دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان

۲۴ و ۲۵ اردیبهشت ماه ۱۳۹۴

هجدهمین گردهمایی پژوهشی نجوم ایران





هجدهمین گردهمایی پژوهشی نجوم ایران

دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان

۲۴ و ۲۵ اردیبهشت ماه ۱۳۹۴

اعضای کمیته علمی گردهمایی:

سعید توسلی	پژوهشگاه دانش‌های بنیادی
یوسف ثبوتی	تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان
اکرم حسنی زنوزی	تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان
حسین حقی	تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان
مهدی خاکیان قمی	صنعتی امیرکبیر
حبیب خسروشاهی	پژوهشگاه دانش‌های بنیادی
محمود روشن	فردوسی مشهد
شهرام عباسی	فردوسی مشهد
کیومرث کرمی	کردستان
سعدالله نصیری قیداری	شهید بهشتی تهران

اعضای کمیته اجرایی گردهمایی:

قاسم صفایی   حمید رضا ماهانی   حمید ابراهیمی   وحید امیری





یادداشت دبیر گردهمایی

افتخار داشتیم به بهانه برگزاری هجدهمین گردهمایی پژوهشی نجوم و به سنت همیشگی، امسال نیز میزبان پژوهشگران، اساتید و دانشجویان علاقه‌مند به نجوم و اختر فیزیک باشیم. این گردهمایی در روزهای ۲۴ و ۲۵ اردیبهشت در دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه با حضور ۱۲۰ نفر برگزار گردید.

در این گردهمایی که بیش از ۷۰ مقاله به صورت سخنرانی و پوستر ارائه شد، موضوعات مختلفی از کیهان‌شناسی و اختر فیزیک مانند فیزیک کهکشان، خوشه‌های ستاره‌ای، اختروش‌ها، تحول ستارگان، سیستم‌های دوتایی و فیزیک خورشیدی، مطرح و مورد بحث و گفتگو قرار گرفتند.

بسیاری از دانشجویان گروه نجوم و پرسنل دانشگاه، ما را در این گردهمایی یاری رساندند. آقای قاسم صفایی (دبیر اجرایی) و نیز اعضای همکار ایشان آقایان حمیدرضا ماهانی، حمید ابراهیمی، وحید امیری و دیگر دانشجویان دانشگاه در سازمان‌دهی اجرایی گردهمایی نقش بسیار موثری داشتند. از خانم موحد، منشی گردهمایی و نیز خانم عابدی که در طراحی وب‌سایت کمک کردند، تشکر می‌کنم.

ضمناً از راهنمایی‌های آقای دکتر حسین حقی در برگزاری گردهمایی و از مساعدت‌های مالی و پشتیبانی آقای دکتر حمیدرضا خالصی‌فرد، رئیس دانشگاه، آقای دکتر محمد دهقان نیری، مسئول بخش رایانه دانشگاه، آقای دکتر حسین فضلی، رئیس دانشکده فیزیک و از رهنمودهای معنوی پروفسور یوسف ثبوتی کمال امتنان را دارم.

اکرم حسنی زنوزی
اردیبهشت سال ۱۳۹۴
دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان

