra Firuzeh¹, Mohsen Javaherian²

¹Department of Physics, University of Zanjan, 45371-38791, Zanjan, Iran

²Research Institute for Astronomy and Astrophysics of Maragha (Riaam), University of Maragheh, 55134-441, Maragheh, Iran

Abstract

In this study, we firstly used new methods of image processing and data mining to obtain the width of the solar corona and its variations for sample images at different angles. For this purpose, the images of the beginning, middle and end time intervals of the solar cycle 24 have been selected in the form of full-disk solar images which can be downloaded from the JSOC data center. These data sets were recorded at 211 \AA with the spatial resolution of $0.6''$ by the Solar Dynamics Observatory / Atmospheric Imaging Assembly (SDO/AIA). After segregating the solar disk and background from its atmosphere by applying the Region Growing function, the corona was specified. Then, in the first step with lags of 0.1 radians and in the following, with the smaller steps of 0.0006 radians, we approximately obtained the width of solar corona at various angles. At last, by determining the width obtained in the desired images, we investigated the relationship between the solar activity and the mean width of the solar corona.

Data processing

Initially, the images were shown according to Table 1, has been recorded at 211 \AA with the spatial resolution of $0.6''$ by the Solar Dynamics Observatory / Atmospheric Imaging Assembly (SDO/AIA), and then in the form of full-disk solar has been downloaded from the JSOC data center (Figure 1, A).

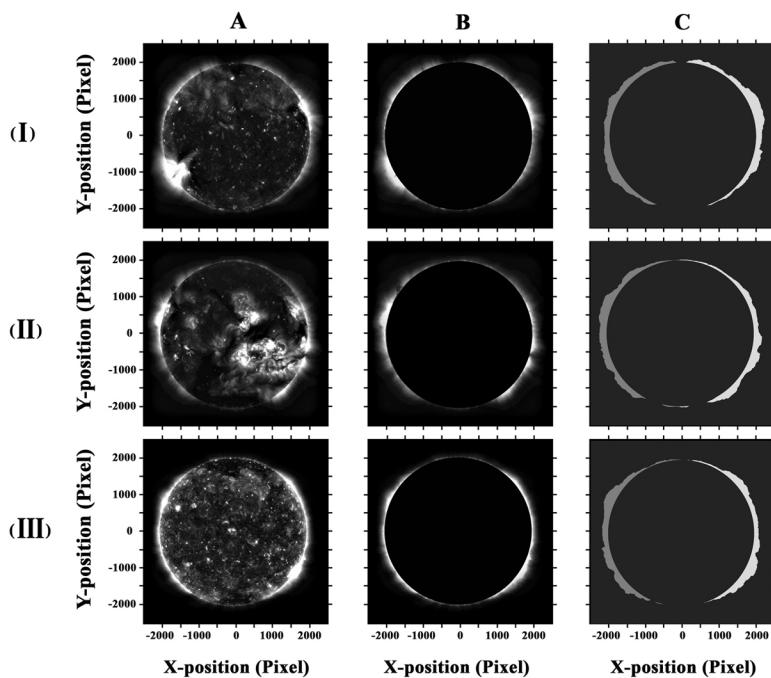


Figure 1: A) Images of solar according to Table 1, at 211 \AA , recorded by (SDO/AIA). B) Pictures of the corona area after applying the circular mask. C) Images of the corona area after applying the area growth function and background separation.

Table 1. The data used in this study

time	date	
11:00:12	October 10, 2010	1
11:00:23	April 10, 2015	2
12:01:57	October 10, 2010	3

To measure the width of the solar corona at different angles using the image processing method, we first apply a circular mask to the sun's radius on the tablet (Figure 1, B). Then, we segment the remaining areas by applying the area growth function. Area growth is a method by which image pixels are grouped according to certain standards in cumulative areas. The general method begins with a set of seed points; Neighboring pixels Each pixel with similar properties to that pixel joins together and then expands.

Depending on the nature of the problem, one or more points will be selected as the seed for the growth of the selected area. The next step is to apply a threshold intensity. By selecting a suitable threshold, almost all inside the atmosphere pixels can be identified. Next, the neighboring points of the seed point are tested for joining or not joining the seed, and this process occurs for the whole pixels of the area for the neighboring points whose intensity difference is less than the value of threshold joining together and creating the desired area.

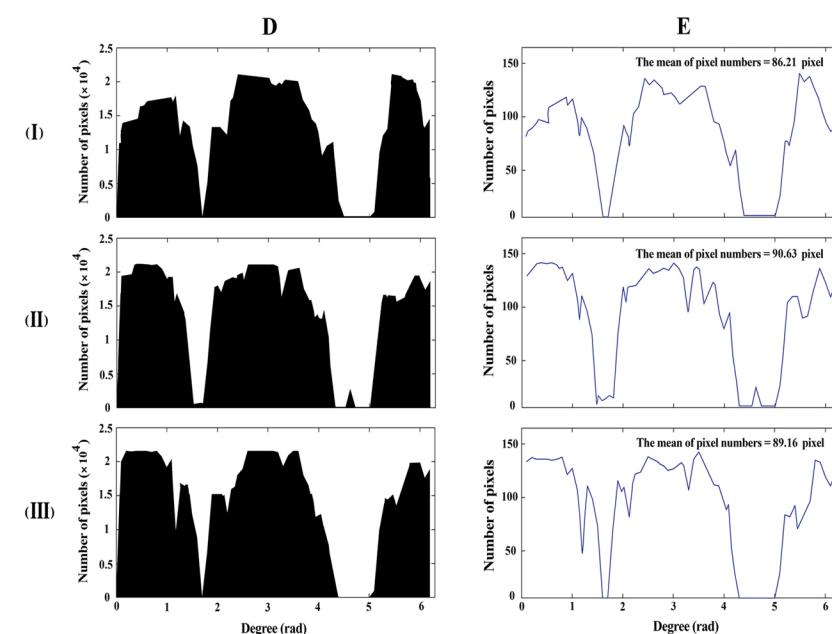


Figure 2: D) The distribution histogram of the number of pixels in terms of angle, for the angle step of 0.1 radians. E) The histogram of the number of pixels in terms of angle (radians) for the angle step of 0.0006 radians. Maximum and average number of pixels, respectively, in the first image (I) 139 and 86.21 pixels ($83''$ and $51''$), in the second image (II) 143 and 90.63 pixels ($85''$ and $54''$) and in the third image (III) is 141 and 89.16 pixels ($84''$ and $53''$).

Next, we explore the area with 0.1 radians steps. The distribution diagram of the number of pixels in different angles is shown in Figure 2, D. Then, to get an approximate width of the solar corona, we examined the desired corona area with a radial angle of 0.0006 radians (with the equation of , $\theta = \frac{\text{Length of a pixel(kilometers)}}{\text{solar radius(kilometers)}} = \frac{r \times v \times t}{r_{\odot}} = \dots$). In this case, the approximate width of the solar corona can be obtained from the distribution histogram of the pixels at different angles (Figure 2, E).

Results

For the three images, the maximum and average corona widths were 139 pixels in the first image, respectively, 139 and 86.21, and in the second image, 143 and 90.63 pixels, respectively. In the last image, these values were calculated to be 141 and 89.16 pixels, respectively. By converting the unit of kilometers, the maximum and average corona widths at 211 \AA in the first image (I) were calculated at 60381 and 37499 km, respectively. According to Figure 3, this sample image, which belongs to 2010, is from the beginning of the solar activity cycle. In the second image (II), which belongs to the middle part of the cycle, the widest part of the solar corona was 62119 km and its average width was 39369 km. Similarly, for the third image (III) recorded in 2020, located near the end point of the cycle, the maximum corona width was 61250 km and its average was 38731 km. With the threshold of intensity the fragmentation of the corona, the dense width of the crown in all three areas was less than 0.1 solar radius.

Eventually from the average corona width obtained in this study, a direct relationship can be found between crown width and solar activity, so that the average corona width at maximum solar activity increases and also reduced to at minimum activity . According to the studies, we know that the appearance of the solar corona depends on solar activity; Therefore, the obtained result was almost predictable.

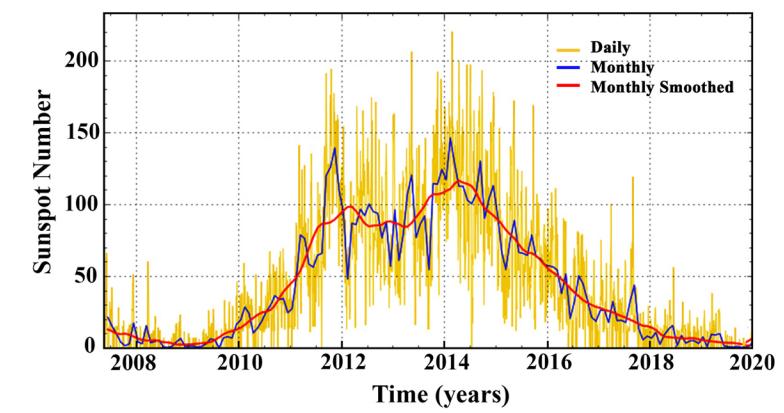


Figure 3: Chart of solar activity in the 24th cycle [7].

References

- [1] Pannekoek, A., Doorn, N. W.: 1930, Results of Observations of the Total Solar Eclipse of 29th June 1927.
- [2] Aschwanden Markus J.: 2005, Physics of the Solar Corona, New York, Berlin.
- [3] Tian, H., Samanta, T., Zhang, J.: 2018, The Transition Region above Sunspots. Geosci. Lett. 5, 4.
- [4] Safari, H., Bazargan, S.: 2016, Sun for All. p. 17, 21, 26.
- [5] Calabro, B., McAteer, R. T. J., Bloomfield, D. S.: 2013, Oscillatory Behavior in the Corona. 286- 405; 415.
- [6] DeForest, C. E.: 2006, On the Size of Structures in the Solar Corona. Southwest Research Institute, Boulder.
- [7] <http://sida.be/silos/>; SILSO graphics, Royal Observatory of Belgium 2020 May1.



استخراج خودکار نواحی درخشان و لک خورشیدی در طول موج 1600 آنگستروم با استفاده از روش‌های خوشه‌بندی فازی سی-میانگین و رشد ناحیه

فرزانه جعفری؛ محسن جواهریان

گروه فیزیک، دانشگاه محقق اردبیلی، اردبیل، ایران

مرکز تحقیقات نجوم و اخترفیزیک مراغه، دانشگاه مراغه، 55136-553، مراغه، ایران

چکیده

خورشید در لایه‌ی فاصله‌پر و شیدسپهرب خود، دارای نواحی درخشان مغناطیسی است. بعضی از این نواحی درخشان فاصله‌پری، پلاز نام دارد که مربوط به شبکه‌های مغناطیسی اطراف لک‌ها هستند. به علاوه، لک‌های خورشیدی به عنوان معیاری از فعلیت مغناطیسی خورشید شناخته می‌شوند. در این مقاله، ما از روش ترکیبی شامل الگوریتم فازی سی-میانگین و نیز تابع رشد ناحیه برای قطعه‌بندی نواحی درخشان و لک در تصاویر 1600 آنگسترومی و از تلسکوپ رصدخانه‌ی متحرک خورشیدی (اس‌دی) و ابزار گردآورنده‌ی تصویربردار جوی (ای‌آی‌ای) استفاده کردیم. افت و خیز شدت روشناهی نواحی درخشان حول لک، و همچنین، اندازه‌ی نواحی درخشان و لک، در سه روز با گام زمانی 30 دقیقه در یک بخش مربعی نزدیک مرکز قرص خورشید بدست آمد. میانگین افت و خیز شدت در نواحی درخشان ظهوریافته حول لک و میانگین مساحتی که توسط نواحی درخشان پوشش‌یافته، بترتیب برابر با 0.13 و 2256 مگامترمربع شدند. ضریب همبستگی پیرسون بین سری زمانی مساحت پوشش‌یافته با نواحی درخشان و اندازه‌ی لک، 0.03 است.

تحلیل داده و روش قطعه‌بندی تصاویر

در این مطالعه، از داده‌های ابزار ای‌آی‌ای در اطراف ناحیه‌ی فعل NOAA 12546 در سه روز متوالی (30 مارس تا 1 اوریل 2016) در گام زمانی 30 دقیقه، استفاده شده است (شکل 1، قاب سمت چپ). با حذف چرخش دیفرانسیلی خورشید از همه‌ی 145 تصویر متوالی، ناحیه‌ای مربعی به اندازه‌ی 400×400 پیکسل مربع یا 240×240 ثانیه‌ی کمتری مربع با مرکزیت قرص خورشید از همه‌ی تصویرها برش یافته تا بتوان اثر نگاشت درمورد شد و مساحت را نادیده گرفت (شکل 1، قاب سمت راست). برای اینکه هر نقطه‌ی شدت را در هر یک از خوشه‌ها قرار دهیم، تابع هدفی به صورت زیر تعریف می‌کنیم که یک پارامتر اضافه داشته باشد:

$$J = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^c \omega_{ij}^m \|x_i^{(j)} - c_j\|^2$$

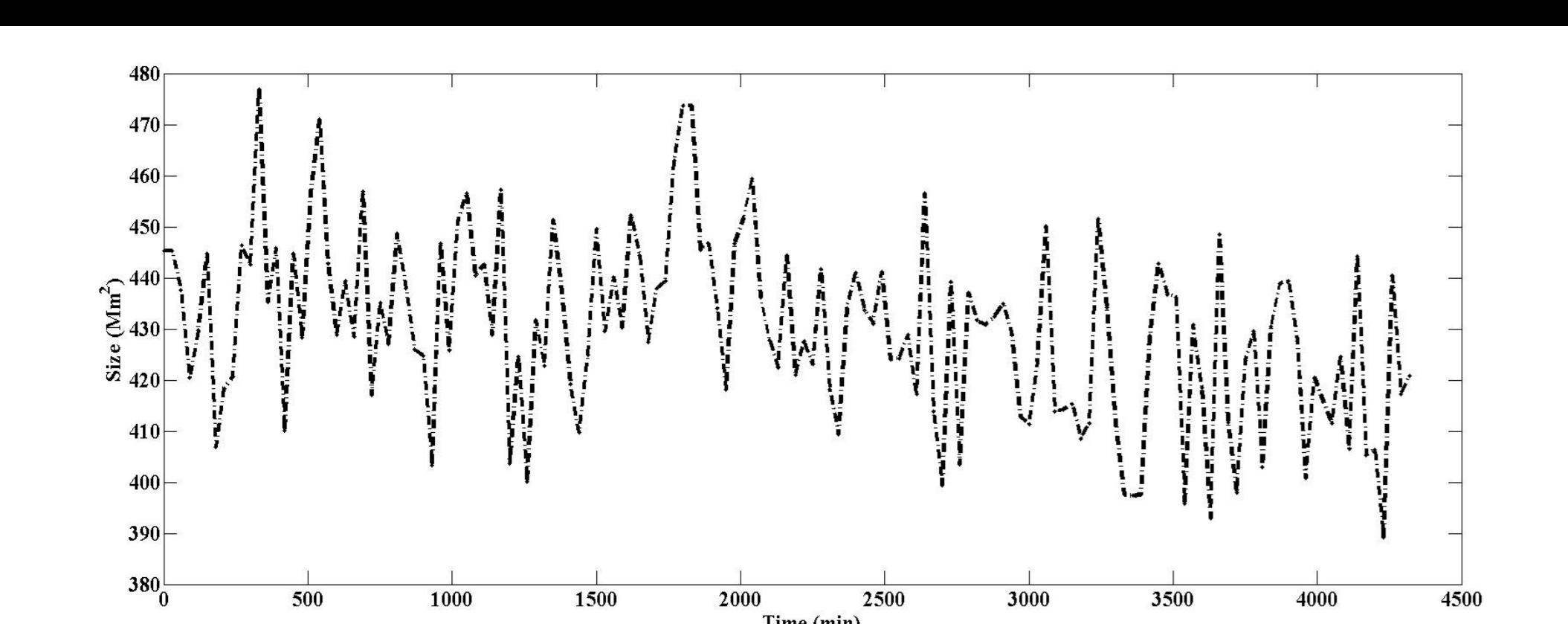
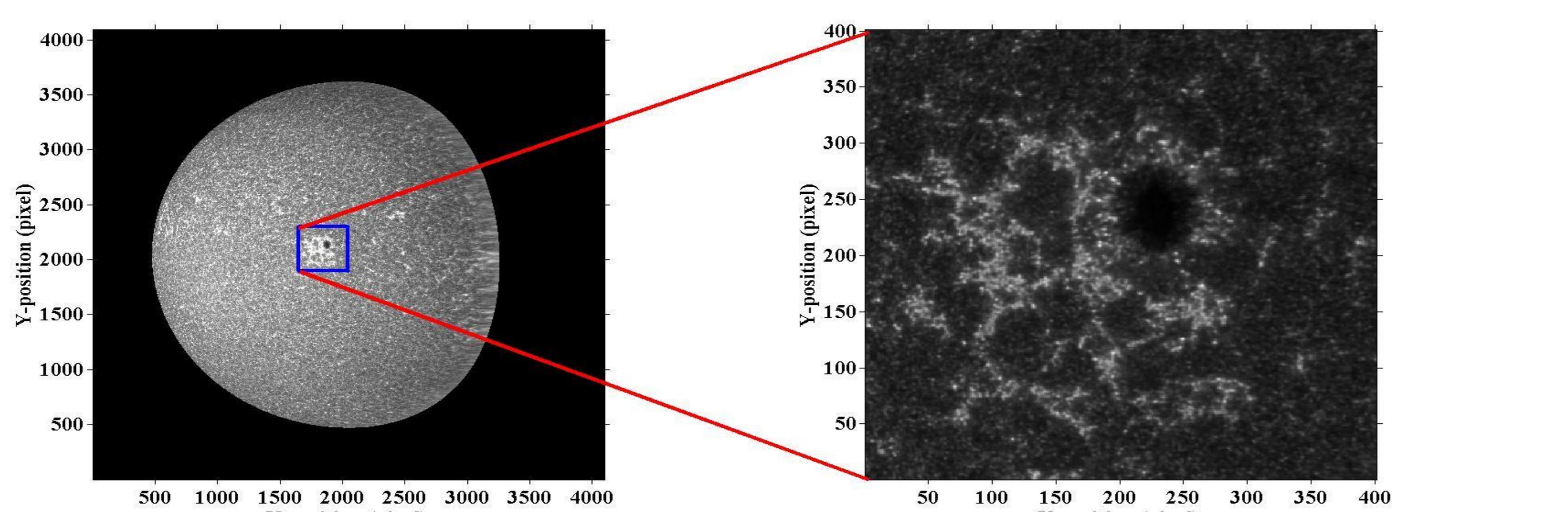
که x_i شدت پیکسل آم، n نشان‌گر ویژگی و c تعداد خوشه است [4]. ω_{ij}^m یک عضو کنیفی فازی است که مقدار عضویت نقطه

$$\omega_{ij}^m = \frac{1}{\sum_{k=1}^c \left(\frac{\|x_i - c_k\|}{\|x_i - c_k\|} \right)^{m-1}}$$

شدت x_i نسبت به خوشه j را با رابطه‌ی زیر نشان می‌دهد: شکل 2 و شکل 3 بترتیب، اندازه‌ی لک و اندازه‌ی نواحی درخشان (پلا) و شدت افت و خیز نواحی (پایین) در تصاویر متوالی در سه روز (30 مارس 2016 تا 1 اوریل 2016) با گام زمانی 30 دقیقه را نشان می‌دهند.

مقدمه

در بالای لایه‌ی شیدسپهرب خورشید، لایه‌ی فاصله‌پر که در طول موج های $Ca II K$ یا $He II$ مشاهده می‌شود، قرار داشته و شامل پدیده‌های مغناطیسی زیادی مانند نقاط درخشان مغناطیسی است [1]. نقاط درخشان میان شبکه و شبکه که منبع تشکیل آن‌ها، الگوی شارش ابردانه‌ای است، در لایه‌ی فاصله‌پر باشکل شبکه‌ای از نقطه‌های درخشان در طول موج $Ca II$ در بخش بنفش طیف خورشید در طول موج 3968 آنگستروم مشاهده می‌شوند، قرار دارند [2]. این شبکه‌های مغناطیسی در اطراف لک‌ها نواحی درخشان به نام پلاز ایجاد می‌کنند. گسیلش نواحی درخشان به صورت مناطق فعل، در نقاط استوایی تاج خورشید پدیدار می‌شود [3].



نتیجه‌گیری

ضریب همبستگی پیرسون، بین سری زمانی مساحت پوشش‌یافته توسط نواحی درخشان و اندازه‌ی لک، 0.03- بدست آمد. به علاوه، آزمون مقدار احتمالی همبستگی (p -value) 0.7 بدست آمد که بیشتر از 0.05 بوده که کماعتبار بودن این مقدار را بیان می‌کند.

برای ناحیه‌های درخشان، واریانس، چولگی و کشیدگی اندازه بترتیب 323600، 0.6643 و 3.5203 و واریانس، چولگی و کشیدگی شدت بترتیب برابر 5-0.8396، 4.20×10-0.8396 و 5.9478 محسوبه شدند. طبق بررسی اندازه‌ی لک، میانگین اندازه‌ی آن، 429.73 مگامترمربع، و نیز با بررسی نمودارهای اندازه و شدت ناحیه‌های درخشان، میانگین اندازه و میانگین افت و خیز شدت ناحیه‌های درخشان بترتیب برابر با 2256 مگامترمربع و 0.13 بدست آمد.