فهرست عناوین سخنرانی‌ها

شماره	ارائه کننده	عنوان مقاله	صفحه
۱	اسعد زاده، سمیه	Structure formation and GSL in some viable f (R)-gravity models	۱
۲	امیری، سیروان	The effect of inclination angle of the coronal loop plane on the resonant absorption of kink waves	۵
۳	بجنوردی ارباب، بهزاد	مدارهای پایدار در سیستم های ستاره های دوتایی	۸
٤	بهنود، نادر	تحلیل فرکانسی و استخراج پارامترهای فیزیکی ستاره دلتا قیفاووسی با نرم افزار period 04	۱۲
۵	تقوی، سعید	تحول خوشه های ستاره ای در پتانسیل وابسته به زمان کهکشان	۱۶
٦	حسینی، راضیه	شناسایی و محاسبه پهنای خطوط جذبی MgII در راستای خط دید اختروش He2217-2818	۲۳
۷	حقی، حسین	تحول خوشه‌های ستاره‌ای در بدو تولد	۲۷
۸	حقی، حسین	مقید کردن محیط کهکشان‌های مارپیچی با موند	۲۸
۹	حقی، حسین	بررسی دینامیک داخلی کهکشان‌های کوتوله کروی با استفاده از گرانش تعمیم‌یافته (موگ)	۳۴
۱۰	خواجه نبی، فاضله	Dynamics of cold clouds in the broad-line region of AGNs	۴۲
۱۱	راهوار، سهراب	معرفی اختر زیست شناسی	۴۳
۱۲	رضازاده، کاظم	تورم بینابینی در یک چارچوب غیر کانونی	۴۴
۱۳	روشن، محمود	پایداری قرصهای کهکشانی در نظریه MOG	۴۸
١٤	سروش فر، صاحب	Motion Of Test Particle In The Space Time Of Black Hole In Conformal Weyl Gravity	۴۹
۱۵	شادمهری، محسن	تحلیل ناپایداری ناشی از نیروی وارانه در قرص های پیش سیاره ای گردوغباری	۵۳
١٦	شیخ احمدی، حیدر	بررسی پایداری مدل‌های انرژی تاریک شبح و چاپلین به کمک قیدهای رصدی در یک مدل برهمکنشی	۵۴
۱۷	شیخی، نجمه	تعیین کسر دوتایی های غیر قابل تفکیک خوشه های باز	۵۸
۱۸	صفری، حسین	Automatic detection for extreme-ultraviolet solar coronal bright points	۶۲
۱۹	عابدینی، عباس	ویژگی‌های نوسانات عرضی (کینک) مشاهده شده در حلقه‌های تاج با استفاده از ماهواره اس- دی- او	۶۴
۲۰	عبادی، حسین	Torsional Alfven waves in Solar Spicules	۶۸
۲۱	قریشی، سیده معصومه	ناپایداری حرارتی در یک محیط انبساطی با حضور خودگرانشی، اثر هال و پخش دوقطبه	۷۰
۲۲	مصلح، معین	پیدایش و تحول کهکشان‌ها: مرزهای پیش رو	۷۴
۲۳	منظوری، داود	RY Aquarius a binary star with pulsating δ-scuti primary component	۷۵
٢٤	منظوری، داود	تحلیل تغییرات پریود و نور در سیستم‌های دوتایی با پریود بسیار کوتاه KIC 7375612 و KIC 12350008	۷۹

۲۵	موحد، سید محمد صادق	خواص توپولوژیکی و هندسی میدانهای تصادفی کیهانی	۸۳
۲٦	همدانی گلشن، رویا	Evolved Stars in Galaxies; Star Formation History and Feedback : NGC 147 and NGC 185	۸۴
۲۷	یزدی زاده راوری، طیبه	ساختار ستاره نوترونی با هسته کوارکی با در نظر گرفتن بر همکنش کوارکها از طریق تبادل یک گلوآن	۸۹

فهرست عناوین پوسترها

شماره	ارائه کننده	عنوان مقاله	صفحه
۱	ابری، افسانه	سن ساختارهای بزرگ مقیاس در رمبش غیرکروی در رهیافت موند (MOND)	۹۳
۲	اردکانی، مریم	محاسبه آهنگ برافزایش جرم در هسته‌های پیش‌ستاره‌ای	۹۷
۳	اسماعیلی فاضل، فرزین	نحوه‌ی گرمایش ژول در خال‌های سایه‌ای	۱۰۱
۴	اصولیان، زهدیه	پیامدهای کیهانشناسی مدل میدان اسکالر غیر کانونی	۱۰۶
۵	افسری خطیبی، محمد علی	یافتن معادله‌ی حالت ستاره‌ی نوترونی دوتایی با جرم‌های برابر توسط مقایسه‌ی شکل موج عددی و شکل موج - ذره‌ای	۱۱۰
۶	ایرانی، آزاده	مطالعه دوبعدی قرص‌های پیش سیاره‌ای خودگرانشی	۱۱۴
۷	ایلدارتنها، نسیم	بازسازی میدان مغناطیسی تاج خورشید به‌روش لاگرانژ با اعمال شرط پایستگی هلیسیتی	۱۱۸
۸	پورملائی، محمد	بستگی رنگ به انتقال‌به‌سرخ اختروش‌های SDSS-DR9 در ناحیه مرئی	۱۲۲
۹	جعفری، افسانه	حل تحلیلی معادلات ژئودزیک فضازمان کرم‌چاله الیس	۱۲۶
۱۰	حسنی، زهرا	روابط به دست آمده در تحول دینامیکی خوشه‌های ستاره‌ای	۱۳۰
۱۱	حسنی زنوزی، اکرم	بررسی اثر هاله‌ی ماده‌ی تاریک کهکشان بر اندازه‌ی خوشه‌های کروی	۱۳۴
۱۲	حسینی، زهرا السادات	اندازه‌گیری تابع همبستگی متقابل شار جنگل لیمان آلفا و جنگل لیمان بتا	۱۳۸
۱۳	حسینی سیدی، سیده مریم	تاثیر فرو ریزش کپه‌های کوچک کم جرم از پوش هسته‌های ابرمولکولی و ایجاد ناپایداری گرانشی در قرص‌های بر افزایشی	۱۴۲
۱۴	حقانی جویباری، احد	نقش وشکسانی بر ناپایداری قرص‌های بر افزایشی مغناطیده	۱۴۶
۱۵	حق شناس، مجتبی	حل ژئودزیک سیاهچاله شوارتس‌شیلد ریسمان شده در ابعاد بالاتر	۱۵۰
۱۶	حقی، حسین	تحول دینامیکی سیستم‌های خوشه‌های کروی	۱۵۴
۱۷	حیدری ویری، کاظم	تأثیر فلزیت بر طول عمر فاز رشته‌ی اصلی ستارگان	۱۵۸
۱۸	درویش‌پور، عباس	حل معادلات ژئودزیک فضا زمان سیاه ریسمان با ثابت کیهان شناسی	۱۶۱
۱۹	صالحی، امین	جستجوی یافتن راستای ترجیحی برای انبساط شتابدار عالم در گرانش گاوس بانت با استفاده از کاتالوگ Union 2	۱۶۵
۲۰	عبدالملکی، اسرین	قانون دوم تعمیم یافته‌ی ترمودینامیک بر افق ظاهری در گرانش f(G)	۱۶۹
۲۱	عمانی زیارتی، محسن	تفکیک ستاره از کهکشان با استفاده از پارامتر انتقال به سرخ اجرام در شبکه عصبی چند لایه پرسپترون MLP	۱۷۳
۲۲	غیوری خواه، محمد	ذرات گرد و غبار در قرص‌های پیش سیاره‌ای	۱۷۷
۲۳	فاضل، زهرا	مطالعه نقش میدان مغناطیسی در امواج مغناطو صوتی - گرانشی در اسپیکول‌های خورشیدی	۱۸۱
۲۴	فتحعلیان، نرگس	معرفی و طبقه‌بندی نظریه‌های چندجهانی متولد در فیزیک معاصر	۱۸۵
۲۵	قاری، امیر	منحنی دوران کهکشانی با در نظر گرفتن سهم گازهای مولکولی	۱۹۰
۲۶	قنبری، جمشید	بررسی اثر پارامتر پخش مغناطیسی بر ساختار دو بعدی قرص‌های بر افزایشی در حضور باد	۱۹۷
۲۷	کاظم پور، سبحان	بررسی ژئودزیک سیاهچاله کر- دوسیته ترکیب با ریسمان کیهانی	۲۰۱

۲۸	کرمی، کیومرث	Structure formation in the presence of interaction between MGDE and DM	۲۰۵
۲۹	کوکبی، خداداد	دوران ابرهای مولکولی مغناطیده	۲۰۹
۳۰	گل عنبری، طیب	بررسی تورم میانی غیر کانونیک با کمک نتایج پلانک ۲۰۱۵	۲۱۳
۳۱	منظوری، داود	تحلیل تغییرات پریود و نور در سیستم‌های دوتایی با پریود بسیار کوتاه KIC 8758716 و KIC 10855535	۲۱۷
۳۲	هاشمی، مریم	Low Mass Stars and Brown Dwarfs in Pleiades: Binary Fraction and Mass Function	۲۲۱
۳۳	هدایتی خلیل آباد، هادی	تصحیح برداری روش یافتن مکان هسته‌ی بهمن‌های هوایی	۲۲۲

Structure formation and GSL in some viable $f(R)$-gravity models

S. Asadzadeh, M.S. Khaledian, K. Karami
Department of Physics, University of Kurdistan, Pasdaran St., Sanandaj, Iran

Here, we investigate the growth of matter density perturbations as well as the generalized second law (GSL) of thermodynamics in the framework of $f(R)$-gravity. We consider a spatially flat FRW universe filled with the pressureless matter and radiation which is enclosed by the dynamical apparent horizon with the Hawking temperature. For some viable $f(R)$ models containing the Starobinsky, Hu-Sawicki, Exponential, Tsujikawa, and AB models, we first explore numerically the evolution of some cosmological parameters like the Hubble parameter, the Ricci scalar, the deceleration parameter, the density parameters and the effective equation of state parameter. Then, we examine the validity of GSL and obtain the growth factor of structure formation. We find that for the aforementioned models, the GSL is satisfied from the early times to the present epoch. But in the future, the GSL for the all models but the Hu-Sawicki and AB models, is violated in some ranges of redshift. Our numerical results also show that for the all models the growth factor for larger structures like the ΛCDM model fit the data very well.