مراجع

- [1] E. R. Priest; "Magnetohydrodynamics of the Sun"; 1st edition, Cambridge University Press. (2014) 25, 31, 44-47
- [2] A. Tritschler and W. Schmidet; "Network and Internetwork Bright Points in the Solar Chromosphere"; ESA Publication Division 506, No.2 (2002) 785-786
- [3] B. De Pontieu and et al; "The Origins of Hot Plasma in the Solar Corona"; Science 331, No.51 (2011) 55-58
- [4] M. Yousefzadeh and M. Javaherian and H. Safari; "Segmentation of Photospheric Solar Images by Using c-Means, k-Means, and FCM Algorithms"; Iranian Journal of Astronomy and Astrophysics 2, No.1 (2015) 69-76



Low Surface Brightness Universe With The Lens Array

Zahra Sharbaf, Elham Saremi, Hamed Altafi, Habib Khosroshahi, Mohammad Akhlaghi,
Mohammad Ali Haddad, Surena Fatemi

Studying of Low Surface Brightness Universe

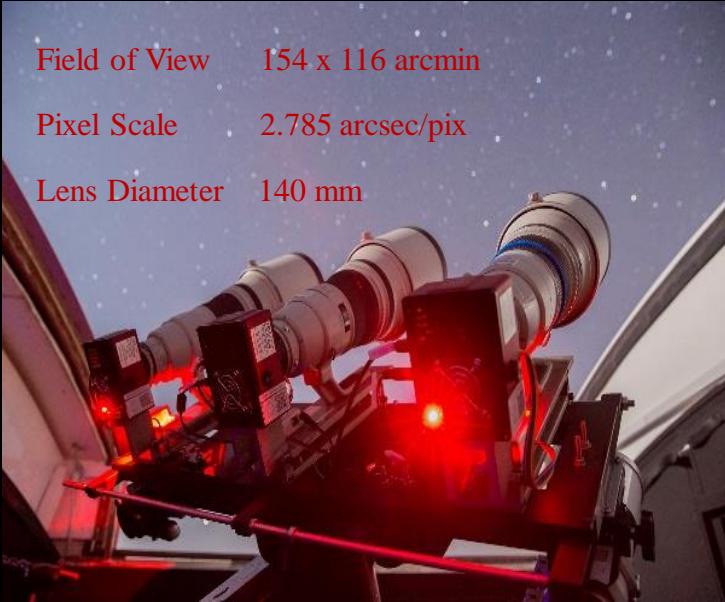
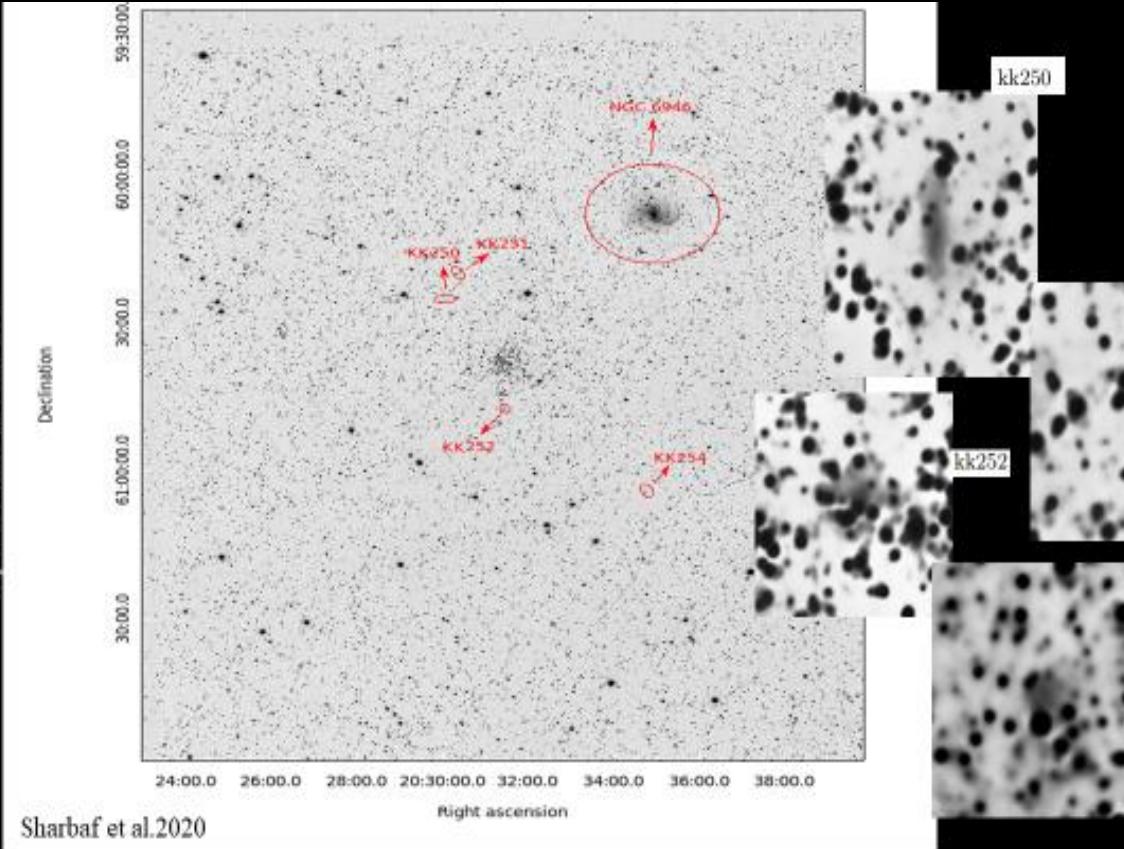
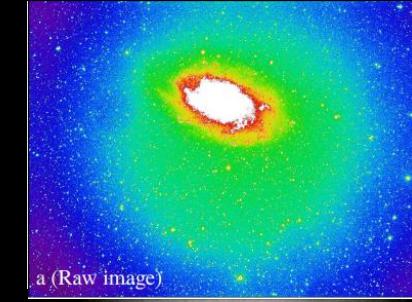
Control of systematic errors with **Lens**

Array

The Optic Train

Scattering
Internal reflections

The detector
Flat fielding
Dark subtraction



Zahra Sharbaf, May 2020
Zahra.sharbaf2@gmail.com

The effect of environments on the properties of old and young galaxies in the local universe



Sepideh Eskandarou¹, Saeed Tavasoli¹
¹ Department of Physics, Kharazmi University, Karaj, Iran

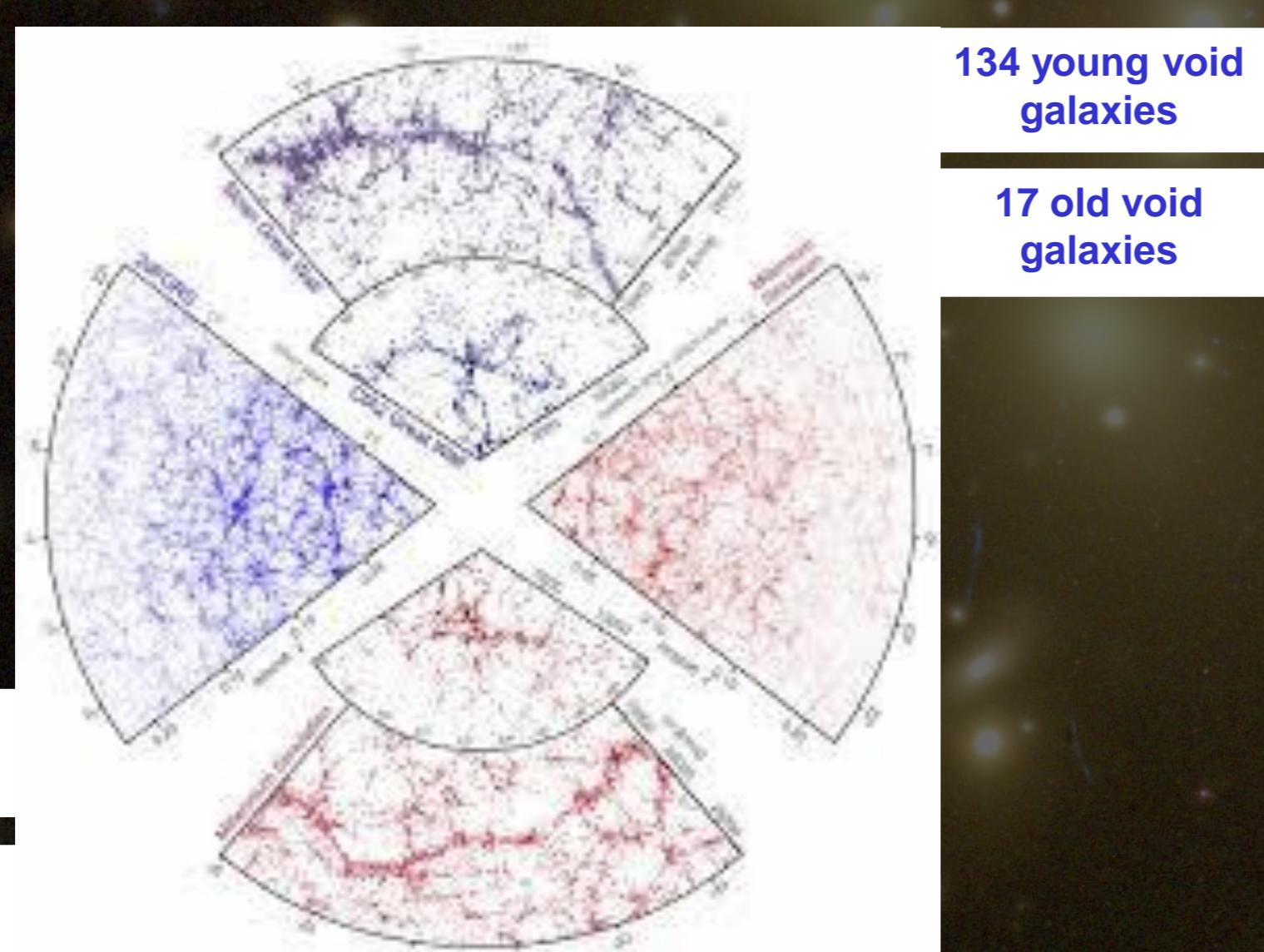
Abstract

In this work, we study the relation between velocity dispersion, size, sersic index and stellar-mass of young and old galaxies in under-dense (void) and over-dense (cluster) regions in local universe, and want to investigate the effects of environments on galaxy evolution.

Data

Our work is based on data from void catalog galaxies [1], galaxies brighter than $M_r < -17$ and $Z < 0.04$. Cluster galaxies in the same redshift and absolute magnitude range of void galaxies were extracted from the catalog by Temple et al. (2014) [2]. Considering only cluster with a least 14 spectroscopic members. The Dn 4000 (a proxy for stellar population age), stellar-mass, spectroscopic and photometric properties of galaxies are taken from MPA-JHU SDSS DR7 [3] and NYU-VAGC [4] catalog.

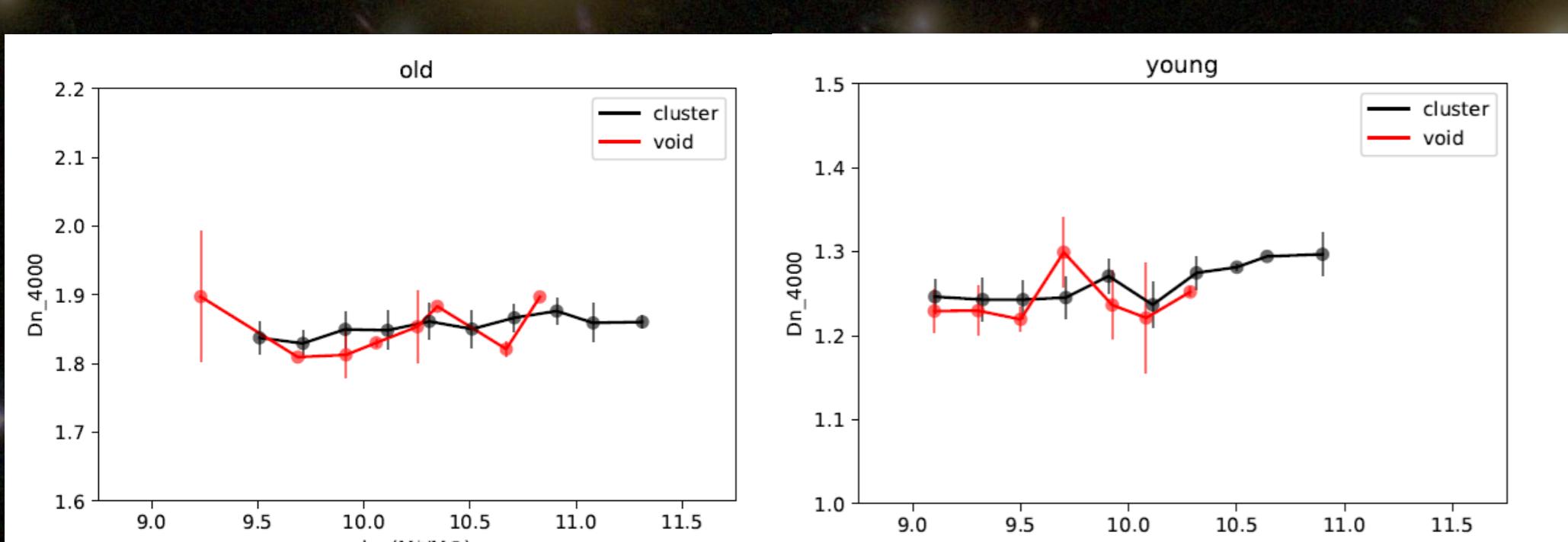
We split the sample in two subsample old and young galaxies according to Dn 4000. For young galaxies we select Dn 4000 between 1.2 and 1.3, for old galaxies selected Dn 4000 between 1.8 and 1.9.



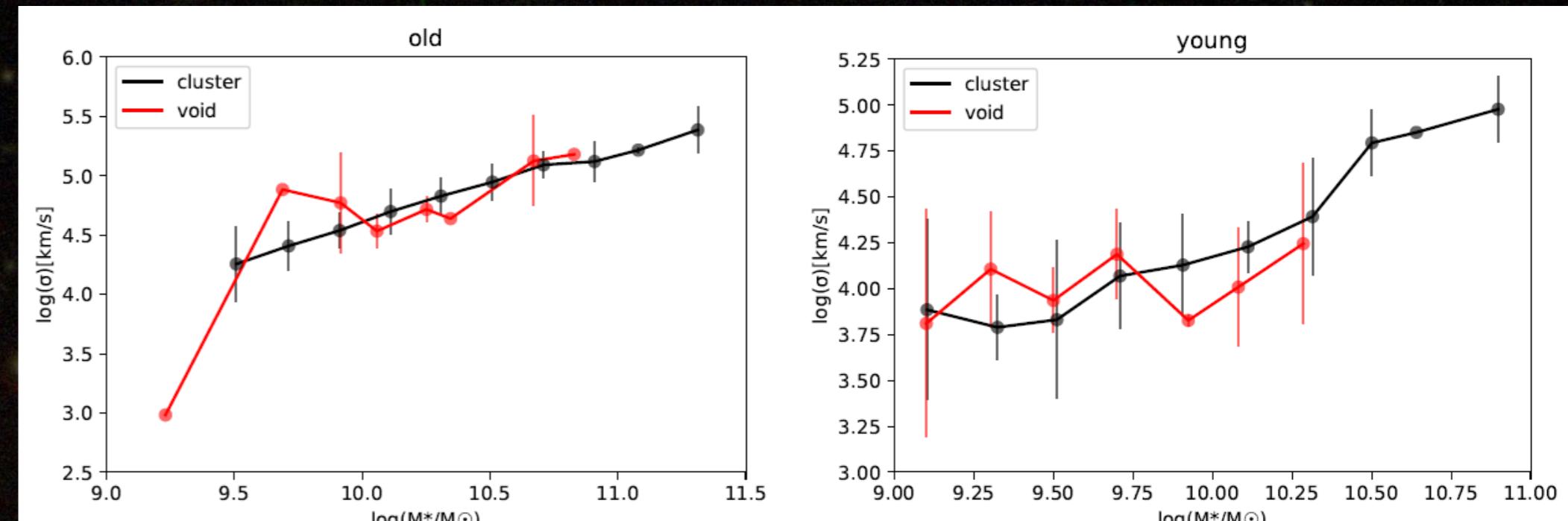
Result

We are examined properties of galaxies as function of stellar-mass and Dn 4000. We adopt a stellar-mass bin width of 0.2, and then in each stellar-mass bin we calculate the median of various galaxies properties.

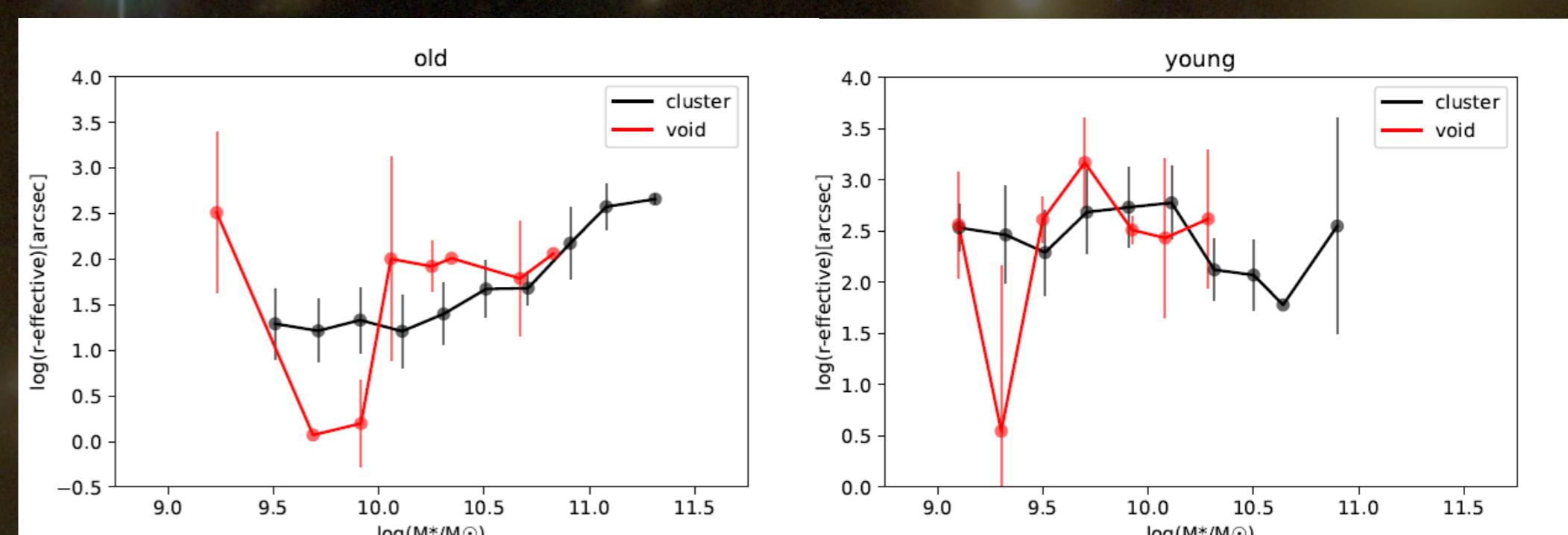
In the figure shown below shows the median of Dn4000 as function of stellar-mass. The age corresponding to the curves in all figures are shown in this figure. Red curves shows void galaxies and black curves shows the cluster galaxies. This plot shows void galaxies have stellar-mass between $\sim 10^9 - 10^{11}$ without massive objects.



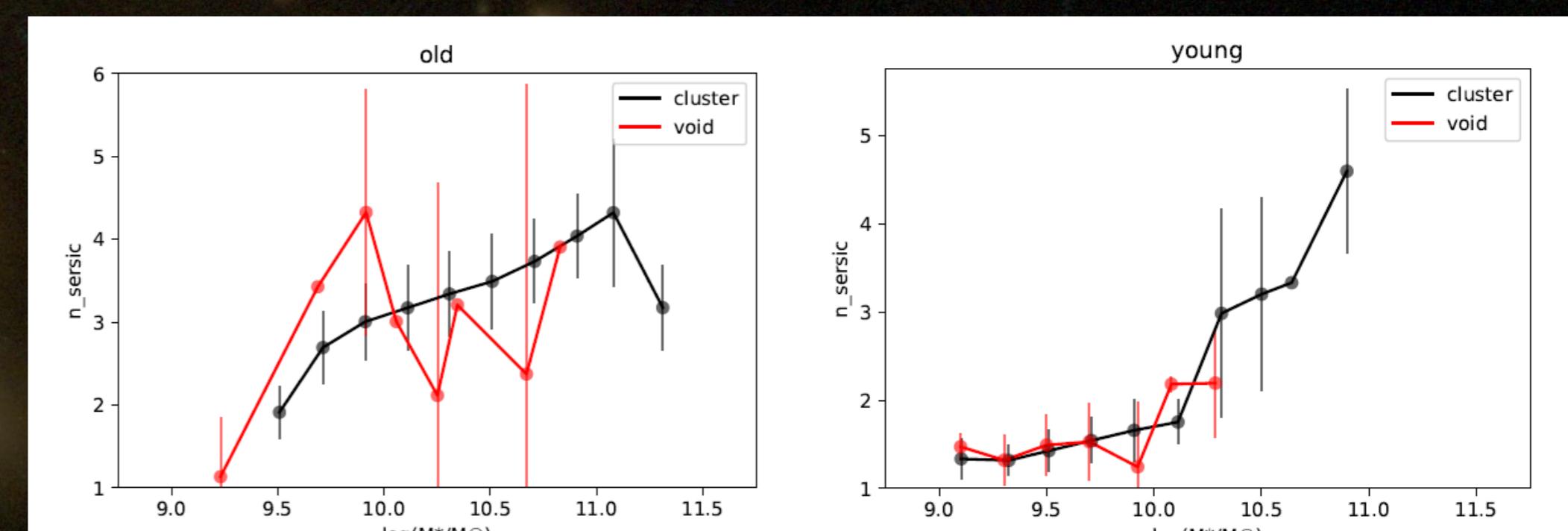
Below figure illustrate correlation between velocity dispersion and stellar-mass. this plot shows in both environments older galaxies have larger velocity dispersion. And in cluster galaxies velocity dispersion increase with stellar-mass we can not see this trends in void galaxies especially young void galaxies.



In below figure, mass-size relation are shown. In both environments at fixed stellar-mass older galaxies have smaller size than younger galaxies. In old cluster galaxies regular trend between size and stellar-mass are shown.



The sersic index versus mass for different environments and two subsample(old and young) are shown in below figure. In both environments, sersic index for stellar-mass range between $\sim 10^9 - 10^{10}$ is nearly constant, and massive galaxies in cluster have higher sersic index.



References

- [1] S. Tavasoli et al., The Astrophysical Journal Letters, Volume 803, Number 1
- [2] Tempel, E. et al , Astronomy Astrophysics, Volume 566, id.A1, 16 pp.2014
- [3] Brinchmann, J., Charlot, S., White, S. D. M., et al. 2014, MNRAS, 351, 1151
- [4] Blanton, Michael R., et al. "New York University Value-Added Galaxy Catalog: A galaxy catalog based on new public surveys." *The Astronomical Journal* 129.6 (2005): 2562.

Dependence of the Star-Formation Rate Profiles of Galaxies to the Location on the Main Sequence

S. Zahra Hosseini-Shahsavandi^{1,2}, Moein Mosleh^{1,2}

¹ Biruni Observatory, Shiraz University, Shiraz 71454, Iran

² Department of Physics, Shiraz University, Shiraz 71454, Iran

Motivation

The star-formation activity of galaxies can change the shape of their mass profiles and has implications on the formation of their sub-structures, such as bulges, bars and disks. Meanwhile, studying the star formation activities of galaxies in different redshifts has revealed that galaxies quench over the cosmic time [1]. Radial profiles of star formation are crucial for determining how star formation is changed in galaxies as they evolve along the main sequence (MS). In this work, we analyze the radial profiles of galaxies to understand the general trend of galaxies' star formation rate profiles in different redshift and stellar mass ranges, in order to examine how they can affect the structural growth of the galaxies and how the quenching process begins.

Data and Methodology:

To examine this issue, we have selected comprises galaxies of all five CANDELS fields from the 3D-HST survey. The redshift, SFR and stellar mass of sample galaxies are taken from the publicly available catalogs of the 3D-HST [2,3]. The redshift range of our sample is selected to be between $0.3 < z < 1.3$ and the stellar mass range of $10^{9.8} M_{\odot} < M_* < 10^{11.2} M_{\odot}$. By applying a pixel-by-pixel SED fitting method and using iSEDfit code [4] on the flux of galaxies in 7 HST filters, we have constructed the 2D star-formation rate (Figure 1), the stellar-mass and the sSFR maps of galaxies. These maps are then used to obtain the radial surface density profiles for stellar mass, SFR and sSFR($=\text{SFR}/M_*$). We define three subsamples of galaxies based on their distances to the MS at their given redshift. Then, we divide the samples into several stellar mass and redshift bins to investigate the redshift evolutionary trends of galaxies at a given mass. For this purpose, we obtain stacked median SFR and sSFR profiles of galaxies in each mass and redshift bins (Figure 2).

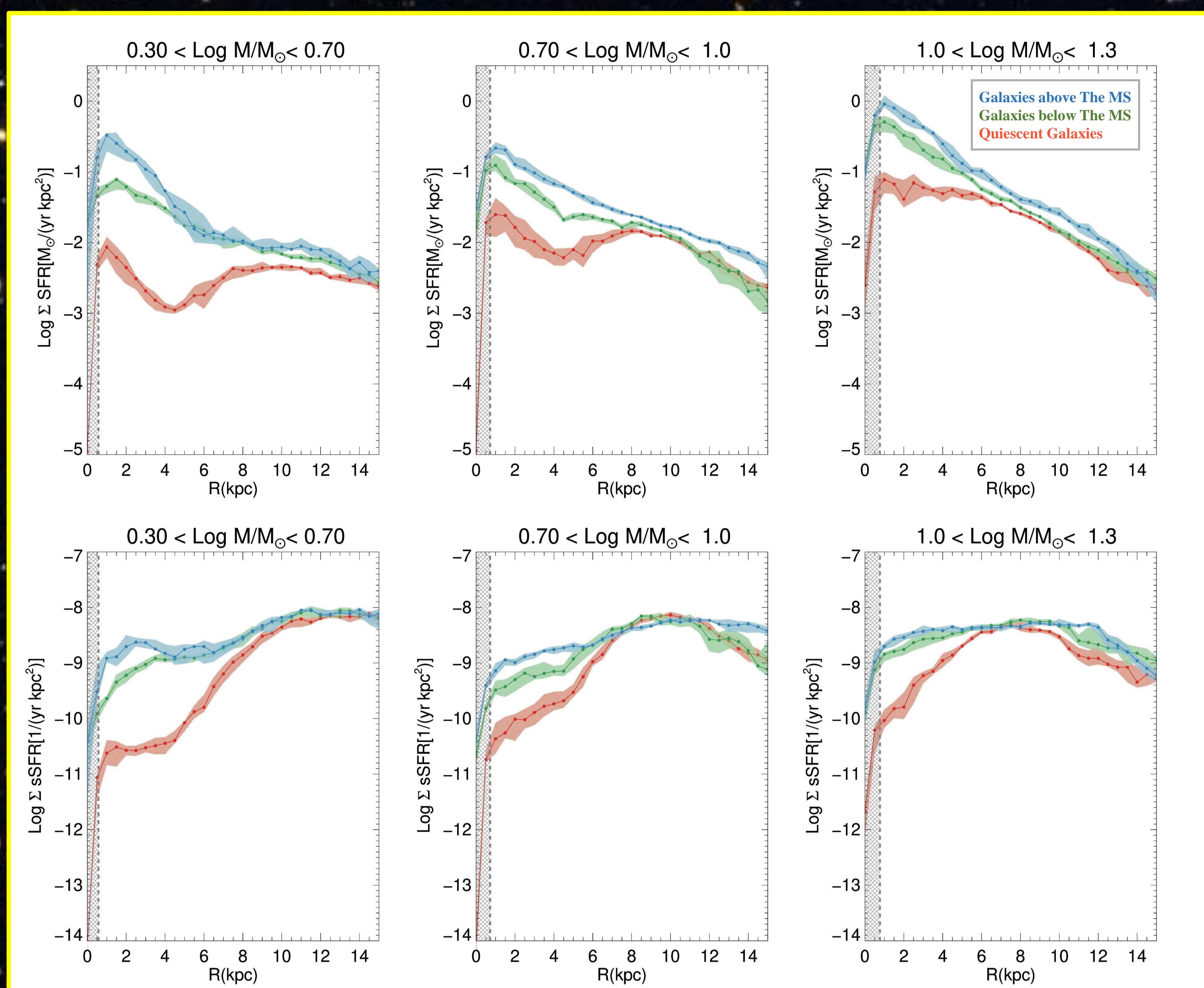


Figure 2. Median SFR and sSFR surface densities as a function of distance from the center. The sample galaxies are divided into 3 subsample according to their locations on the SFMS, for the redshift range of $0.3 < z < 0.7$, $0.7 < z < 1.0$ and $1.0 < z < 1.3$ and stellar mass bins of $10^{10.5} M_{\odot} < M_* < 10^{10.8} M_{\odot}$. The thickness of profiles is obtained by the Bootstrapping Method.

Results

- Our results show that at low redshift ranges, the SFR profiles are centrally enhanced for massive star-forming galaxies above the MS compared to their counterparts below the MS, at the same mass. This can be an indication of the bulge growth for galaxies above the MS. However, there are some hints that for less massive galaxies ($M_* < 10^{10.5} M_{\odot}$) above the MS at higher redshifts, the total SFR profiles are enhanced out to larger radii compared to those below the MS.
- However, at low redshift bins and higher stellar mass ranges, the enhancement of the central SFR profiles for star-forming above the MS can be an indication for the formation of the bulges. This trend clearly shows the dependence of the radial SFR profiles of galaxies to the location on the MS plane.
- At fixed mass, the SFR and sSFR profiles of quiescent galaxies are suppressed in the central region, which is compatible with the inside-out quenching scenario.

References

- [1] C. Y. Peng and L. C. Ho, C. D. Impey, The Astronomical Journal, (2010)
- [2] R. E. Skelton, K. E. Whitaker, I. G. Momcheva, and et al., The Astrophysical Journal Supplement Series, (2014)
- [3] G. B. Brammer, P. G. van Dokkum, M. Franx, and et al., The Astrophysical Journal Supplement Series, (2012)
- [4] J. Moustakas, A. L. Coil, J. Aird, The Astrophysical Journal, and et al., (2013)

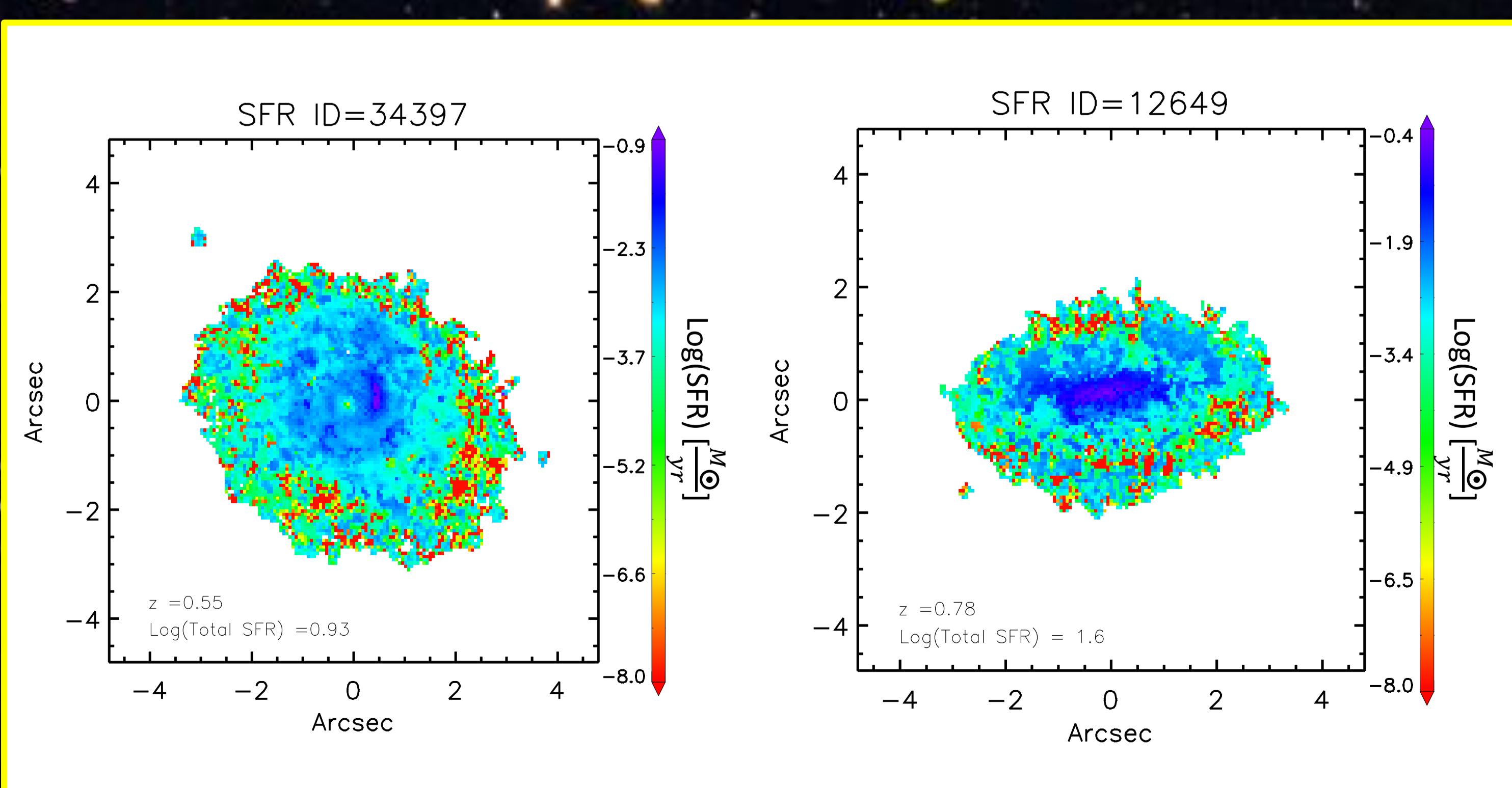


Figure 1. The star-formation rate maps constructed by pixel-by-pixel SED-fitting method using 7 HST filter bands.

Role of Thermal and Non-thermal Processes in the ISM of Magellanic Clouds



H. Hassani ^{1,2}, F. Tabatabaei ²

1. Shahid Beheshti University, Tehran

2. Institute for Research in Fundamental Science, IPM/SOA, Tehran

Taking advantage of Spitzer and Herschel observations
Using standard dust map from Far-IR emissions

Based on Tabatabaei et al. 2007, without any assumption about spectral index

Question: Relative geometry of dust/ionized gas

Actual fraction of dust attenuation in HII Regions ($T_e=10^4$ K)

Calibration of dust attenuation in diffuse medium

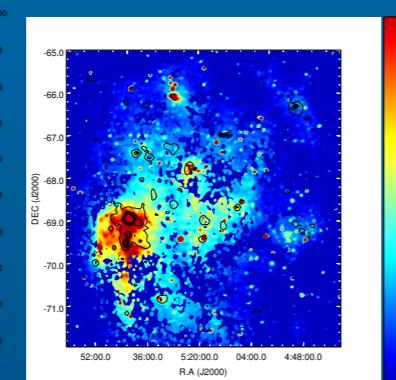
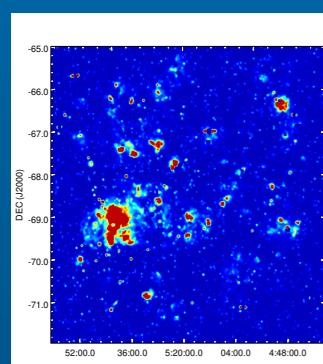
Using MUSE/VLT IFU data

Using TRT method, obtaining thermal (free-free) emission from extinction corrected Ha map

Non-thermal emission derived by subtracting thermal template from total radio continuum (200MHz, MWA telescope)

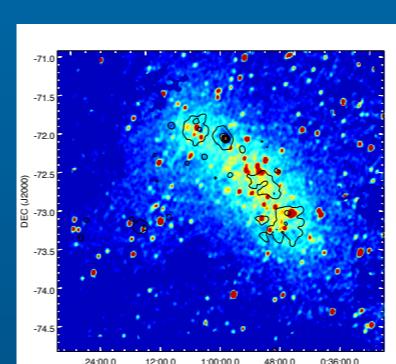
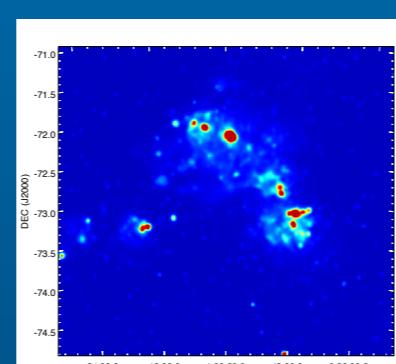
Total magnetic field strength from non-thermal map (Beck et al. 2005)

Large Magellanic Cloud:



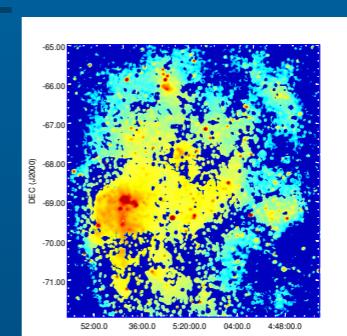
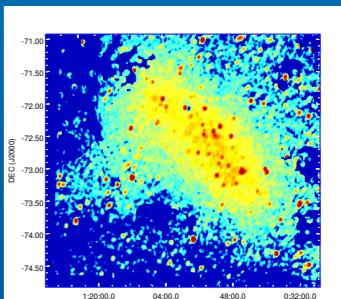
Free-free emission at 200MHz
Thermal fraction ~ 8.5%

Small Magellanic Cloud:



Free-free emission at 200MHz
Thermal fraction ~ 9.5%

SMC B $\sim 5.6 \mu\text{G}$
 $a_{nt} = -0.87$



LMC B $\sim 7.4 \mu\text{G}$
 $a_{nt} = -1.1$



HD 202772A b Radius Calculation

Benyamin Sahranavard¹, Saeed Tavasoli²

^{1,2} Department of Astronomy and High Energy Physics, Faculty of Physics, Kharazmi University, Tehran, Iran

1 Abstract

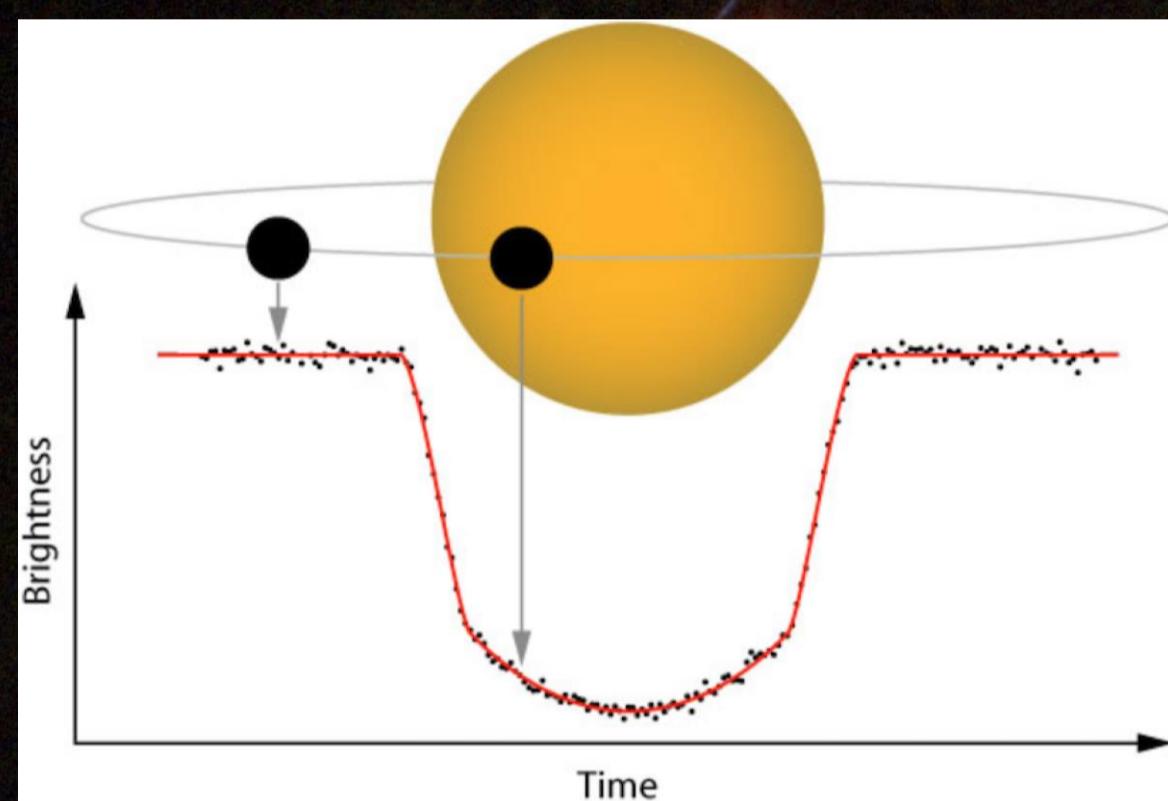
The planet HD 202772A b (TID290131778) was discovered by TESS space telescope through transit technique in 2019. This planet is figured out as super earth. The data of this mass involving Target Pixel File and lightcurve was obtained through TESS space telescope. Then we compared extracted planet parameters such as period and radius with other data in The Extra Solar Planet Encyclopaedia and NASA Exoplanet Archive.

2

Introduction

The TESS telescope, which replaced Kepler in 2018, is also exploring extrasolar planets with transit method. This method is based on the passage of the planet through the observer and the source star, and as a result, the decrease in the light of the source, and today it is the most pervasive technique for exploring exoplanets.

The transit method of detecting exoplanets looks for dips in the visible light of stars, and requires that planets cross in front of stars along our line of sight to them. Repetitive, periodic dips can reveal a planet or planets orbiting a star. Transit photometry, which looks at how much light an object puts out at any given time, can tell researchers a lot about a planet. Based on how much of a dip in light a planet causes in its star, we can determine that planet's size. Looking at how long it takes a planet to orbit its star, scientists are able to determine the shape of the planet's orbit and how long it takes the planet to circle its sun.

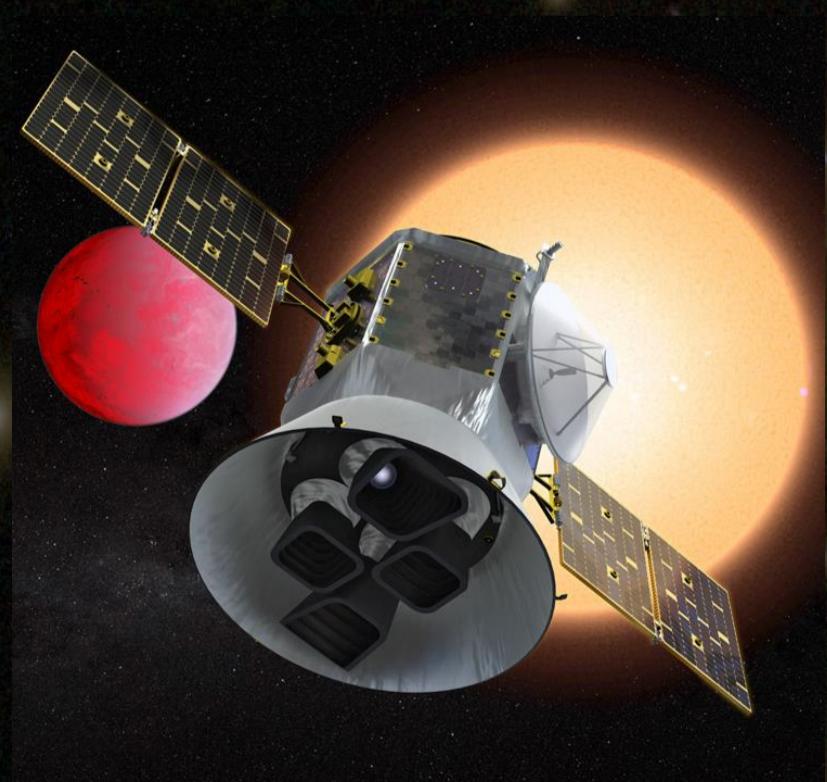


Exoplanet Transit and lightcurve

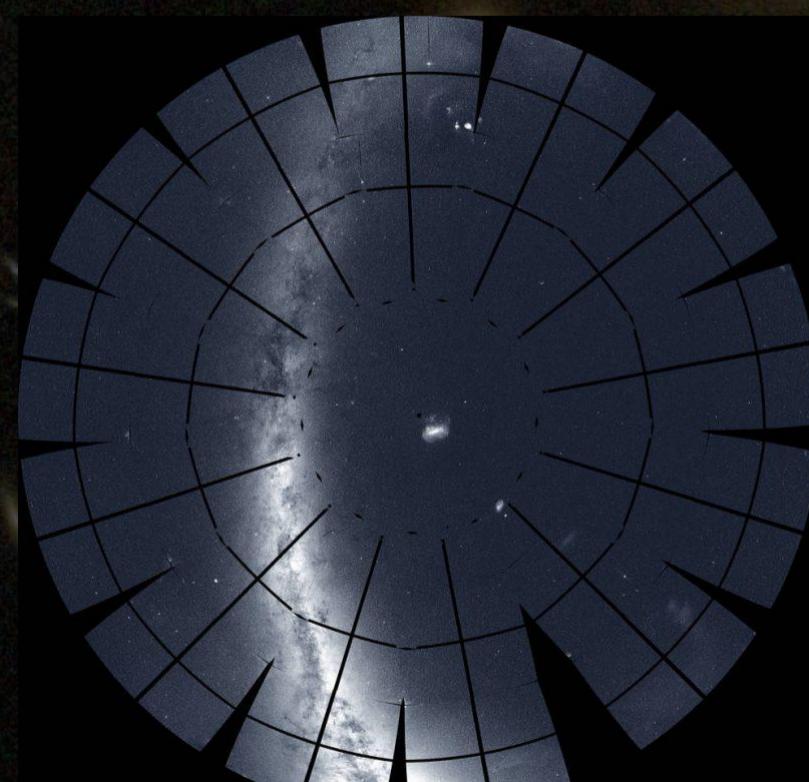
3 Transiting Exoplanet Survey Satellite (TESS)

TESS will survey the entire sky over the course of two years by breaking it up into 26 different sectors, each 24 degrees by 96 degrees across. The powerful cameras on the spacecraft will stare at each sector for at least 27 days, looking at the brightest stars at a two-minute cadence. From Earth, the moon occupies half a degree, which is less than 1/9,000th the size of the TESS tiles.

TESS will create a catalog of thousands of exoplanet candidates using this transit photometry method. After this list has been compiled, the TESS mission will conduct ground-based follow-up observations to confirm that the exoplanet candidates are true exoplanets and not false positives. These ground-based telescopes will collaborate with other ground-based telescopes to measure the masses of the planets. Using the known planet size, orbit and mass, TESS and ground-based follow-up will be able to determine the planets' compositions. This will reveal whether the planets are rocky (like Earth), gas giants (like Jupiter) or something even more unusual. Additional follow-up with ground- and space-based missions, including NASA's James Webb Space Telescope, will also allow astronomers to study the atmospheres of many of these planets.



Transiting Exoplanet Survey Satellite (TESS)



TESS Field of View in First Year (13 Sectors)

References and acknowledgements

- [1] http://exoplanet.eu/catalog/hd_202772_a_b
- [2] https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/cgi-bin/DisplayOverview/nph-DisplayOverview?objname=HD+202772+A+b&type=CONFIRMED_PLANET
- [4] <https://archive.stsci.edu/missions/tess/tid/s0001/0000/0002/9013/1778>
- [5] arXiv: 1810.02341v1
- [6] arXiv: 1901.0245v2
- [7] arXiv: 1507.08285v3

And special thanks to Dr. Leila Sadeghi

4

Data Receive

Given the location of the target star, we enter a site set up for TESS satellite observations to find out which part of the telescope's recorded images is in which object.

Target position in sky:

RA: 319.6990

Dec: -26.162

HD202772A star position in TESS data:

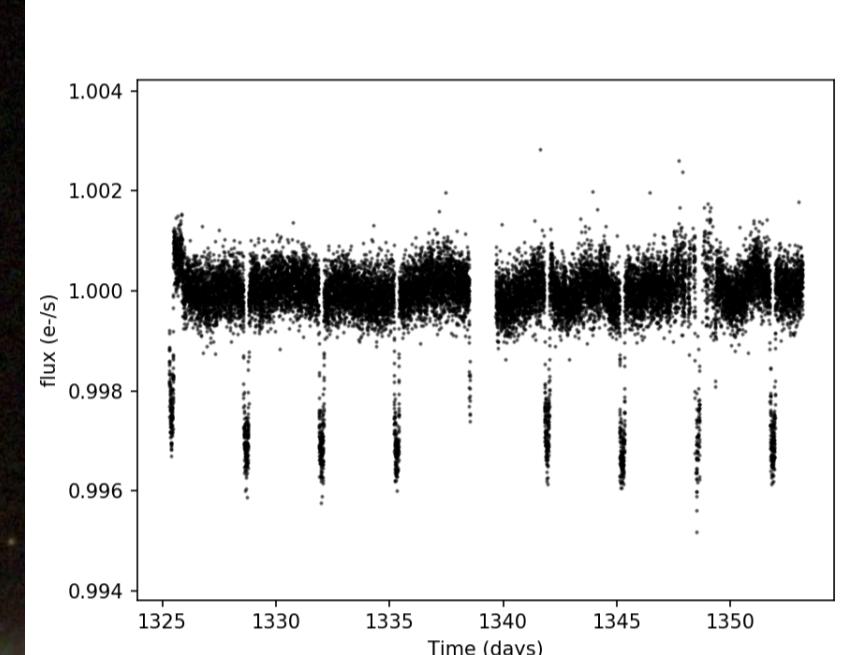
Sector 1 / Camera 1 / CCD 4

We now go to MAST to get the relevant data. The object's data we are looking for is at the following address:

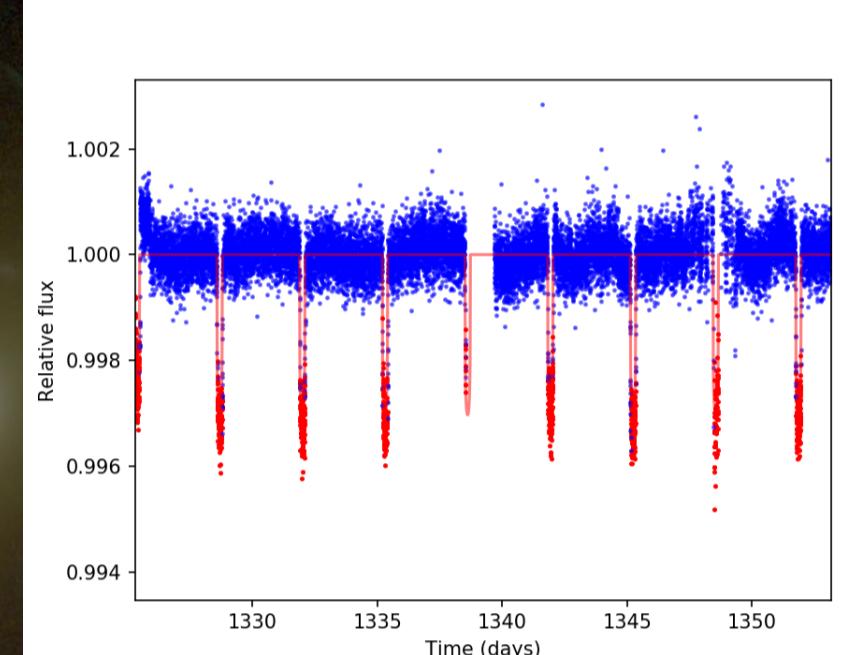
<https://archive.stsci.edu/missions/tess/tid/s0001/0000/0002/9013/1778>

Lightcurve

The TESS looks at each part of the sky in the first part of its mission for about 27 days, each of which is called the Sector. So the length of the full optical curve of the objects being observed is the same.