I. $F(R)$-GRAVITY FRAMEWORK

One of the representative approaches to explain the current acceleration of the universe is to consider a theory of modified gravity (MG), such as $f(R)$ gravity, in which the Einstein-Hilbert action in GR is generalized from the Ricci scalar R to an arbitrary function of the Ricci scalar [1]. A $f(R)$ model with negative and positive powers of Ricci curvature scalar R naturally admits the unification of the inflation at early times and the cosmic acceleration at late times [2]. It can also serve as dark matter (DM), [3]. The modified Einstein-Hilbert action in the Jordan frame is given by [1]

$$S_{\rm J}=\int\sqrt{-g}\;{\rm d}^4x\left[\frac{f(R)}{16\pi G}+L_{\rm matter}\right], \tag{1}$$

where G, g, R and $L_{\rm matter}$ are the gravitational constant, the determinant of the metric $g_{\mu\nu}$, the Ricci scalar and the lagrangian density of the matter inside the universe, respectively.

For a spatially flat FRW metric, taking $T_{\nu}^{\mu(m)}=\mathrm{diag}(-\rho,p,p,p)$ in the prefect fluid form, the Friedmann equations in $f(R)$-gravity are given by [4]

$$3H^2=8\pi G(\rho+\rho_{\rm D}), \tag{2}$$

$$2\dot{H}=-8\pi G(\rho+\rho_{\rm D}+p+p_{\rm D}), \tag{3}$$

where

$$8\pi G\rho_{\rm D}=\frac{1}{2}\big(RF-f\big)-3H\dot{F}+3H^2\big(1-F\big), \tag{4}$$

$$8\pi Gp_{\rm D}=\frac{-1}{2}\big(RF-f\big)+\ddot{F}+2H\dot{F}-(1-F)\big(2\dot{H}+3H^2\big), \tag{5}$$

with

$$R=6(\dot{H}+2H^2). \tag{6}$$

Here $H=\dot{a}/a$ is the Hubble parameter. Also $\rho_{\rm D}$ and $p_{\rm D}$ are the curvature contribution to the energy density and pressure which can play the role of DE. Also $\rho=\rho_{\rm BM}+\rho_{\rm DM}+\rho_{\rm rad}$ and $p=p_{\rm rad}=\rho_{\rm rad}/3$ are the energy density and pressure of the matter inside the universe. The energy conservation laws are established for the pressureless matter, $\rho_{\rm m}=\rho_{\rm BM}+\rho_{\rm DM}$, radiation, $\rho_{\rm rad}$ and DE, $\rho_{\rm D}$. On the whole of the paper, the dot and the subscript R denote the derivatives with respect to the cosmic time t and the Ricci scalar R, respectively.

II. GROWTH RATE OF MATTER DENSITY PERTURBATIONS

The evolution of the matter density contrast $\delta_{\rm m}=\delta\rho_{\rm m}/\rho_{\rm m}$ provides an important tool to distinguish $f(R)$-gravity and generally MG models from DE inside GR and, in particular, from the ΛCDM model.

The linear evolutions of matter density contrast, in a flat FRW background is govern by [5,6]

$$\ddot{\delta}_{\rm m}+2H\dot{\delta}_{\rm m}-4\pi G_{\rm eff}\rho_{\rm m}\delta_{\rm m}=0, \tag{7}$$

where

$$G_{\rm eff}=\frac{G}{F}\left[\frac{4}{3}-\frac{1}{3}\frac{M^2a^2}{k^2+M^2a^2}\right], \tag{8}$$

and $M^2=\frac{F}{3F_{\rm R}}$. Equation (8) obviously shows that the screened mass function, i.e. $G_{\rm eff}/G$, is the time and scale dependent parameter. In the present work, we obtain the evolution of linear perturbations relevant to the matter spectrum for the scales; $k = 0.1, 0.01, 0.001\ h\ \mathrm{Mpc}^{-1}$, where h corresponds to the Hubble parameter today. For smaller scales, $k > 0.2\ h\ \mathrm{Mpc}^{-1}$, the effect of non-linearity becomes important, which is out of the scope of this paper.

III. GENERALIZED SECOND LAW OF THERMODYNAMICS

According to the GSL, entropy of the matter inside the horizon beside the entropy associated with the surface of horizon should not decrease during the time [7]. Karami et al. [8] showed that within the framework of $f(R)$-gravity, the GSL for a spatially flat FRW universe enclosed by the dynamical apparent horizon and containing the pressureless baryonic and dark matters as well as the radiation is given by

$$T_{\rm A}\dot{S}_{\rm tot} = \frac{1}{4GH^4}\left[2\dot{H}^2F - \dot{H}H\dot{F} + 2(\dot{H}+H^2)\ddot{F}\right], \quad (9)$$

where $S_{\rm tot} = S_{\rm m} + S_{\rm A}$ is the total entropy due to different contributions of the matter and the horizon. Here $S_{\rm A} = \frac{AF}{4G}$ is the geometric entropy of the horizon in $f(R)$-gravity, where $A = 4\pi\tilde{r}_{\rm A}^2$ and $\tilde{r}_{\rm A}$ is the dynamical apparent horizon which is same as the Hubble horizon for a flat FRW universe, i.e. $\tilde{r}_{\rm A} = H^{-1}$. Also $T_{\rm A} = \frac{1}{2\pi\tilde{r}_{\rm A}}\left(1-\frac{\dot{\tilde{r}}_{\rm A}}{2H\tilde{r}_{\rm A}}\right)$ is the Hawking temperature on the apparent horizon. Note that Eq. (9) shows that the validity of the GSL, i.e. $T_{\rm A}\dot{S}_{\rm tot} \geq 0$, depends on the $f(R)$-gravity model. In subsequent sections we examine the validity of the GSL for some viable $f(R)$ models.

IV. COSMOLOGICAL EVOLUTION

To obtain the evolutionary behavior for $f(R)$ models we need to solve the following equation [9]

$$(1+z)^2 y_{\rm H}'' + J_1(1+z)y_{\rm H}' + J_2 y_{\rm H} + J_3 = 0, \quad (10)$$

where

$$J_1 = -3 - \left(\frac{1-\bar{F}}{6\bar{H}^2\bar{F}_{\rm R}}\right), \quad (11)$$

$$J_2 = \frac{2-\bar{F}}{3\bar{H}^2\bar{F}_{\rm R}}, \quad (12)$$

$$J_3 = -3(1+z)^3 - \frac{1}{6\bar{H}^2\bar{F}_{\rm R}} \times$$
$$\left[(1-\bar{F})\Big((1+z)^3 + 2\chi(1+z)^4\Big) + \frac{1}{3\Omega_{\rm m_0}}(\bar{R}-\bar{f})\right], \quad (13)$$

$$y_{\rm H} := \frac{\rho_{\rm D}}{\rho_{\rm m_0}} = \frac{\bar{H}^2}{\Omega_{\rm m_0}} - (1+z)^3 - \chi(1+z)^4. \quad (14)$$

We are intersected in investigating the growth of structure formation and examining the GSL in $f(R)$-gravity, hence in what follows we consider some viable $f(R)$ models including the Starobinsky [5], Hu-Sawicki [10], Exponential [9], Tsujikawa [11] and AB [12] models, Eqs. (15)-(19), respectively.

$$f(R) = R + \lambda R_{\rm s}\left[\left(1+\frac{R^2}{R_{\rm s}^2}\right)^{-n} - 1\right], \quad (15)$$

$$f(R) = R - \frac{c_1 R_{\rm s}\left(\frac{R}{R_{\rm s}}\right)^n}{c_2\left(\frac{R}{R_{\rm s}}\right)^n + 1}, \quad (16)$$

$$f(R) = R - \beta R_{\rm s}\left(1 - e^{-\frac{R}{R_{\rm s}}}\right), \quad (17)$$

$$f(R) = R - \lambda R_{\rm s}\tanh\left(\frac{R}{R_{\rm s}}\right), \quad (18)$$

$$f(R) = \frac{R}{2} + \frac{\epsilon}{2}\log\left(\frac{\cosh(\frac{R}{\epsilon} - b)}{\cosh(b)}\right). \quad (19)$$

In the next section, we only present the results and figures obtained for AB model. The overall results obtained for the rest of models are illustrated in section VI.