Long cadence of TID290131778

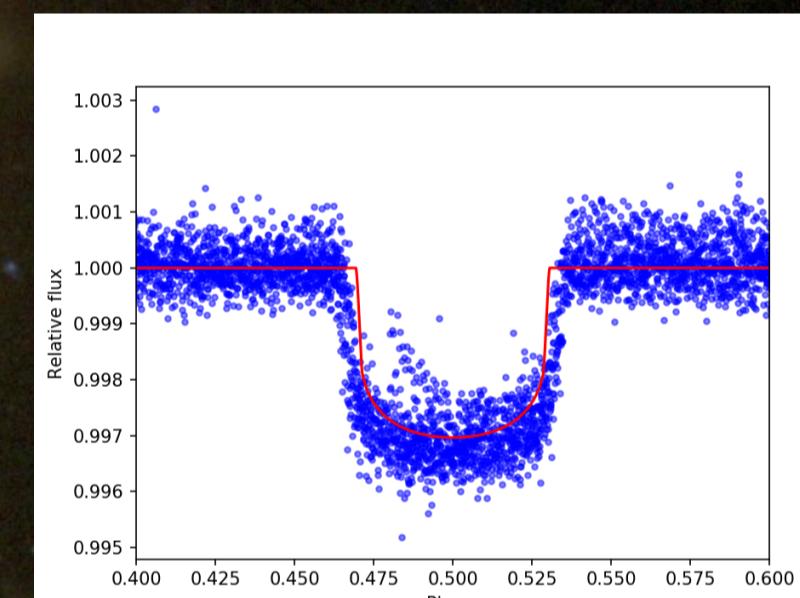


Long cadence and modelled lightcurve

5 BLS Model

Box Least Squares

This method is used for time series data and works based on the fit of the rectangle in the lightcurve.



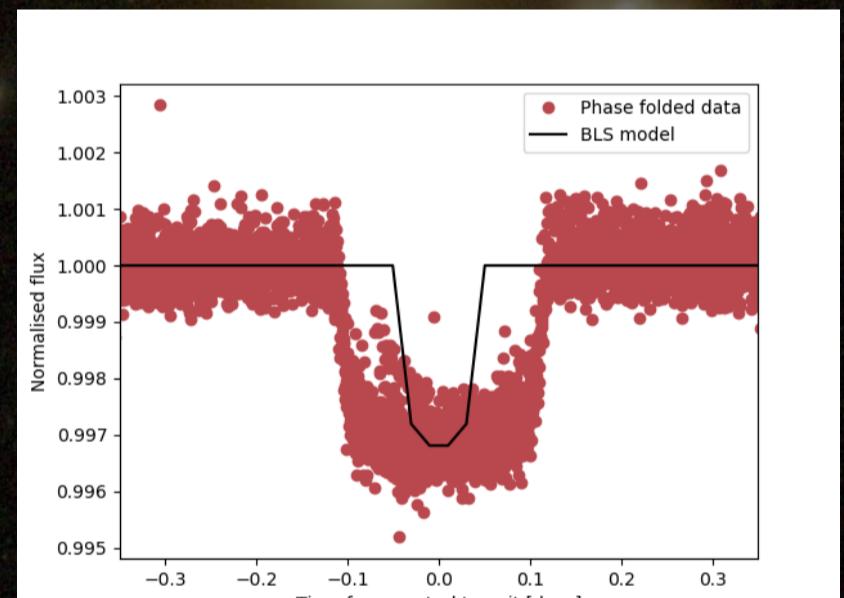
Period = 3.30883 days

Depth = 0.00294

6 TLS Model

Transit Least Squares

This method is used for time series data and works based on the fit of the U shape in the lightcurve and good for little planet.



Period = 3.31086 days

Depth = 0.00996

7

Results

In this research, we obtained depths from lightcurves, and then we investigated different radii of host star from different identified references (Wang et al. 2019, TESS catalog), and compared them with each other. The results indicated that TLS is not an appropriate way for this approach. The resultant planet radii were remarkably big, and they seemed to be far from the reality. However BLS showed results which were closer to the radii of identified references.

Also, the results argue that the obtained radius by depth has the least difference with the radius of host star in TESS team catalog. Furthermore, it seems that, despite the Wang reports, the planet HD202772A b could not be a hot Jupiter. According to the TESS team, the HD202772A b planet could be considered as a super earth.

Parameters	Unit	Value	Reference	Value	Reference	Value	Reference
R _•	R _{sun}	2.591	Wang et al. 2019	2.614	Wang et al. 2018	1.319	TESS catalogue
Depth	—	0.00375	Wang et al. 2019	0.00377	Wang et al. 2018	0.00296	TESS catalogue
R _p	R _J	1.545	Wang et al. 2019	1.562	Wang et al. 2018	0.69861	TESS catalogue

Table of referenced values

BLS	Parameters	Unit	Value	Reference	Value	Reference	Value	Reference
	R _•	R _{sun}	2.591	Wang et al. 2019	2.614	Wang et al. 2018	1.319	TESS catalogue
TLS	Depth	—	0.00294	—	0.00294	—	0.00294	—
	R _p	R _J	1.36712	—	1.37925	—	0.69596	—
TLS	Parameters	Unit	Value	Reference	Value	Reference	Value	Reference
	R _•	R _{sun}	2.591	Wang et al. 2019	2.614	Wang et al. 2018	1.319	TESS catalogue
TLS	Depth	—	0.00997	—	0.00997	—	0.00997	—
	R _p	R _J	2.51756	—	2.53991	—	1.28161	—

Table of calculated values

Modified Dark Halos and Galaxy Rotation Curves

Aziz Khodadadi Pirehyousefan, Hosein Haghi, Akram Hasani Zonoozi

Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS)

Introduction

One of the most important challenges of the NFW dark matter halo density profile is the core/cusp challenge. While the density profile of the NFW dark matter halo in the center has a nonzero slope, many observations indicate the existence of a constant density core in the center of the galaxies, which is clearly inconsistent with the prediction of the NFW dark matter halo density profile. Baryonic processes, such as recessive contraction and gas outflow, can in principle alter the density profile of the initial dark matter halo. High-precision cosmological hydrodynamic simulations conducted by Di Cintio et al 2014, show that the inner density profiles are systematically correlated with the ratio of stellar mass to dark halo mass. This presented density profile (DC14 profile) seems to be a good substitute for the NFW dark matter halo density profile to solve the core-cusp challenge. In this work we are using SPARC data for 175 galaxies in two separate sets, we investigate the correlation between concentration (c) and viral mass (M_{vir}) as well as the relationship (color- M/L).

The Data

We used the SPARC data rotation curves extracted from SPARC's original article (Lelli et al 2016). This sample has a wide range of galaxies both morphologically and luminously. This variation in luminosity and type of galaxies in the SPARC data provides a useful set to investigate the dynamical properties of galaxies, by fitting the dark matter halo contribution to the DC14 dark halo density profile to the best fit values for the two selected sets of SPARC galaxies we obtain three selected free parameters M/L , c and M_{vir} . These values and some of the properties of the galaxies studied are presented in Table 1. See SPARC's original article (Lelli et al. 2016) for details. Collection of selected galaxies are: (A) Total SPARC galaxies. (B) The set of galaxies used in the Haghi et al 2018, paper that obtained the negative best M/L values for NFW profiles.

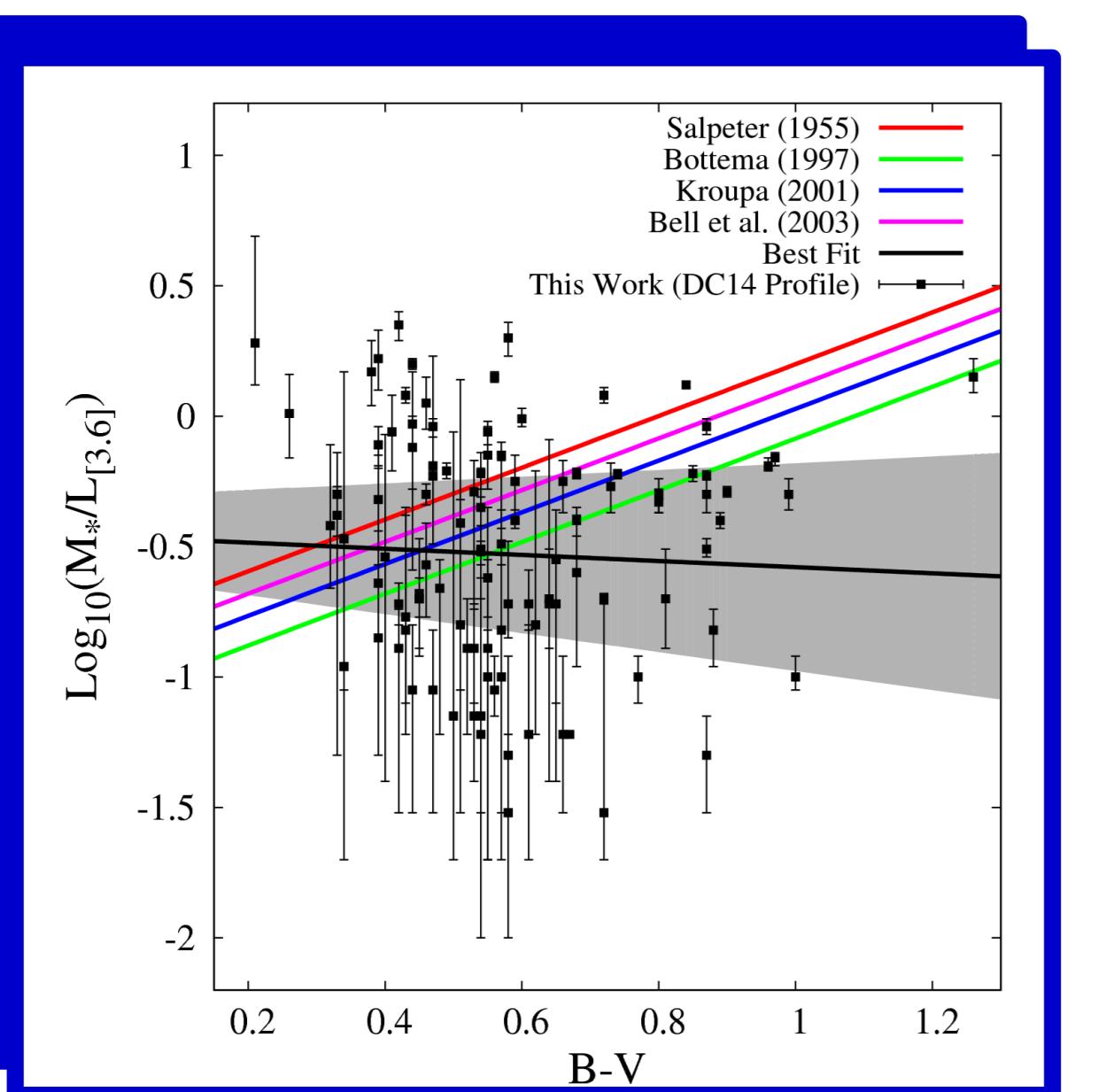


Fig. 1

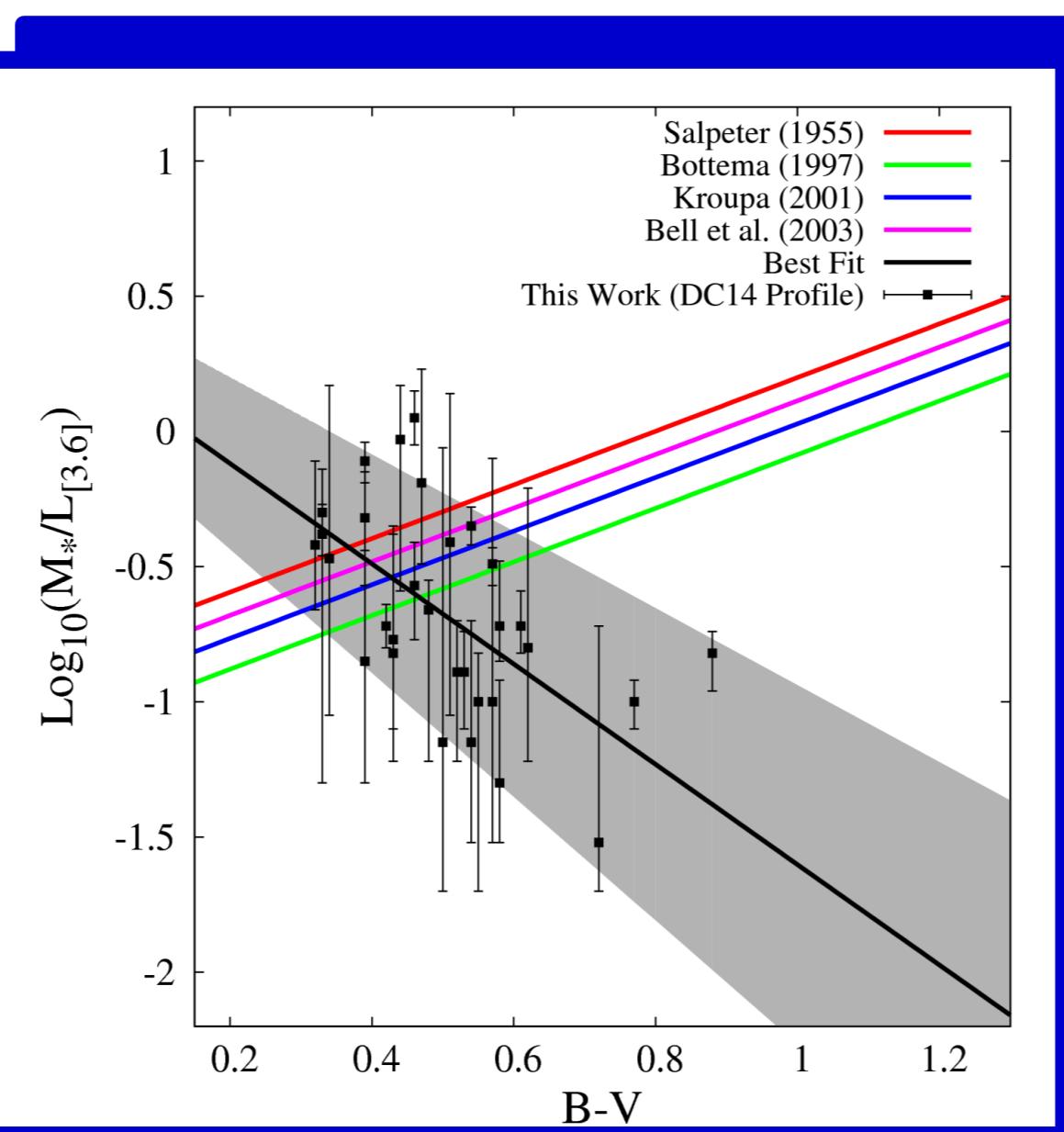


Fig. 2

Name	α	β	SE
Bullock et al(2002)	-0.13	1.13	0.40
Duffy et al(2007)	-0.10	0.76	0.41
Dutton et al(2014)	-0.10	1.12	0.45
Sereno et al(2015)	-0.59	2.50	1.22
This work (DC14 Profile)	-0.19	1.10	0.23

Table 1: Predicted ($c - M_{vir}$) relation from this work and others.

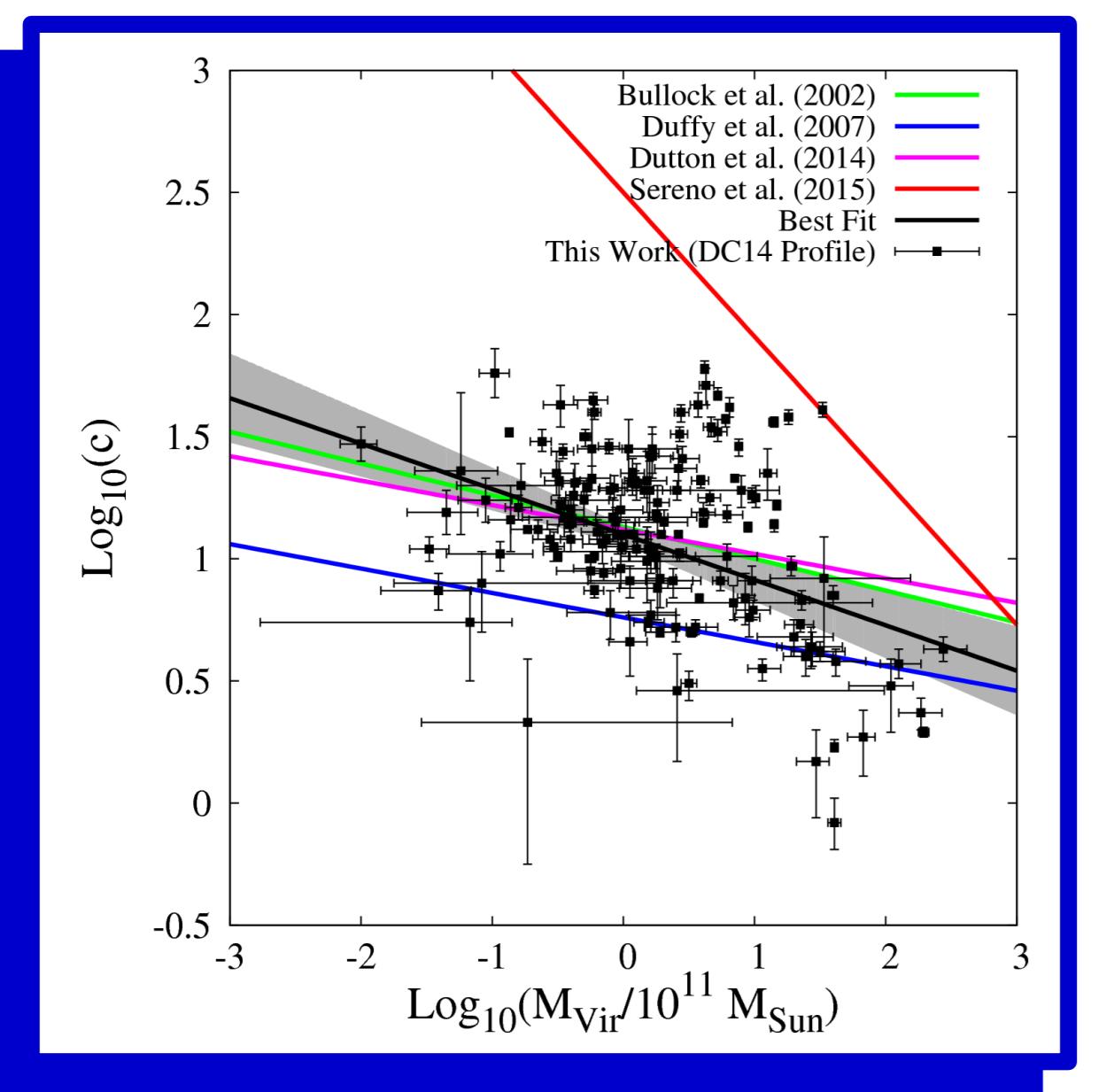


Fig. 3

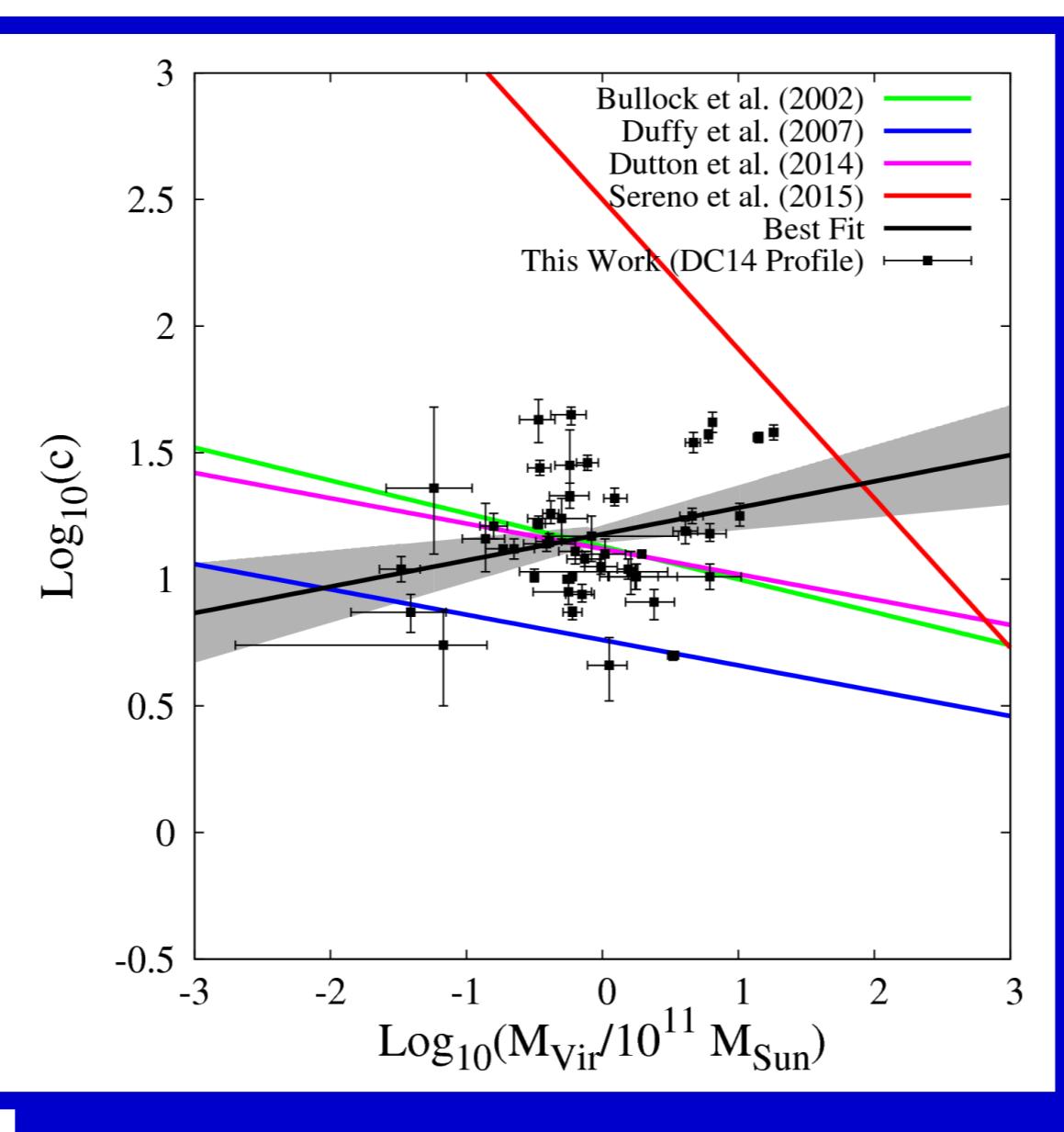


Fig. 4

Results

1. Color- $M/L_{[3.6]}$ relation and comparison with the SPS models

In this section we compare the 3.6 micron band M_*/L ratios obtained from RC fits with the independent expectations of stellar population synthesis models. The stellar population synthesis (SPS) models predict a tight linear relation between the color and $\text{Log}(M_*/L)$ of a stellar population. The slope of this linear relation does not depend on exact details of the history of star formation, i.e. the assumed IMF. Portinari, Sommer-Larsen, & Tantalo (2004) suggest the color- M/L_K relation using a scaled Salpeter IMF to be:

$$\text{log}(M_*/L_K) = 0.73(B - V) - 0.55 \quad (2)$$

There are other IMF's leading to slightly different relations (Kroupa 2001; Bottoma 1997). The slope 0.73 is insensitive to such variations of the IMF, but the y-intercept is. The color- $M/L_{[3.6]}$ correlation is calculated from Eq. 2 using the following relation (Oh et al. 2008):

$$\text{log}(M_*/L_{[3.6]}) = 0.92 \text{ Log}(M_*/L_K) - 0.05 \quad (3)$$

In Fig. 2 we compare the fitted global disk $M/L_{[3.6]}$ ratios to the predictions of SPS models by Bell & de Jong (2001) and Portinari, Sommer-Larsen, & Tantalo (2004). The black symbols are the implied $M_*/L_{[3.6]}$ ratios from the analysis of the RCs. The SPS models of Bell & de Jong (2001), and Portinari, Sommer-Larsen, & Tantalo (2004), for different IMFs, and for $M_*/L_{[3.6]}$ are also plotted as solid lines. As can be seen, our results are in significant contradiction to the SPS models. The implied $M_*/L_{[3.6]}$ ratios from the RC fits using DC14 profiles as the DM contribution are not significantly correlated with the color of the galaxies so we had not find any significant relation between $M_*/L_{[3.6]}$ and color of the galaxies like that ones predicts SPS models set by different IMFs for stars with masses between 0.1 and 100 M_{\odot} . Moreover we consider the galaxies, those ones that have best fitted parameters in the NFW framework with negative $M_*/L_{[3.6]}$ (Haghi et al. 2018), we find that The implied $M_*/L_{[3.6]}$ ratios from the RC fits using DC14 profiles as the DM contribution are significantly correlated with the color of galaxies so we find significant relation with negative slope between $\text{Log}(M_*/L_{[3.6]})$ and color of the galaxies unlike that ones predicts SPS models set by different IMFs. (see Fig. 3)

3. Comparison with cosmological relations

Cosmological simulations of structure formation find that virial masses, M_{vir} , and concentrations, c , of NFW-like DM haloes are correlated with the average concentration of a halo being a weakly decreasing function of M_{vir} . Relation between DM mass and concentration (the $c-M_{vir}$ relation) of galaxy clusters using weak lensing data. Assuming a linear $\text{log}(c)-\text{log}(M_{vir})$ relation as follow,

$$\text{log}(c) = \alpha \text{ log}(M_{vir}) + \beta \quad (4)$$

we tabulate the best-fitting coefficient for different analysis in Table 1.