V. NUMERICAL RESULTS

With the help of numerical results obtained for $y_{\rm H}(z)$ in Eq. (10), we can obtain the evolutionary behaviors of H, $\omega_{\rm eff} = -1 - \frac{2\dot{H}}{3H^2}$, q, $\Omega_{\rm m}$, $\Omega_{\rm D}$ and GSL for our selected $f(R)$ models. The results for the AB $f(R)$ model are displayed in Figs. 1-5. Figures show that: (i) the Hubble parameter decreases during history of the universe. (ii) The effective EoS parameter, $\omega_{\rm eff}$, starts from an early matter-dominated regime (i.e. $\omega_{\rm eff} = 0$) and in the late time, $z \to -1$, it behaves like the ΛCDM model. (iii) The deceleration parameter q varies from an early matter-dominant epoch ($q = 0.5$) to the de Sitter era ($q = -1$) in the future, as expected. It also shows a transition from a cosmic deceleration $q > 0$ to the acceleration $q < 0$ in the near past. The current value of the deceleration parameter is obtained as -0.6 which is in good agreement with the recent observational constraint $q_0 = -0.43^{+0.13}_{-0.17}$ (68% CL) obtained by the cosmography [13]. (iv) The density parameters $\Omega_{\rm D}$ and $\Omega_{\rm m}$ increases and decreases, respectively, as z decreases. (v) The GSL is always satisfied from early times to the late cosmological history of the universe.

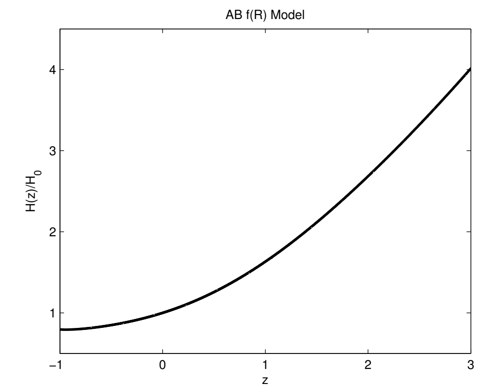


FIG. 1. The variations of the Hubble parameter H versus redshift z. Auxiliary parameters are $\Omega_{\mathrm{m}_0} = 0.24$, $\Omega_{\mathrm{D}_0} = 0.76$, $\Omega_{\mathrm{rad}_0} = 4.1 \times 10^{-5}$ and $b = 1.4$, $\epsilon = R_{\mathrm{s}}/(b + \log(2\cosh b))$.

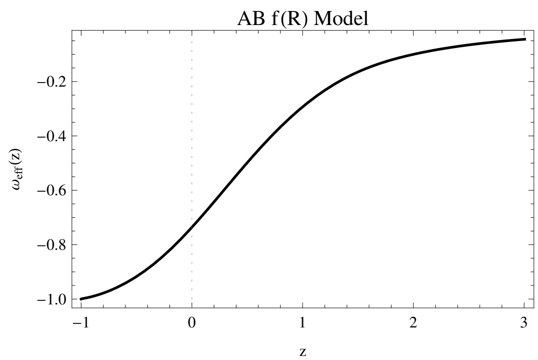


FIG. 2. The variations of the ω_{eff} versus redshift z. Auxiliary parameters are as in Fig. 1.

In Figs. 6-8, we plot the evolutions of growth factor f, g and G_{eff}/G, versus z for the AB $f(R)$ model. Figures show that: (i) The evolution of the growth factor $f(z)$ for this model and ΛCDM model together with the 11 observational data of the growth factor, show that for smaller structures (larger k), the $f(R)$ model deviates from the observational data. But for larger structures (smaller k), the growth factor very similar to the ΛCDM model, fits the data very well. (ii) The linear density contrast relative to its value in a pure matter model $g = \delta/a$ starts from an early matter-dominated phase, i.e. $g \simeq 1$ and decreases during history of the universe. For a given z, g in the AB $f(R)$ model, is greater than that in the ΛCDM model. (iii) The screened mass function G_{eff}/G for a given wavenumber k is larger than one which makes a faster growth of the structures compared to the GR. However, for the higher redshifts, the screened mass function approaches to unity in which the GR structure formation is recovered. Note that the deviation of G_{eff}/G from unity for small scale structures (larger k) is greater than large scale structures (smaller k).