In Fig. 3 we display the derived $c-M_{vir}$ relationship at red-shift $z=0$ from our RC fits of all galaxies in the SPARC sample. The galaxies are shown as black symbols and the error bars denote 68% confidence intervals. A clear correlation is seen between these two parameters. Low concentrations correspond to high virial masses. Overlaid are $c-M_{vir}$ relations from different cosmological analysis and simulations. The results of the RC fits disagree with those predicted from different cosmological simulations which are flatter such that many of the galaxies with large M_{vir} are significantly less-concentrated than expected from cosmological Λ CDM simulations.

As shown in Fig. 4 if we consider the galaxies, those ones that have best fitted parameters in the NFW framework with negative $M_*/L_{[3.6]}$ (Haghi et al. 2018), we find that the implied $M_*/L_{[3.6]}$ ratios from the RC fits using DC14 profiles as the DM contribution are significantly correlated with the concentration of galaxies so we find significant relation with positive slope between $\text{Log}(M_*/L_{[3.6]})$ and $\text{Log}(c)$ of the galaxies unlike that ones predicted from different cosmological analysis. (see Fig. 4)

Conclusions

In this study we see that the implied ($c-M_{vir}$) relation from RC analysis disagrees with that resulting from different cosmological simulations. Also, the (M/L -color) correlation of the studied galaxies in this case show the disastrous and not comparable at all with that expected from stellar population synthesis models. These results can be interpreted that the DC14 profile could not solve the major problems of NFW profile.

Bibliography

- [1] Haghi, H., Khodadadi, A., Ghari, A., Zonoozi, A. H., & Krupa, P., 2018, MNRAS, 477, 4187
- [2] de Blok W. J. G., Walter F., Brinks E., Trachternach C., Oh S.-H., & Kennicutt R. C., Jr, 2008, AJ, 136, 2648
- [3] Di Cintio A., Brook C. B., Maccio A. V., et al. 2014, MNRAS, 437, 415
- [4] Lelli F., McGaugh S. S., & Schombert J. M., 2016, AJ, 152, 157
- [5] Begeman K. G., Broeils A. H., & Sanders R. H., 1991, MNRAS, 249, 523
- [6] Schombert, J., & McGaugh, S. 2014, ApA, 550, 212
- [7] McGaugh S. S., 2016, ApJ, 816, 42
- [8] Bell E. F., & de Jong R. S., 2001, ApJ, 550, 212
- [9] Kroupa P., 2001, MNRAS, 322, 231
- [10] Bottema, R. 1997, A&A, 328, 517
- [11] Portinari L., Sommer-Larsen J., & Tantalo R., 2004, MNRAS, 347, 691

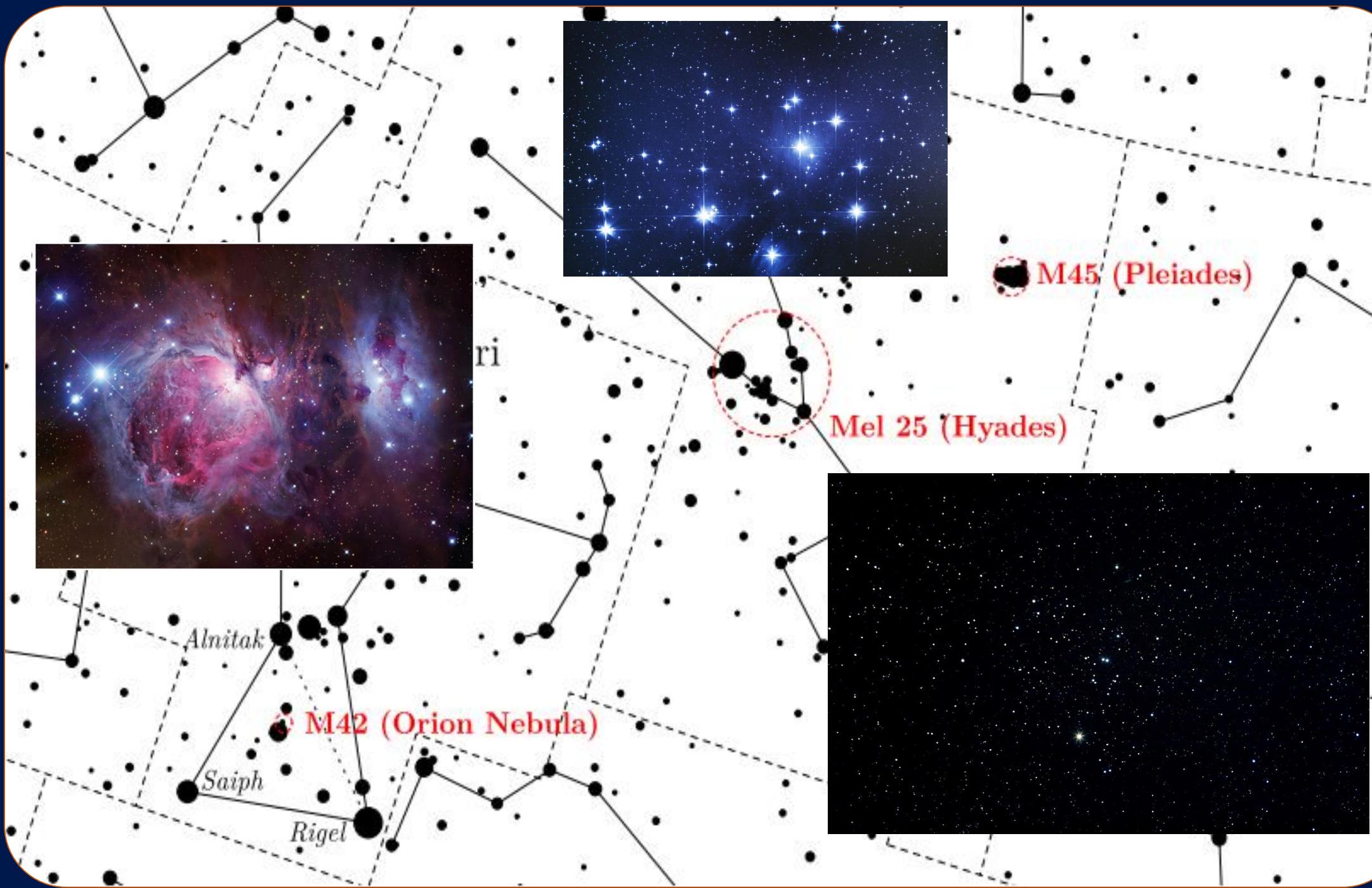


A scenario for the evolution of the Orion Nebula Cluster as the progenitor of the Pleiades and the Hyades

Ghasem Safaei, Hosein Haghi, Akram Hasani Zonoozi, Pavel Kroupa

Introduction

We present the results of direct N-body calculations for simulating of the Orion nebula cluster (ONC) as the progenitor of both the Pleiades and the Hyades. The calculations focus on the possible evolution from the ONC to the Pleiades then the Hyades by assuming that the embedded OB stars explosively drove out a high portion of their mass in the form of the gas within about a few Myr as a result of the gas-expulsion effect. The star cluster evolution is computed with GPU based state-of-the-art Nbody6 and the dynamical and stellar evolution of individual stars is followed by two-body relaxation in the presence of the tidal field effect of the Milky-Way-like host galaxy. In this paper, we show that as a result of time evolution, a dense star cluster with an accepted range of the initial number of stars not only resembles the Pleiades to a remarkable degree at age ≈ 100 Myr but also resembles the Hyades at ≈ 700 Myr, implying that an ONC-like cluster may have been a precursor of the Pleiades and Hyades. The comparison of the evolution of the total mass, the half-mass radius, the number of stars, and the tidal radius of the ONC, the Pleiades and the Hyades based on the latest observational constraints show the results have good agreement with observational constraints for the models that have the initial number of stars from ≈ 4200 to 4500 stars also primordial binary-rich and mass segregated clusters by optimized canonical initial mass function (IMF).



Summary of the observed and derived astrophysical parameters for three open star clusters

Name	d_{Sun} [pc]	t_{age} [Myr]	M [M_\odot]	r_h [pc]	r_c [pc]	r_t [pc]	N
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
ONC	403	2.1	1580	0.8	0.18	18	4323
Pleiades	135	110	735	2.8	1.42	13.1	1059
Hyades	46	794	435	4.1	2.6	10.3	400

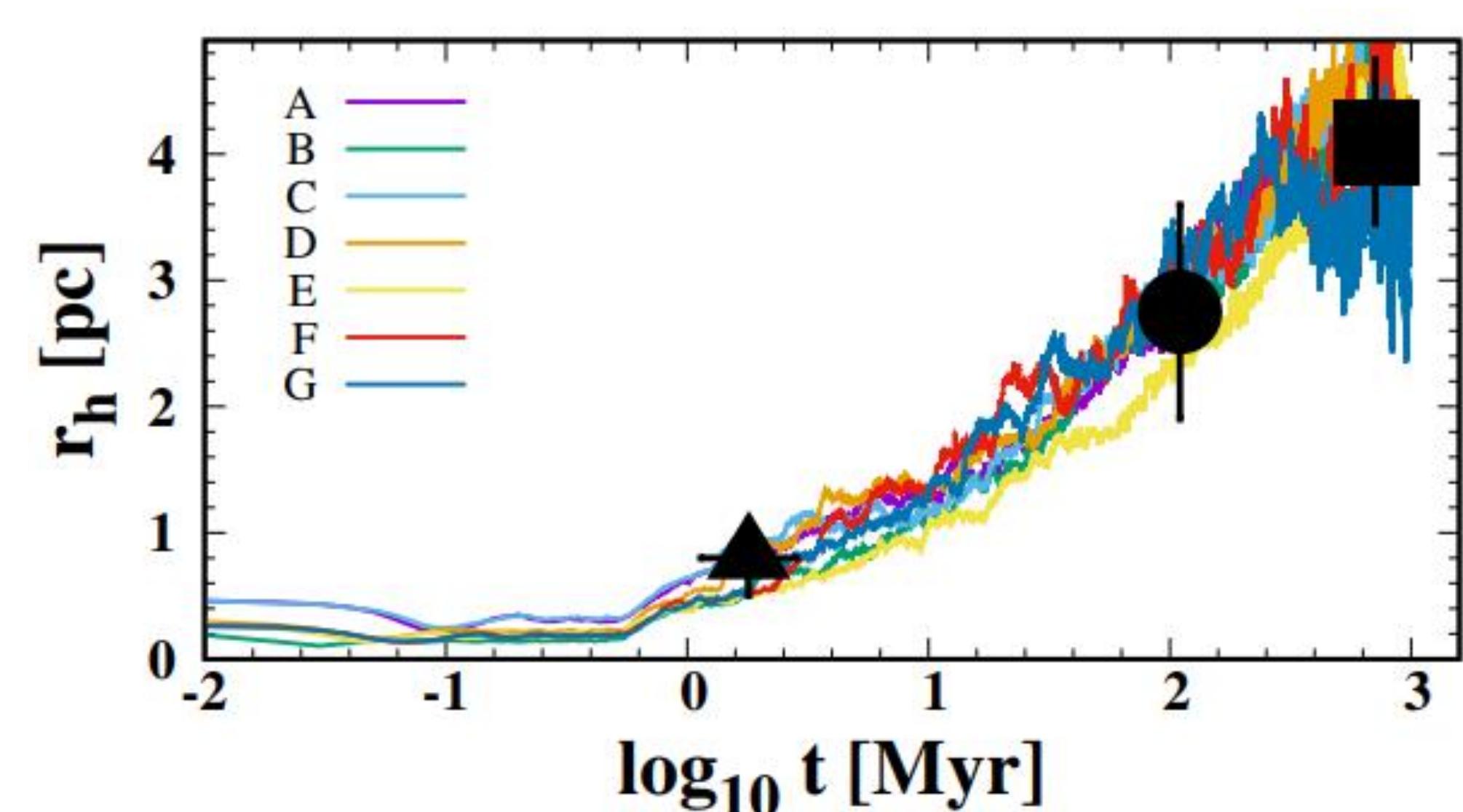
The initial mass function

$$\xi(m) \propto m^{-\alpha} : \begin{cases} \alpha_1 = +0.3, & 0.01 \leq \frac{m}{M_\odot} < 0.08, \\ \alpha_2 = +1.3, & 0.08 \leq \frac{m}{M_\odot} < 0.50, \\ \alpha_3 = +2.3, & 0.50 \leq \frac{m}{M_\odot} < 50.0. \end{cases}$$

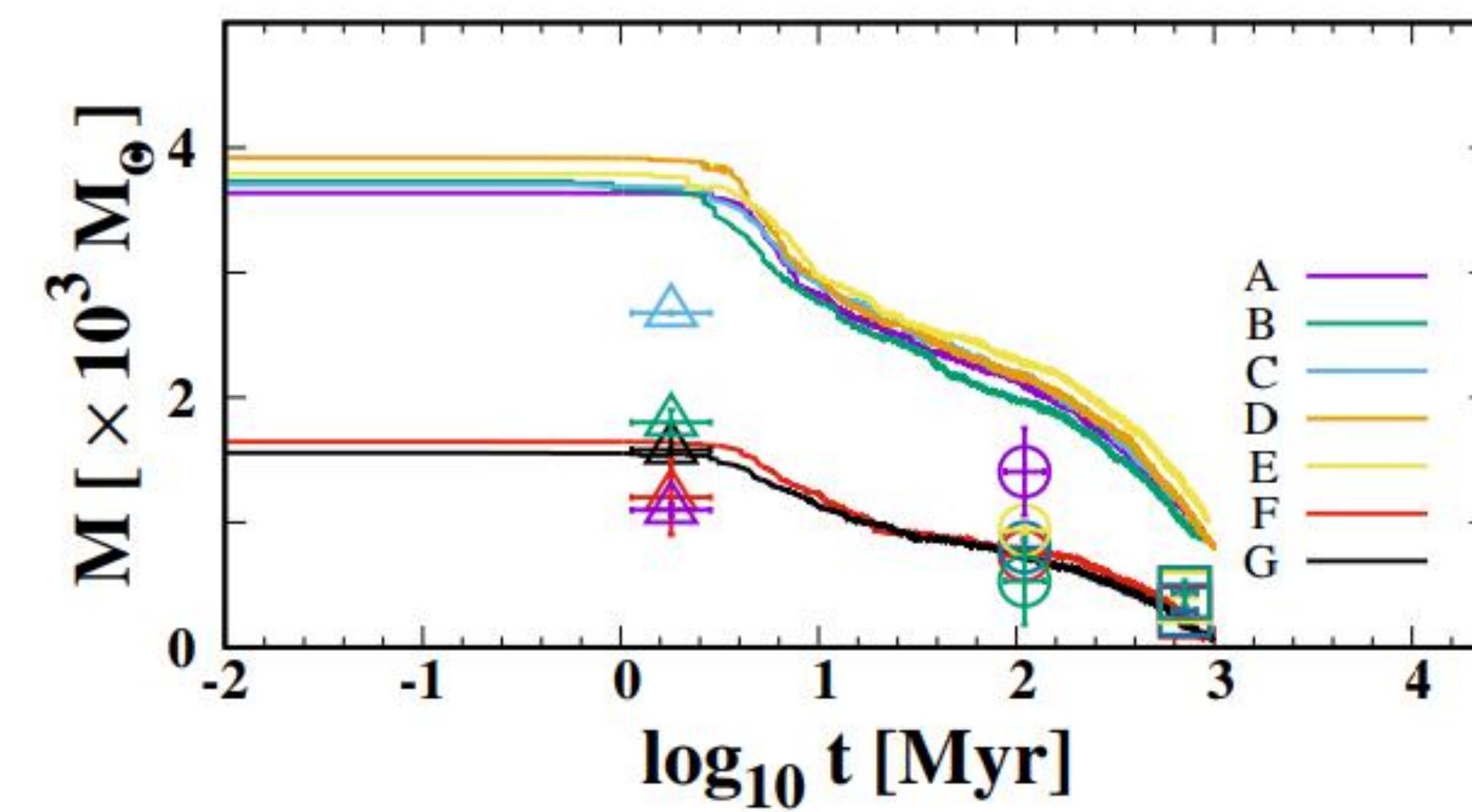
Details of all simulated star clusters starting with different initial parameters

Name	N_{in} $\times 10^3$	M_\star [M_\odot]	r_{hi} [pc]	S	f_{bin}	Cluster model
A	9.8	3642	0.450	1	0.94	P
B	9.8	3731	0.206	1	0.87	P
C	9.8	3702	0.450	1	0.94	K ($W_0 = 7$)
D	10	3924	0.293	1	1	P
E	10	3793	0.291	0	1	P
F	4.3	1645	0.262	1	1	P
G	4.2	1556	0.261	1	1	P

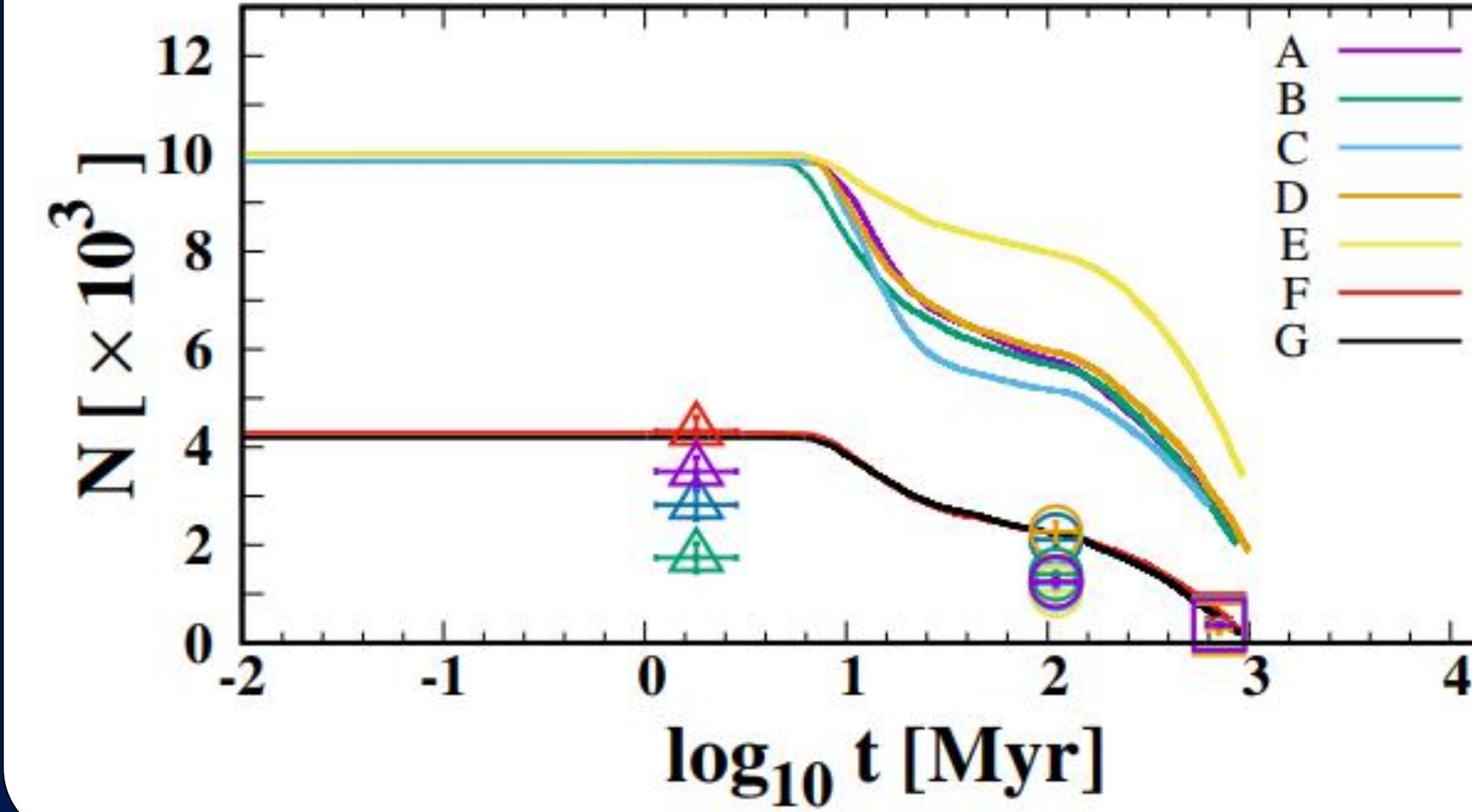
Half mass radius of clusters



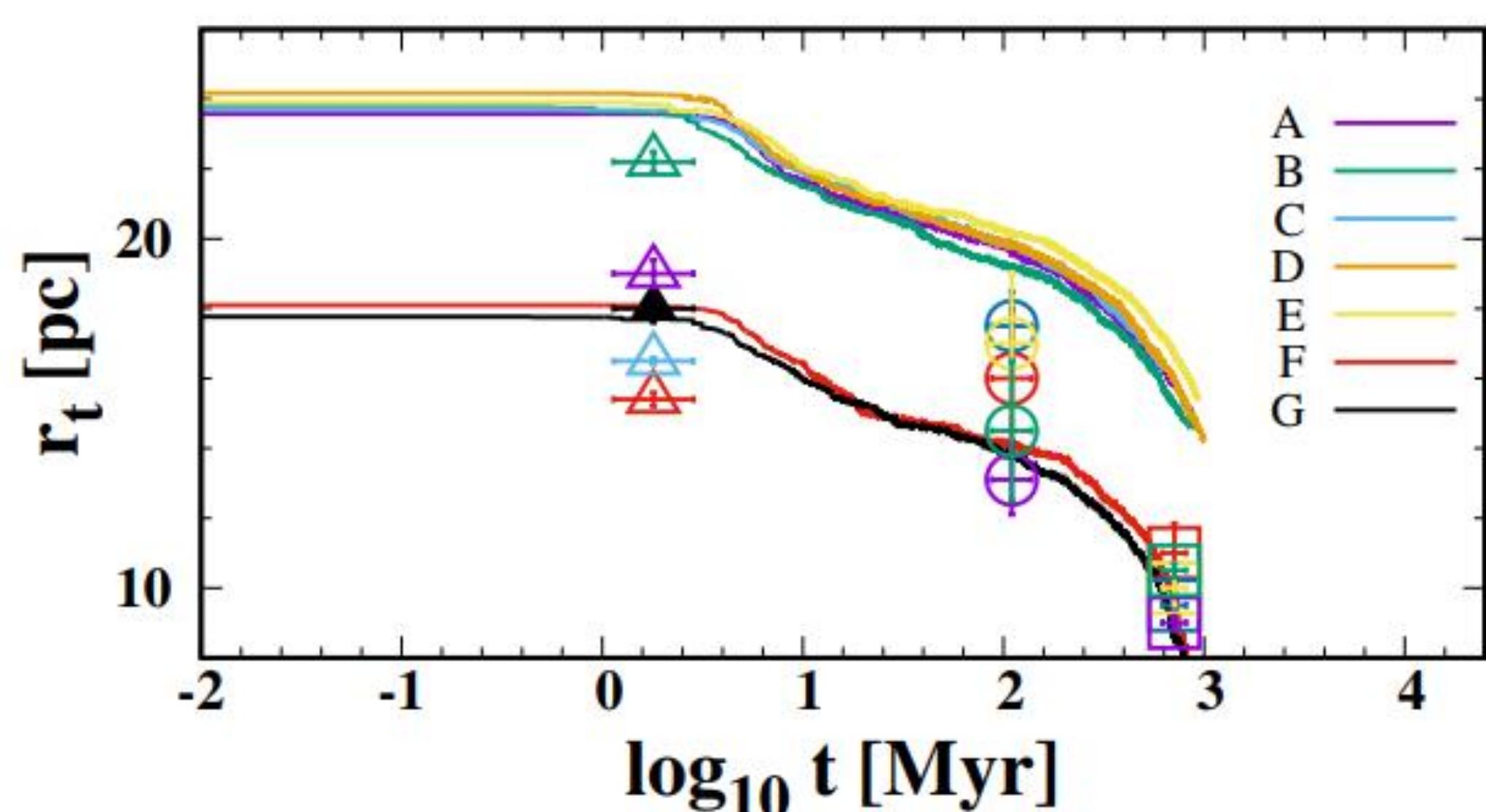
Evolution of total mass of cluster over 1 Gyr



The Number of stars that are bound to cluster



The tidal radius of the clusters



References

- [1] Kroupa P., Aarseth S., Hurley J., 2001, MNRAS, 321, 699.
- [3] Marks, M. and Kroupa, P., A&A, 543, A8, oct 2012.
- [5] Hillenbrand L. A., Hartmann L. W., 1998, ApJ, 492, 540.
- [7] Mermilliod J. C., 1998, A&A, 329, 101.
- [2] Kroupa P., Jeřábková T., Dinnbier F., Beccari G., Yan Z., 2018, A&A, 612,A74.
- [4] Beccari G., et al., 2017, A&A, 604, A22.
- [6] Gaia Collaboration et al., 2018, A&A, 616, A10.
- [8] Pavlík V., Kroupa P., Šubr L., 2019, A&A, 626, A79.

A Scenario for Escape of Star Clusters from Satellite Galaxies

Ali Rostami ¹, Ahmed Farhani Asl ², H. Haghi ³, A. Zonoozi ⁴

Introduction

More than 150 star clusters have been observed orbiting the Milky Way galaxy. Some of the clusters have metallicity and age which are very different from those of the galaxy. Also, their distance from the Milky Way shows that they couldn't be formed within the galaxy and they should've been gravitated from adjacent places. One of the scenarios for these kinds of clusters is they were born and might have lived a part of their life within the satellite galaxies and have escaped due to some particular circumstances. According to the data that have been published recently from what GAYA has explored, there are more than 50 satellite dwarf galaxies orbit the Milky Way. In previous works by analyzing and comparing the age, metallicity and some other properties like distance from Milky Way, it was found that Terzan7 and Palomar12 are originated in the Sagittarius dwarf galaxy and are physically associated with it.

Methods

To analyze the escape of clusters from satellite galaxies, the Milky Way potential "Haghi 2015" has been used. In the first step of this study, the satellite galaxy Fornax was chosen to be investigated because it is big, distant enough and still includes several clusters. The purpose was to find a minimum amount for escape rate of clusters. As the second step of the current study, by simulating a satellite dwarf galaxy orbiting the Milky Way and containing a cluster which is expected to escape from its provenance, we found out that the orbit of the satellite dwarf galaxy and the orbit of the cluster after its escaping around the Milky Way both remain in the same plane. The equations of motion for these two steps were numerically solved using Wolfram Mathematica. The third step is to find an equation for the escape rate of clusters as a function of semi-major amount and the eccentricity of satellite dwarf galaxy orbit around the Milky Way. This step has been done in both using Mathematica and C++ code with Runge-Kutta 10th order algorithm. The last plan of this study is to simulate Sagittarius with two different points of view of Dark-Matter and Mond to see which one has more coincidence with the observations. The proper motion of many of the clusters around the Milky Way are known from the data of GAYA. According to the result of the second step of this study it is practicable to find which cluster belongs to what satellite dwarf galaxy. What is missing for this part of work is the potential of Sagittarius for both baryonic and dark matter which we couldn't find until this day and we hope to find it as soon as possible.

Conclusion

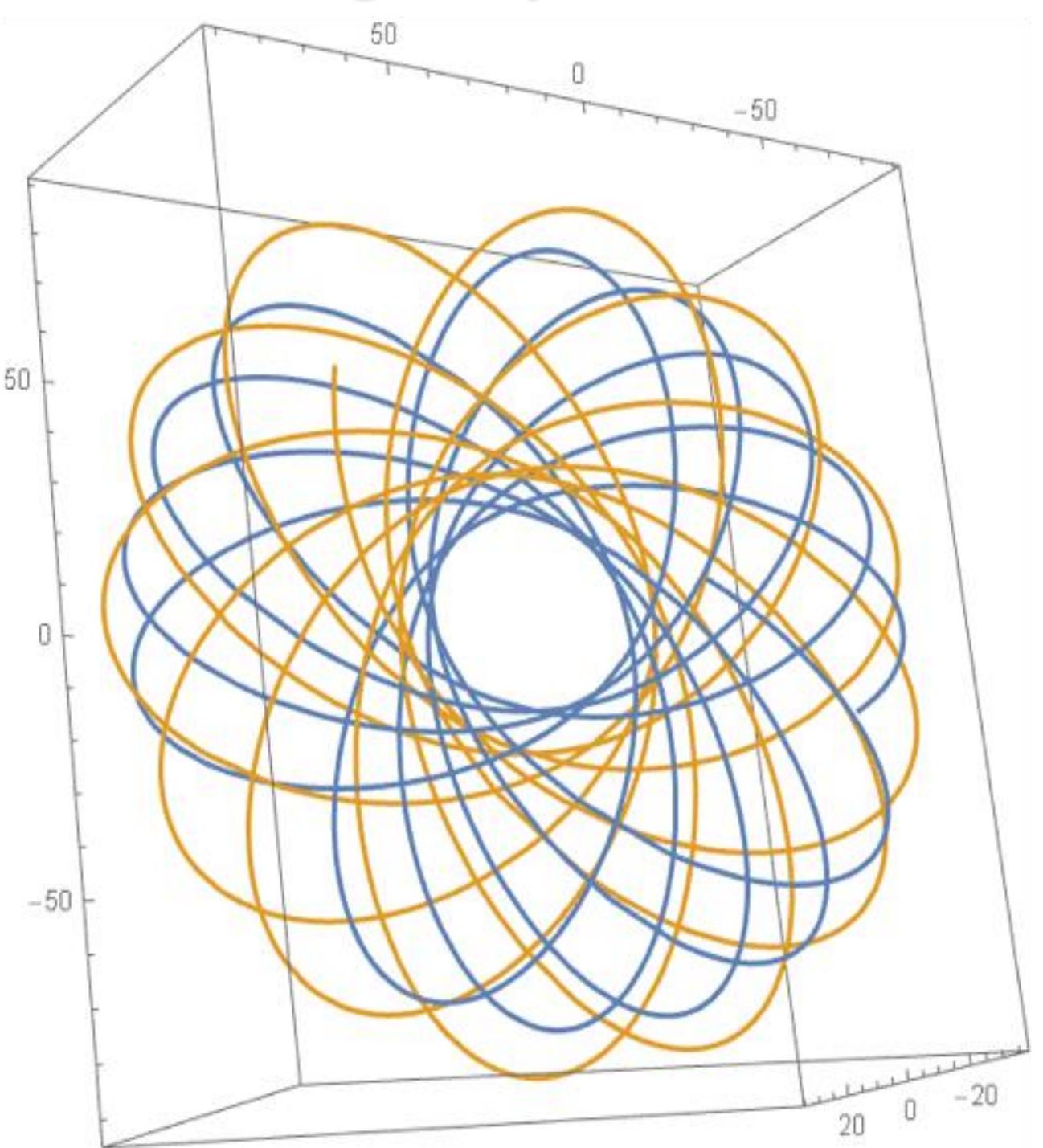
The minimum escape rate of clusters from satellite galaxy Fornax has been calculated about 10%. With low possibility 27 clusters have been found that belong to specific satellite galaxies by comparing their orbit planes. Six clusters NGC6715, Ter7, Ter8, Pal12, Arp2 and Whiting1 with good coincidence and negligible uncertainty could be associated with Sagittarius galaxy. Also cluster Pyxis might be escaped from CarinaIII dwarf galaxy.



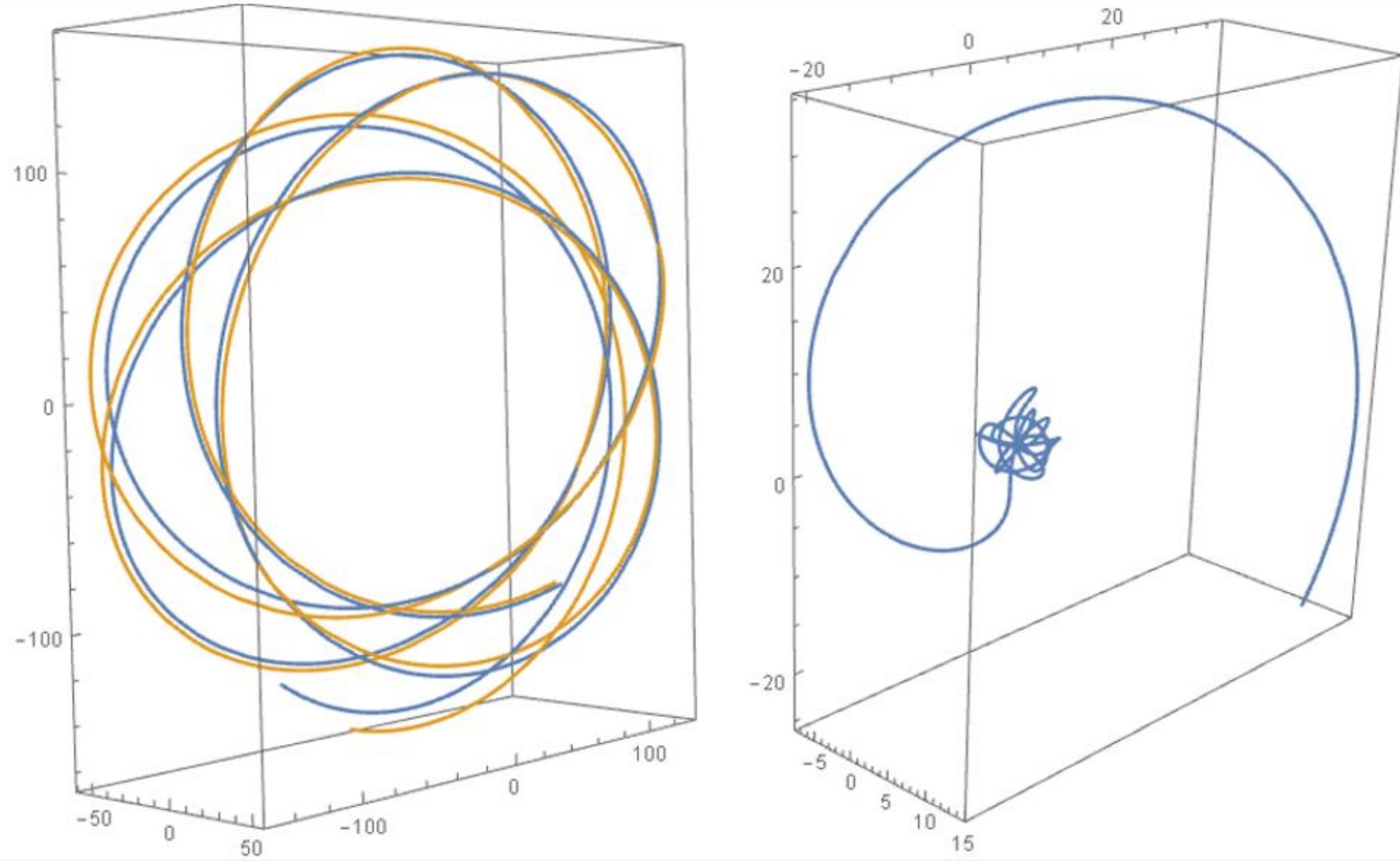
Institute for Advanced Studies
in Basic Sciences (IASBS)
Gavazang, Zanjan, Iran
Department of Physics

a.rostami@iasbs.ac.ir .1
a.farhani@iasbs.ac.ir .2
haghi@iasbs.ac.ir .3
a.hasani@iasbs.ac.ir .4

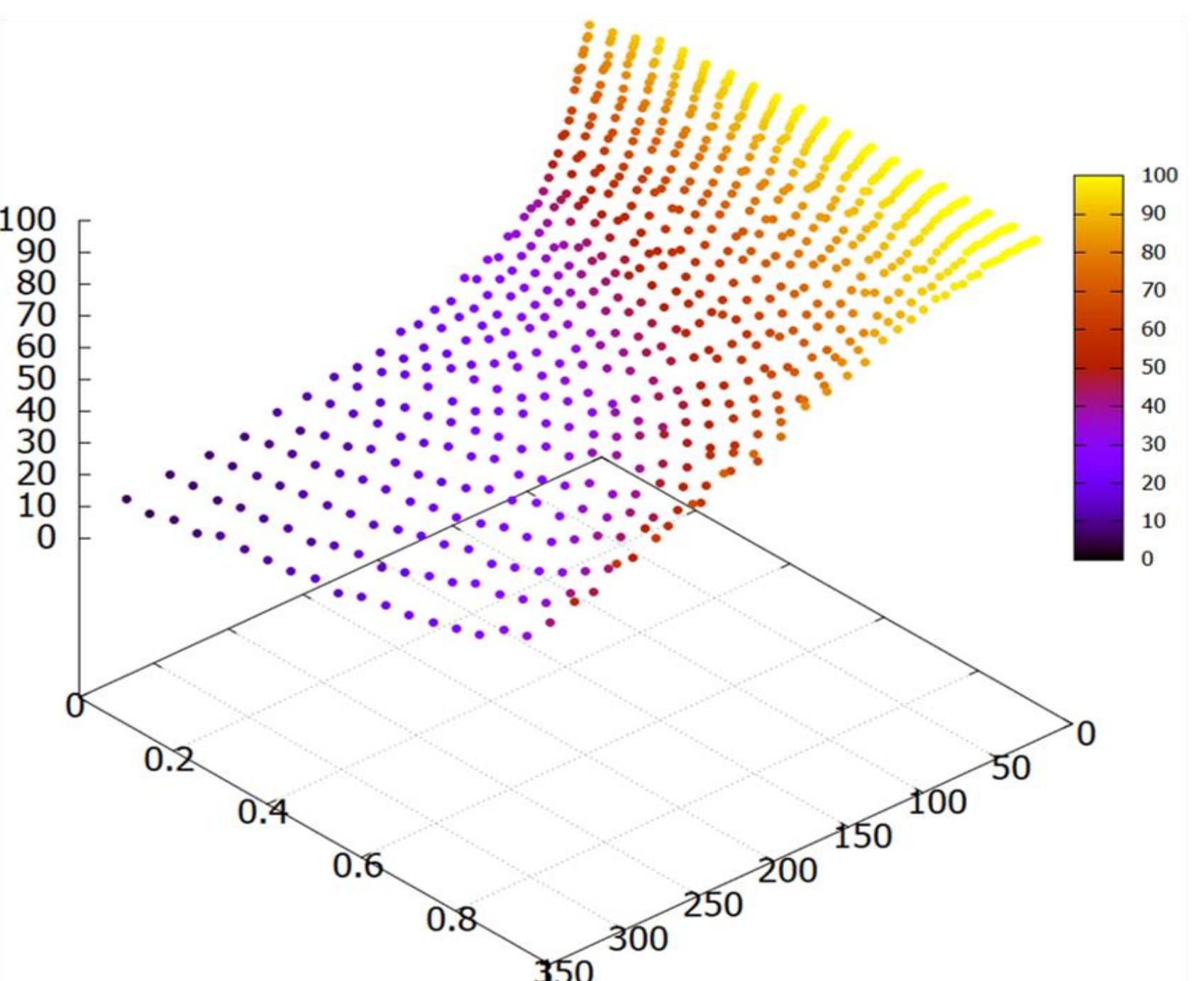
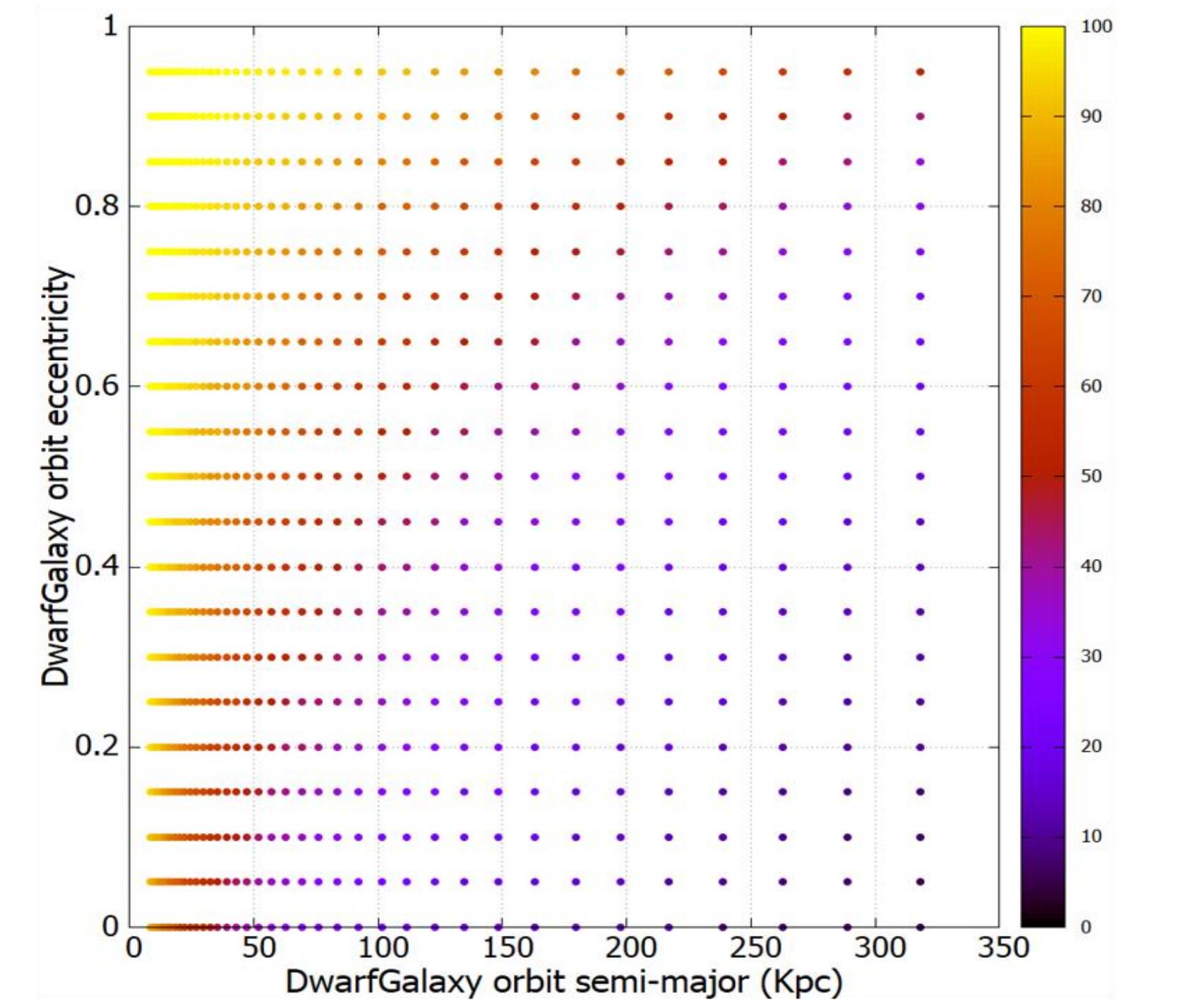
Orbits of cluster Pyxis and dwarf galaxy Carina III



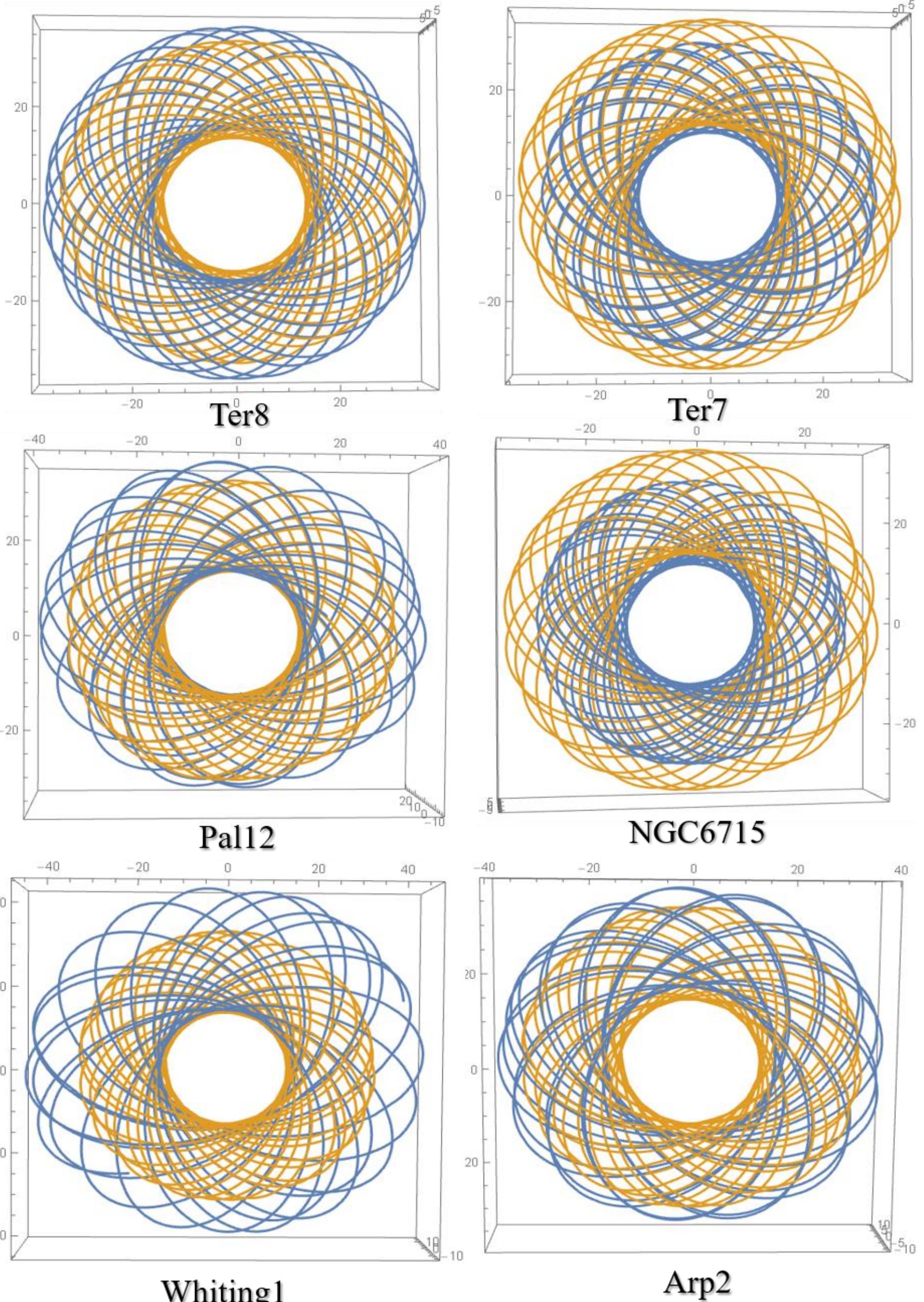
Simulated cluster escaping from Fornax galaxy both in Milky Way potential



escapeRate of clusters from satellite dwarf galaxies
escRate(semi-major, eccentricity)



Orbits of clusters and Sagittarius galaxy around Milky Way





University of
Zanjan

Testing Λ -CDM Model Using Rotation Curve of Dwarf Galaxies

M. Raouph¹, H. Haghi², A. Ghari²

¹Department of Physics, University of Zanjan, Zanjan, Iran

² Department of Physics, Institute For Advanced Studies in Basic Science (IASBS), Zanjan, Zanjan, Iran

Abstract

The Standard Model of Cosmology (Λ CDM), based on the dark matter and dark energy, is presented to describe the basic conditions of the formation and evolution of the universe. This model faces some challenges in galactic scales. In this study, the Core-Cusp problem at the galactic scale is investigated and we show that describing the rotation curve a significant number of dwarf galaxies still require a core dark matter halo, in contrast to the results of the latest cosmic simulations.

Introduction

NFW and Burkert profile are spatial mass distribution of dark matter fitted to dark matter halos.

The density of dark matter of this profiles given by:

$$\rho_{NFW}(r) = \frac{\rho_0}{\left(\frac{r}{r_s}\right)\left(1+\frac{r}{r_s}\right)^2},$$

$$\rho_{Burkert}(r) = \frac{\rho_0 r_0^3}{(r+r_0)(r^2+r_0^2)}$$

The Data

We use the SPARC database (Spitzer Photometry and Accurate Rotation Curve).

Our selected samples includes mass model for 32 dwarf galaxy without bulge in range of K-band luminosities from 1.2×10^7 to $5.01 \times 10^8 L_\odot$. We consider the mass-to-light ratio constant and equal to 0.5.

Methods

We determine the goodness-of-fitting analysis directly in Python coding by minimizing the reduced least-square and maximum likelihood.

$$\chi^2(\theta) = \frac{1}{(N-P)} \sum_{i=1}^N \frac{(V_o - V_e)^2}{\sigma^2}$$

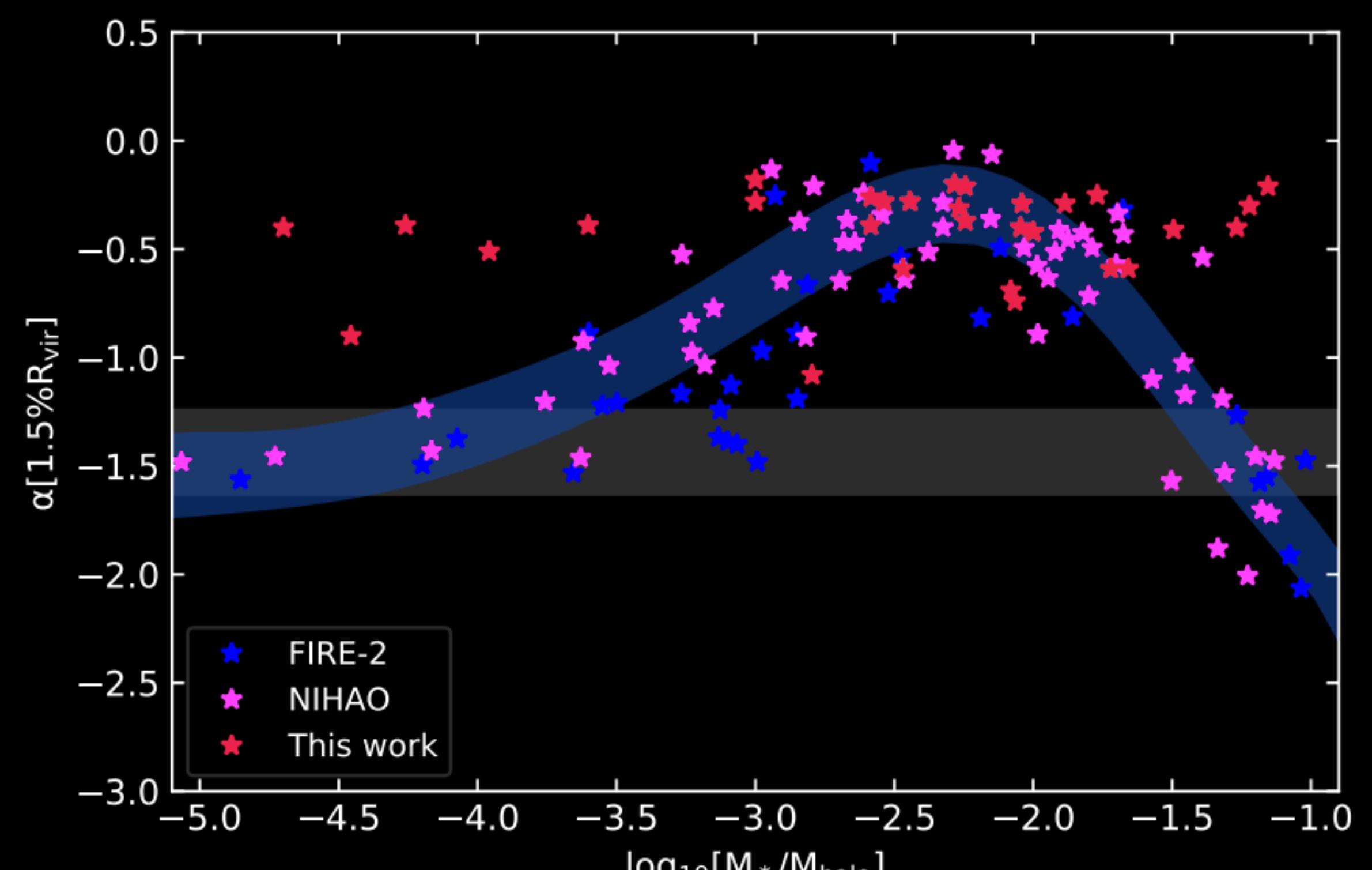
Result

The results of rotation curves using two profiles of dark matter halo.

Galaxy	$L_{3.6}$ ($10^9 L_\odot$)	R_{eff} (kpc)	M_{gas} ($10^9 M_\odot$)	M_{vir} NFW ($10^9 M_\odot$)	c_{NFW}	χ^2_{NFW}	M_{vir} Burkert ($10^9 M_\odot$)	$c_{Burkert}$	$\chi^2_{Burkert}$
Cam B	0.07	1.21	0.01	$7.1^{+0.36}_{-0.7}$	$0.01^{+0.93}_{-0.00}$	6.0 (0.04)	$1000^{+...}_{-99.9}$	$5.67^{+1.34}_{-2.1}$	4.53 (0.1)
D512-2	0.32	2.37	0.08	$20.5^{+0.25}_{-0.28}$	$6.45^{+1.06}_{-1.02}$	0.31 (0.85)	$2.6^{+0.13}_{-0.09}$	$18.62^{+2.17}_{-2.17}$	0.06 (0.97)
D564-8	0.33	0.72	0.03	$937.3^{+...}_{-56.4}$	$0.47^{+0.2}_{-0.4}$	0.91 (0.63)	$2.1^{+0.12}_{-0.07}$	$11.76^{+1.17}_{-1.12}$	0.06 (0.97)
D631-7	0.19	1.22	0.29	$153.5^{+0.4}_{-0.8}$	$3.52^{+0.64}_{-0.61}$	7.9 (0.01)	$61.1^{+4.2}_{-2.3}$	$10.56^{+0.55}_{-0.55}$	1.01 (0.60)
DDO064	0.15	1.20	0.21	$466.7^{+1.02}_{-1.5}$	$3.52^{+0.35}_{-0.35}$	0.59 (0.74)	$7.7^{+1.32}_{-0.47}$	$20.35^{+3.52}_{-3.44}$	0.31 (0.85)
DDO154	0.05	0.65	0.28	$78.1^{+0.25}_{-0.28}$	$4.93^{+0.06}_{-0.07}$	11.7 (0.002)	$8.6^{+0.03}_{-0.02}$	$15.56^{+0.19}_{-0.13}$	1.25 (0.53)
DDO168	0.19	1.29	0.41	$367.8^{+0.58}_{-0.4}$	$3.52^{+0.47}_{-0.32}$	11.6 (0.003)	$25.7^{+1.04}_{-0.68}$	$15.41^{+0.64}_{-0.62}$	4.34 (0.11)
ESO44-G08*	0.07	0.75	0.14	$150.1^{+2.5}_{-2.28}$	$8.33^{+0.47}_{-0.44}$	0.66 (0.71)	$10.1^{+0.49}_{-0.13}$	$28.02^{+1.42}_{-1.38}$	1.63 (0.44)
KK98-251	0.08	1.28	0.12	$955.4^{+...}_{-50.2}$	$0.76^{+0.31}_{-0.3}$	1.84 (0.39)	$7.6^{+1.42}_{-0.46}$	$11.46^{+1.24}_{-1.26}$	0.30 (0.86)
NGC2366	0.23	1.08	0.65	$877.4^{+3.1}_{-2.7}$	$1.96^{+0.25}_{-0.56}$	3.45 (0.17)	$8.6^{+0.74}_{-0.2}$	$15.86^{+1.24}_{-1.22}$	0.91 (0.63)
NGC3109	0.19	1.64	0.48	$303.9^{+0.24}_{-0.38}$	$3.52^{+0.54}_{-0.5}$	11.5 (0.003)	$36.1^{+1.33}_{-0.95}$	$14.16^{+0.8}_{-0.8}$	0.17 (0.91)
NGC 3741*	0.02	0.32	0.18	$123.6^{+4.05}_{-3.15}$	$3.91^{+12.24}_{-5.13}$	0.34 (0.84)	$9.1^{+0.26}_{-0.21}$	$15.56^{+1.31}_{-1.25}$	1.21 (0.54)

In the figure below the vertical axis indicates the density slope of the center of dark matter halo. $\alpha \approx 0$ shows the core density profile and $\alpha \lesssim -0.8$ specify the cusp density profile. $\log \frac{M_*}{M_{halo}} < -4$, this rang includes classic and faint dwarf galaxies. Red Stars is the result of a slope obtained by fitting 32 dwarf galaxies using a Burkert profile.

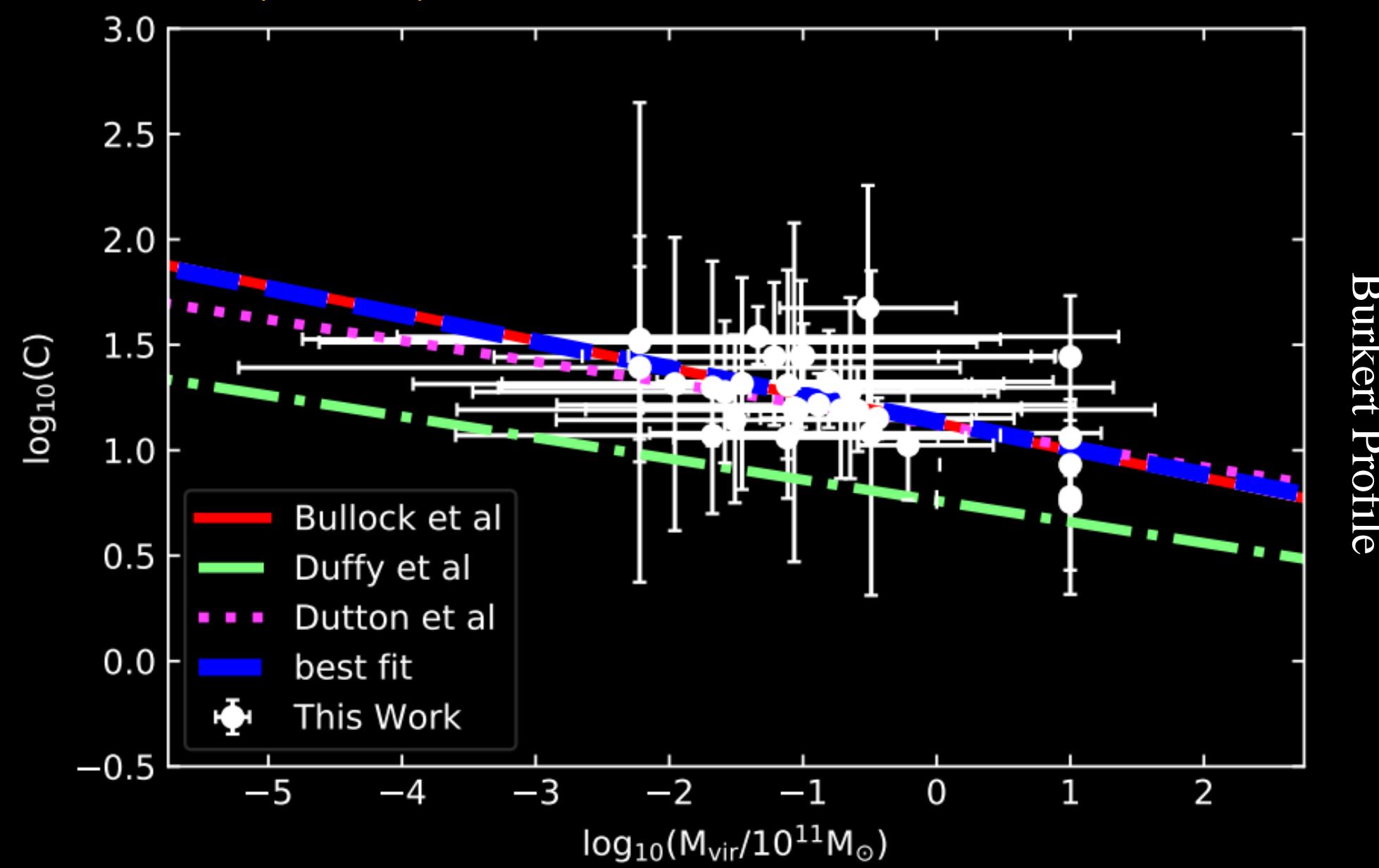
as seen in the figure, 5 galaxies are in the range of $\log \frac{M_*}{M_{halo}} < -3.5$ which have a slope of more than -1 and close to zero.



The connection of M_{vir} and C parameters:

high viral masses correspond to low densities. The below figure is related to Burkert profile.

Name	α	β	$\log(c) = \alpha \log(M_{vir}) + \beta$
Bullock et al (2000)	-0.13	1.13	
Duffy et al (2007)	-0.1	0.76	
Dutton et al (2014)	-0.1	1.12	
This work (NFW)	-0.13	0.52	
This work (Burkert)	-0.12	1.13	



Conclusion

25 galaxies of 32 dwarf galaxies have been better fit with the Burkert profile than the NFW profile. In other words Burkert profile has better adaption with observation data.

This means that unlike the latest cosmic simulations, even considering the effects of baryonic feedback, still forming dark matter halo of dwarf galaxies needs core density profile.

References

1. Haggi, Khodadadi, Ghari, Hasani Zonoozi, Kroupa, "Rotation curves of galaxies and the stellar mass-to-light ratio", 2018.
2. Hashim, De laurentis "Rotation Curve with MOND and Dark Matter Halo profile for ESO138-G014", 2014.
3. Tolley, Maccio, Dutton, Stinson, "NIHAO IV".2019
4. Hopkins, Wetzel, Keres, "FIRE-2 Simulation", 2018.

Star Clusters Accreted by the Milky Way

Malihe Rabiee, Akram Hasani Zonoozi, Hosein Haghi

Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences

Introduction

Globular clusters are giant groups of stars in bound spherical configurations, that reside in all types of galaxies.

Most globular clusters formed in the early Universe, coeval with their parent galaxies.

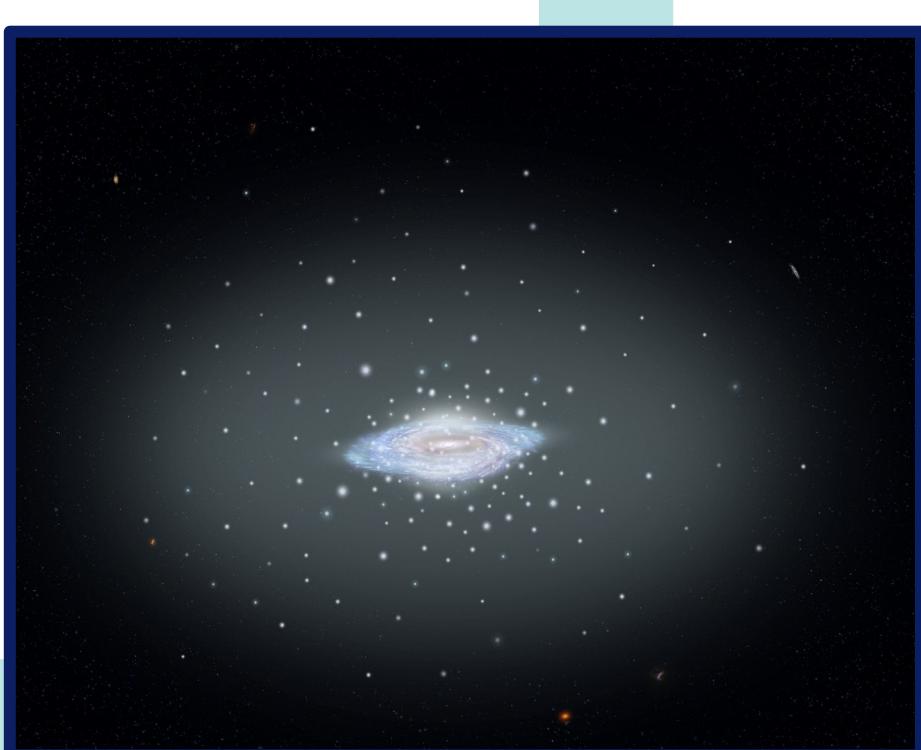
It has been suggested that the young and “outer halo” GCs were accreted by the Milky Way via the infall of dwarf satellite galaxies.

Miholics, et al, 2016, MNRAS, 450
Frank, et al, 2012, MNRAS, 423

Model

In our model, cluster evolved in circular orbit in potential of dwarf galaxy, then switched from dwarf galaxy to the Milky Way, at $\alpha \approx 1.7$

Miholics, et al, 2014, MNRAS, 445



Outer Halo GCs

Extended clusters: stellar systems, with a luminosity between $-6 < M_v < -2$ and a half-light radius of about $\approx 20\text{--}30$ pc.

Palomar 14
 $R_G \approx 71\text{kpc}$
 $M_{\text{tot}} \approx 12000M_\odot$
 $R_{\text{hl}} \approx 36\text{ pc}$
 $\alpha = 1.27 \pm 0.4$

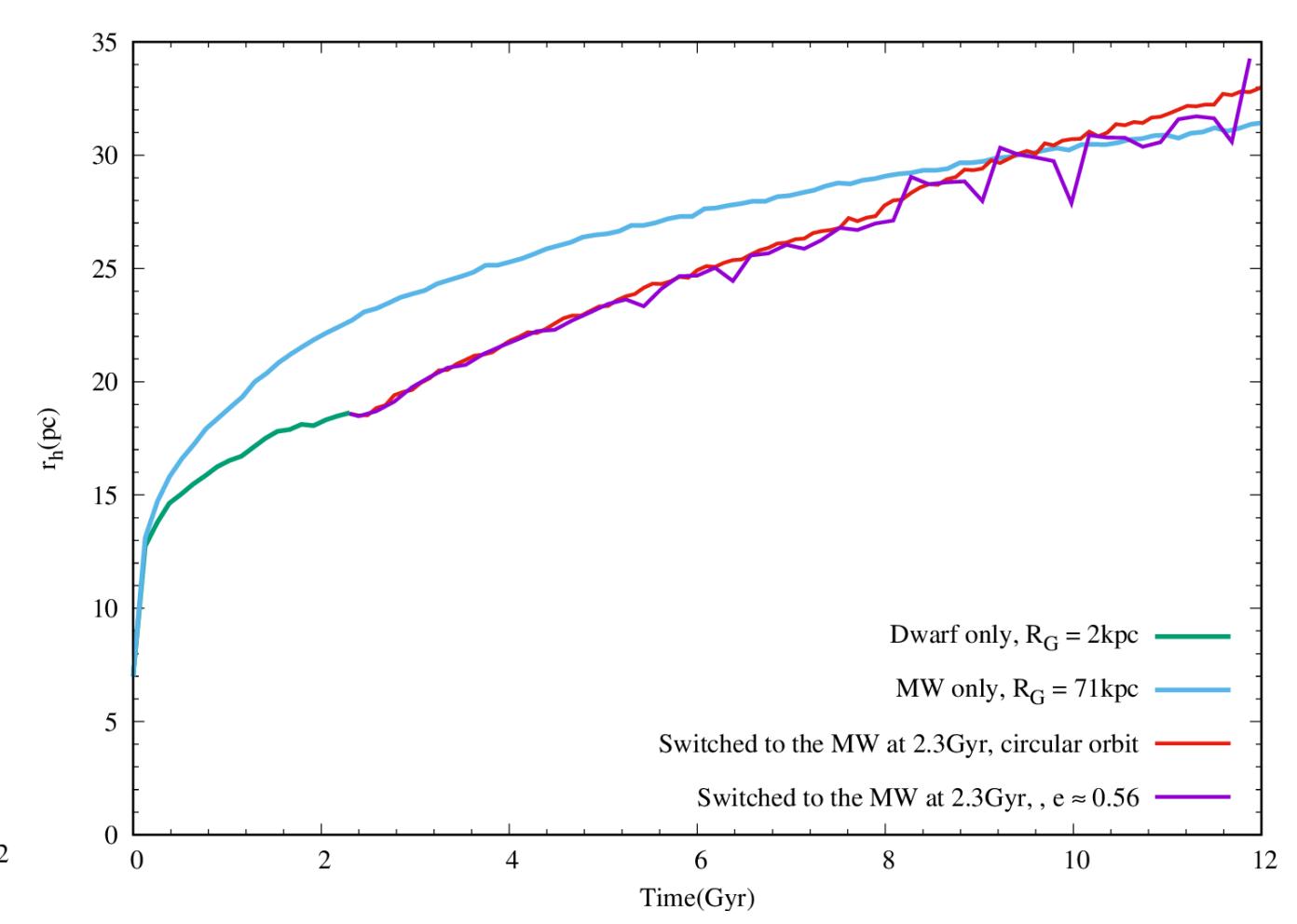
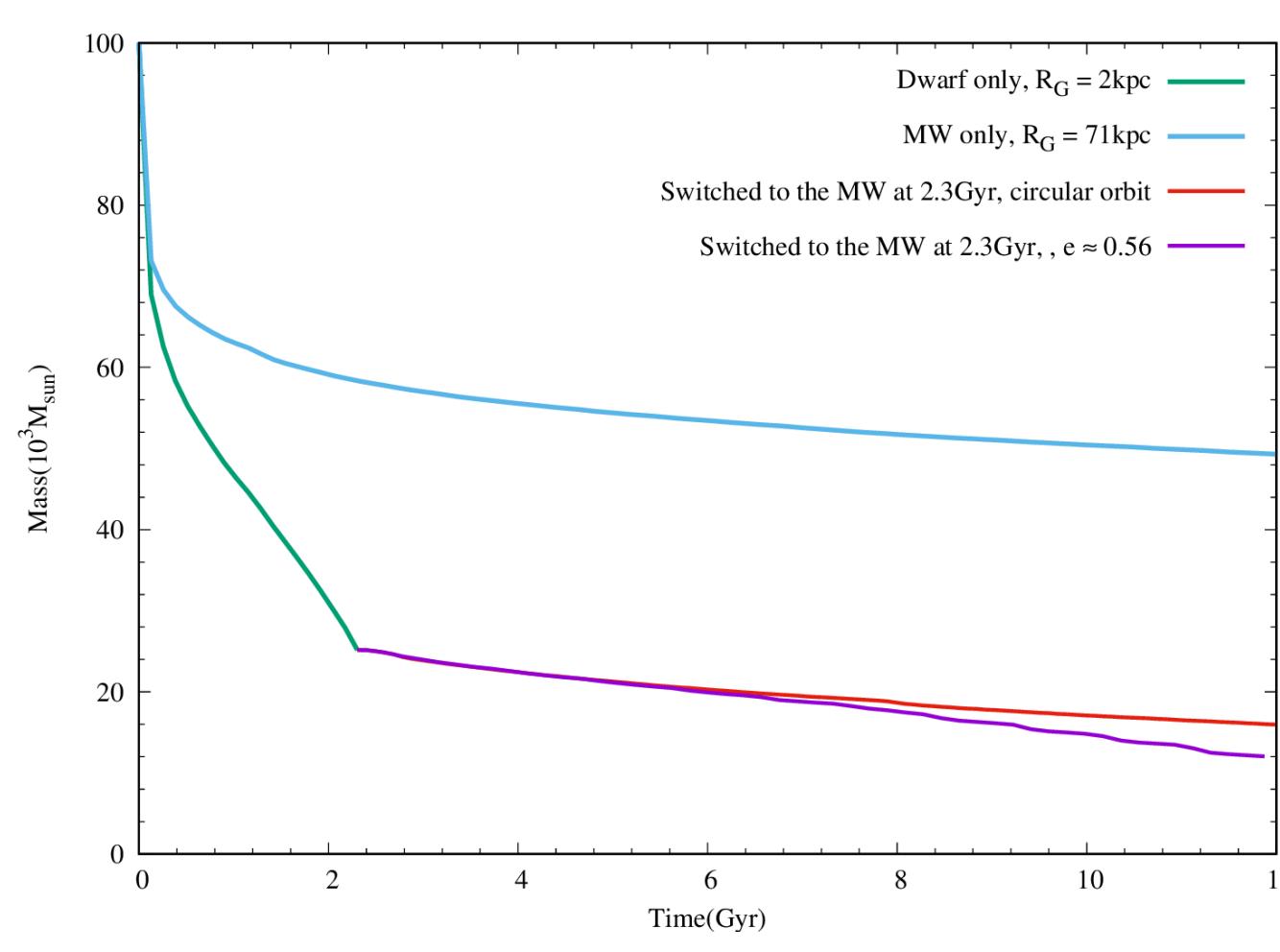
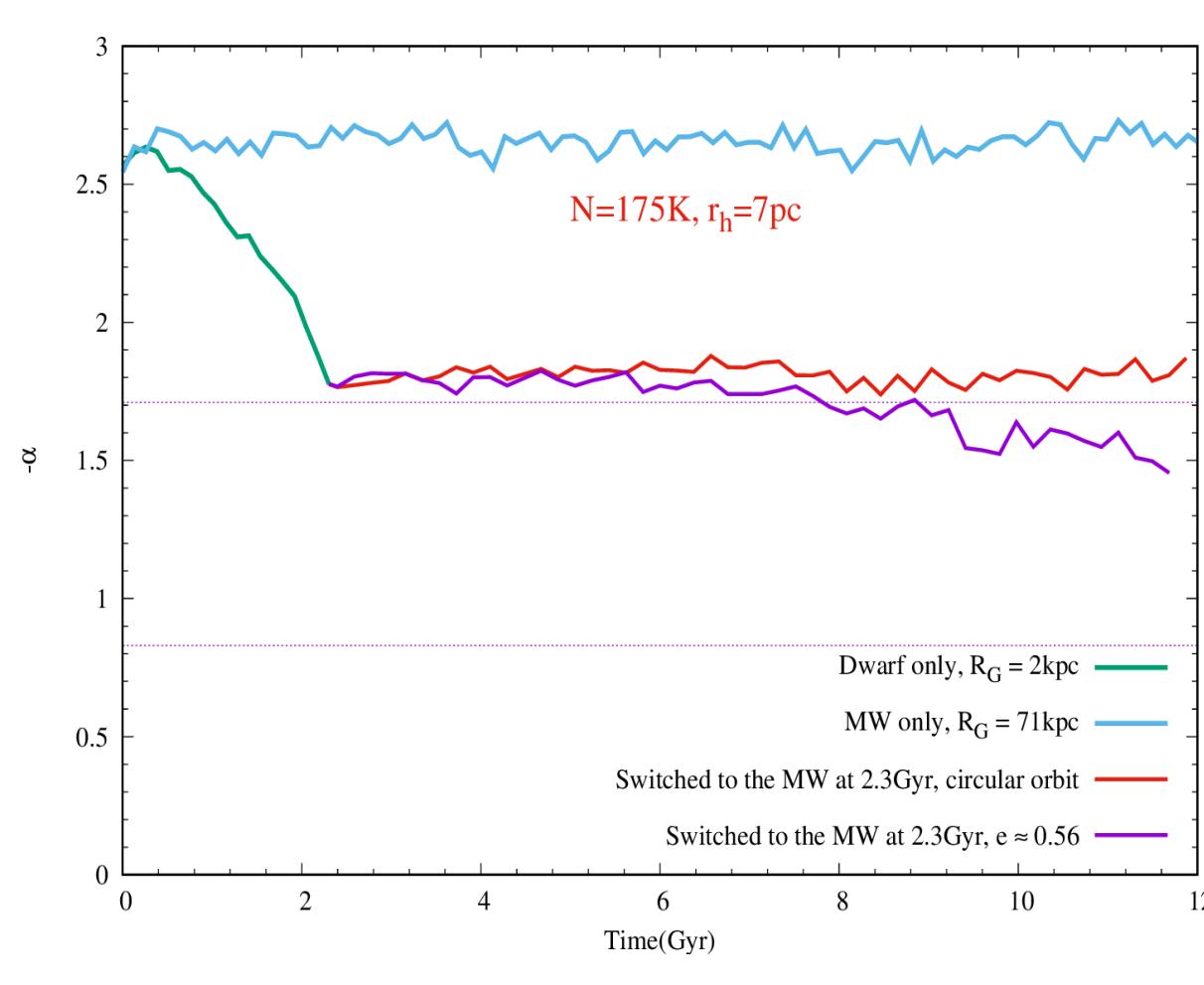
Palomar 4
 $\approx 103\text{ kpc}$
 $\approx 30000M_\odot$
 $\approx 24\text{ pc}$
 $= 1.4 \pm 0.25$

α : mass function slope, in the mass rang $0.5 \leq m/M_\odot \leq 0.8$

Bianchini, et al, 2015, MNRAS, 447
Zonoozi, et al, 2011, MNRAS, 411
Zonoozi, et al, 2014, MNRAS, 440

Results

We find that, when clusters without primordial mass segregation evolved in dwarf galaxies and then switched to the MW, the present-day size of Pal14(Pal4) cannot be reproduced, but when we considered PMS, we can reproduced slope of mass function, mass and half-mass radius of Palomar 14.



عضویابی خوشه های ستاره ای باز با چگالی سازی پس زمینه پایین

محمدعلی طائفی گرمeh¹, مهدی خاکیان قمی¹, بهنود بندی¹

¹ دانشکده فنیک و مهندسی ازدی، دانشگاه صنعتی امیرکبیر، تهران

نتیجه گیری

با توجه به یافته های الگوریتم knn و مقایسه آن با شبیه سازی انجام شده از آن جایی که شبیه ترین نمونه مصنوعی تولید شده به داده های واقعی $Normal_3$ می باشد مقدار $k=7$ بالاترین راندمان را برای یافتن اعضای خوشه دارد. این نتایج و مقایسه آن با کاتالوگ های پیشین راهکار جدیدی در زمینه عضویابی و فاصله سنگی خوشه های باز با چگالی پس زمینه پایین در اختیار ما قرار می دهد. ویژگی اصلی این محاسبات که تا پیش از اندازه گیری های پروژه گایا میسر نبود، علاوه بر دقت قابل قبول (با خطای کمتر از ده درصد)، سادگی و سرعت پردازش بالای آن (حدود چهار ساعت پردازش به ازای هر خوشه باز) می باشد. همچنین با استفاده از این الگوریتم و نتایج آن می توان ویژگی های دیگری از خوشه های باز مانند تفکیک جرمی و سن تقریبی خوشه را محاسبه کرد که بحث بیشتر در این مقاله نمی گنجد.

سپاسگزاری

This work has made use of data from the European Space Agency (ESA) mission Gaia (<https://www.cosmos.esa.int/gaia>), processed by the Gaia Data Processing and Analysis Consortium (DPAC, <https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dpac/consortium>). Funding for the DPAC has been provided by national institutions, in particular the institutions participating in the Gaia Multilateral Agreement.

شبیه سازی

در جهت ارزیابی الگوریتم مذکور به شکلی که نتایج قابل آزمایش باشد، خوشه های مصنوعی با پروفایل هایی شبیه به خوشه های واقعی تولید گردید. این خوشه ها در دو دسته و به صورت توزیع تصادفی و توزیع گاووسی تولید شد. در هنگام تولید به ستارگان موجود در خوشه فاصله نقطه ای که می خواهیم برچسب آن (در اینجا چگالی) را مشخص کنیم با نزدیکترین نقاط می پردازد. برای مجامبه این فاصله می توان از برچسب $True$ و به ستارگان پس زمینه برچسب $False$ زده شد تا در انتهای بتوان ستارگان منتخب الگوریتم را اعتبار سنگی کرد.

توزیع تصادفی: تعدادی ستاره به عنوان یک خوشه و به صورت تصادفی (با استفاده از تابع `random` از کتابخانه `numpy`) و در ابعاد مشخص در یک زمینه از ستارگان قرار داده شد. توزیع خوشه به شکل کروی و توزیع پس زمینه به شکل مکعب در نظر گرفته شد.

توزیع گاووسی: مانند مورد بالا تعدادی ستاره به عنوان یک خوشه و با توزیع گاووسی (با استفاده از تابع `random.normal` از کتابخانه `numpy`) و در ابعاد مشخص در یک زمینه از ستارگان با توزیع تصادفی قرار داده شد. توزیع خوشه به شکل کروی و توزیع پس زمینه به شکل مکعب در نظر گرفته شد. از آن جایی که توزیع گاووسی به پدیده های واقعی نزدیکتر است، نمونه های بیشتری از این نوع (۳۰۰ مورد) با شرایط اولیه متفاوتی که در جدول شماره زیر آمده) تولید و مورد بررسی قرار گرفت

جدول 2: نمونه های شبیه سازی شده					
ایعاد کل نمونه	شاعر خوشه	تعداد اکل نقاط	تعداد کل نقاط	نام نمونه	
30*30*30	5	200	992	Rand_1	
20*20*20	3	200	1000	Normal_1	
10*10*10	4	200	1000	Normal_2	
20*20*20	1.5	50	500	Normal_3	

در این مرحله جهت ارزیابی بهترین مقدار برای نزدیک ترین همسایه مقادیر بین ۴ تا ۲۰ را برای نمونه 1 و $Normal_3$ قرار می دهیم.



روش شناسی و بررسی چند خوشه

الگوریتم k امین همسایگی نزدیک یکی از معروف ترین الگوریتم های پادگیری ماشین بوده که در زمینه تشخیص الگو کارایی دارد. این الگوریتم یک الگوریتم غیرپارامتری بوده و با توجه به مقدار k به محاسبه فاصله نقطه ای که می خواهیم برچسب آن (در اینجا چگالی) را مشخص کنیم با نزدیکترین نقاط می پردازد. برای مجامبه این فاصله می توان از روش های مختلفی استفاده کرد که در این از فاصله اقلیدسی استفاده شده است. این الگوریتم ابتدا فاصله تمام ستاره ها از یکدیگر را محاسبه کرده و سپس فاصله k امین ستاره نزدیک به هر ستاره را به عنوان شاعر مورد بررسی به آن ستاره نسبت می دهد سپس چگالی این محدوده را از طریق رابطه محاسبه کرده و این مقدار را به ستاره برچسب می زند. از طرفی با محاسبه چگالی پس زمینه (۲ برابر شاعر ظاهری خوشه) به عنوان واحد سنجش به مقایسه برچسب هر ستاره با چگالی پس زمینه می پردازیم. با توجه به دقت بالای داده های گایا و امکان محاسبه فاصله برای بیشتر ستارگان راه شیری، این الگوریتم دقت بالایی را عرضه کرده و می تواند مکان و تعداد ستارگان قابل مشاهده در طی رنگی از هر خوشه بازی را با دقت نسبتا بالا تعیین کند. هرچند به دلیل محاسبه فاصله تمام ستاره ها از پدیده های واقعی نزدیک تر است، نجم محاسبات نیازمند قدرت پردازش و توان ذخیره سازی بالایی است. در نتیجه پیشنهاد می شود در جهت سهولت و افزایش سرعت محاسبات از روش های بهینه سازی مانند الگوریتم های تکاملی استفاده شود.

جدول 1: نتایج knn با حداقل خطای ۱۰ درصد در ارزیابی فواصل

نام خوشه	فاصله (pc)	تعداد ستارگان	بعد تقریبی (mass/year)	حرکت خاصه در جهت (mass/year)	حرکت خاصه در جهت (mass/year)	ایعاد کل نمونه	شاعر خوشه	تعداد اکل نقاط
M29	1524	62	-2.86773	-6.09232			5	992
M21	1108	60	0.249657	-1.59564			3	1000
M36	1163	60	-0.11271	-3.28372			4	1000
M38	1101	113	1.30829	-4.12753			1.5	500
M67	857	524	-10.0713	-3.27887				
NGC 7789	2050	101	-0.94137	-1.92343				

چکیده

یکی از مشکلات عمده بررسی تحولات ستاره ای، تشخیص خوشه های ستاره ای باز می باشد. با توجه به دقت بالای داده های موقعیت سنگی گایا و روش های جدید پادگیری ماشین برآن شدیم تا شیوه جدیدی در زمینه تشخیص و عضویابی خوشه های باز ستاره ای با چگالی پس زمینه پایین ارائه داده و با انجام چند شبیه سازی به سنجش میزان دقت این روش پردازیم.

One of the major problems in the investigation of stellar evolution is to identify the membership of a star cluster. According to the accuracy of Gaia Data Release in astrometry, geometry and new methods in Machine Learning we are trying to introduce a new way to recognize and identify the membership of open clusters with low background star density. Then we will test the accuracy of our method by simulating some artificial open clusters.

مقدمه

خوشه های ستاره ای همواره یکی از اصلی ترین مناطق در زمینه بررسی تولد و تحولات ستاره ای بوده است. بررسی دقیق اخترسنگی این اجرام سماوی اولین قدم در راه پی بردن به ویژگی های مهم آن هاست. پیش از این با توجه به نبود داده های کافی از موقعیت دقیق تک تک ستارگان کهکشان راه شیری روش های عضویابی ستارگان هر خوشه شامل استفاده از ویژگی های نورسنگی آن ها در کنار پارامتر های اخترسنگی بوده و دقت نتایج همواره مورد سوال و ابهام بوده است. پروژه رصدخانه فضایی گایا که بدست سازمان فضایی اروپا در ادامه پروژه هیپارکوس و با هدف تهییق دقیق ترین نتشه سه بعدی کهکشان راه شیری برنامه ریزی و اجرا شد (Gaia Collaboration, Brown, A.G.A., et al.) در زمینه ویژگی های موقعیت سنگی داده هایی با دقت بالا در اختیار محققین قرار داده است. این رصدخانه فضایی که تا کنون و با انتشار دومین کاتالوگ خود حدود ۱.۷ میلیارد شی سماوی را رصد کرده است توائنسه است برای حدود ۱.۳۳ میلیارد شی مشاهده شده، اختلاف منظر اندازه گیری کند. این موضوع ما را برآن داشت که از طریق الگوریتم های خوشه بندی در زمینه پادگیری بدون ناظر ماشین (unsupervised machine learning) و تها با روش های موقعیت سنگی به بررسی خوشه های باز ستاره ای با چگالی پس زمینه پایین مستقر در قسمت بیرونی کهکشان پردازیم

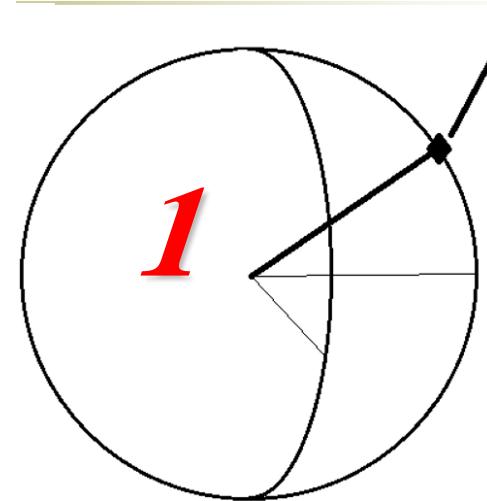
Positioning by a star tracker



Mehdi Khakian Ghomi

Meysam Izadmehr

Amirkabir University of Technology



By specification of
the **observed part**
of the sky &
reverse
calculation

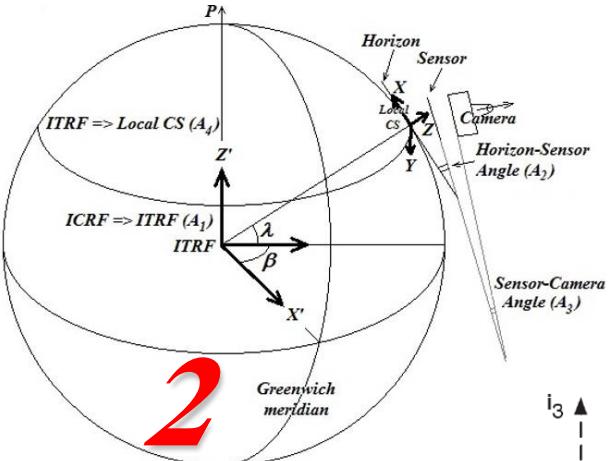
Calculation of our
position on the
Earth

HWHM=6"



5

μ Rad



2

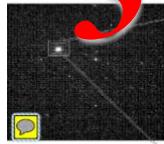
Greenwich
meridian

$$x_m = x_0 + \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - x_0) I_i}{\sum_{i=1}^n I_i}$$

$$y_m = y_0 + \frac{\sum_{i=1}^n (y_i - y_0) I_i}{\sum_{i=1}^n I_i}$$



3



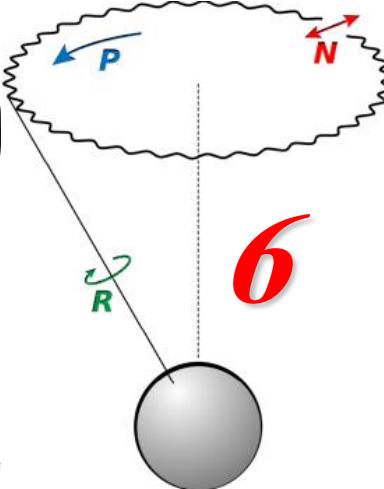
4

Star 1
Star 2
Star 3

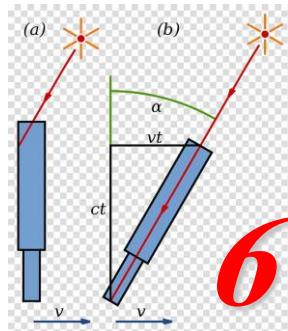
i_3

i_2

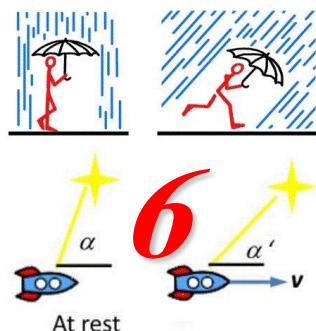
i_1



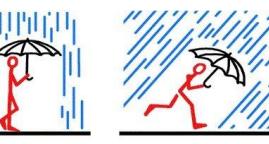
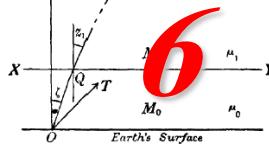
6

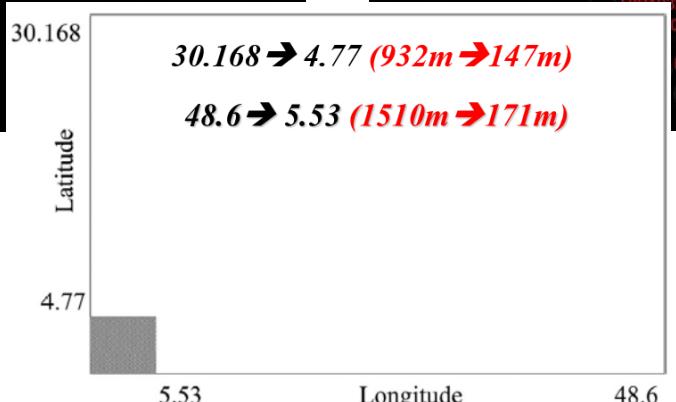
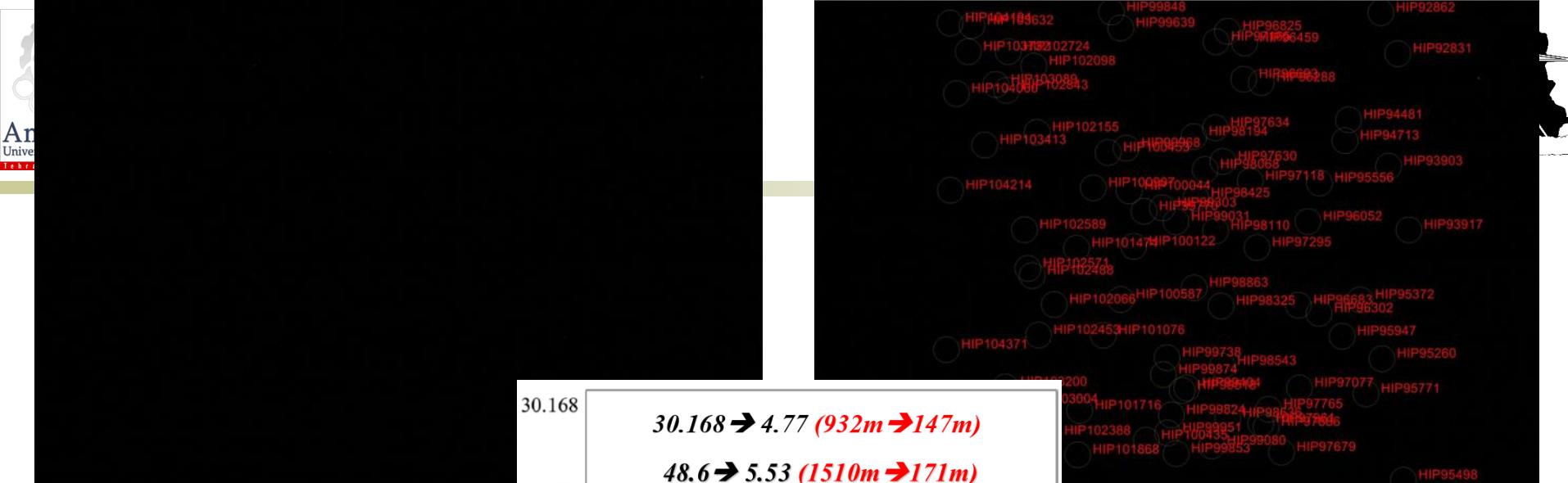


6



At rest





Results

Astrophys Space Sci (2019) 364:75
https://doi.org/10.1007/s10509-019-3565-5

ORIGINAL ARTICLE

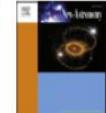


New Astronomy 74 (2020) 101272



Contents lists available at ScienceDirect

New Astronomy



journal homepage: www.elsevier.com/locate/newast

Design and construction of a portable high resolution positioner using star patterns

Meysam Izadmehr¹ · Mehdi Khakian Ghomi¹

the sky is 0.50 s. With these considerations, we obtained accuracies of 0.503' (932 m) in latitude, and 0.816' (1510 m) in longitude and North direction. Among the main goals of the design were a reasonable price and portability of the in-

An accuracy of better than 200 m in positioning using a portable star tracker

Meysam Izadmehr, Mehdi Khakian Ghomi*

Department of Energy Engineering and Physics, Amirkabir University of Technology, Tehran 15875-4413, Iran

ABSTRACT

Using a portable star tracking system, the geographical position of the observer, latitude, longitude, and the North direction were obtained. In the previous work, the accuracy of latitude and longitude were obtained as 932 and 1510 m, respectively. The weakest point in the previous work was the installation of the charge-coupled device (CCD) on the inclinometer which had the largest uncertainty in the procedure of positioning. Therefore, a method was presented to calculate the angle between the CCD and the inclinometer. In this work, a new optimization method is applied to improve the accuracy of the calculation of observer position to 147 m in Latitude and 171 m in Longitude. In this method, 80 to 100 stars are used in each picture taken of the sky to apply the optimization method. To obtain the accuracy, 50 nights' observations were recorded. On each night, 100 quite