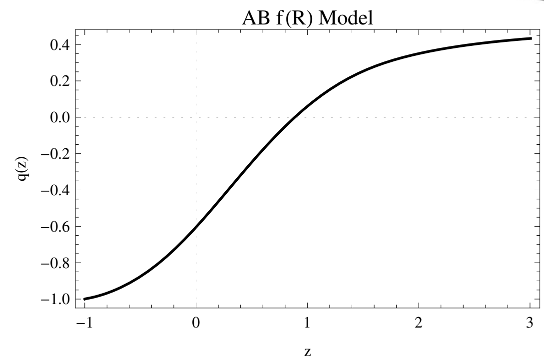


FIG. 3. The variations of the deceleration parameter q versus redshift z. Auxiliary parameters are as in Fig. 1.

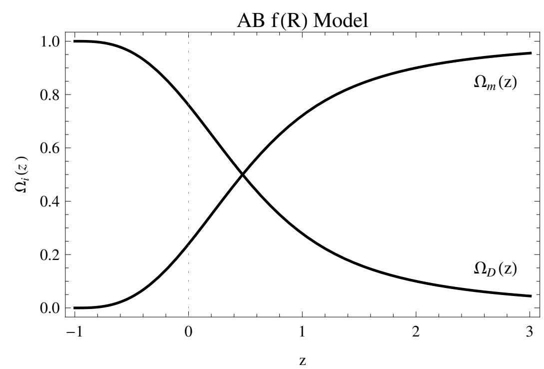


FIG. 4. The variations of the density parameter Ω_{i} versus redshift z. Auxiliary parameters are as in Fig. 1.

VI. CONCLUSIONS

Here, we investigated the evolution of both matter density fluctuations and GSL in some viable $f(R)$ models containing the Starobinsky, Hu-Sawicki, Exponential, Tsujikawa and AB models. Our results show the following.

(i) All of the selected $f(R)$ models can give rise to a late time accelerated expansion phase of the universe. The deceleration parameter for the all models shows a cosmic deceleration $q > 0$ to acceleration $q < 0$ transition. The present value of the deceleration parameter takes place in the observational range. Also at late times ($z \to -1$), it approaches a de Sitter regime (i.e. $q \to -1$), as expected.

(ii) The effective EoS parameter ω_{eff} for the all models starts from the matter dominated era, $\omega_{\mathrm{eff}} \simeq 0$, and in the late time, $z \to -1$, it behaves like the ΛCDM model, $\omega_{\mathrm{eff}} \to -1$.

(iii) The GSL is respected from the early times to the present epoch. But in the future, the GSL for the all models but the Hu-Sawicki and the AB models, is violated in some ranges of redshift.

(iv) For the all models, the screened mass function G_{eff}/G is larger than 1 and in high z regime goes to 1. The deviation of G_{eff}/G from unity for larger k (smaller

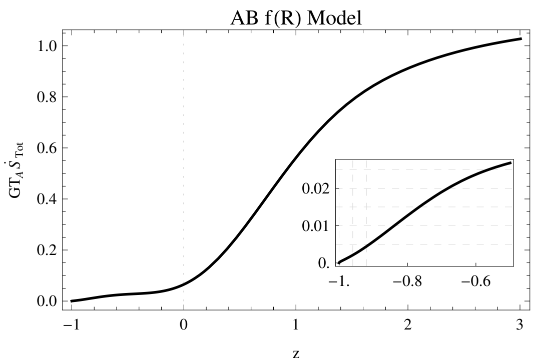


FIG. 5. The variations of the GSL versus redshift z. Auxiliary parameters are as in Fig. 1.

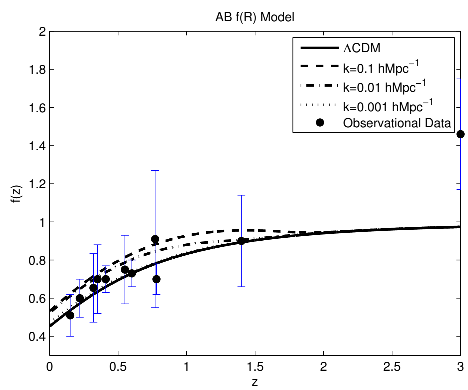


FIG. 6. The variations of the growth factor $f(z)$ versus redshift z. Auxiliary parameters are as in Fig. 1.

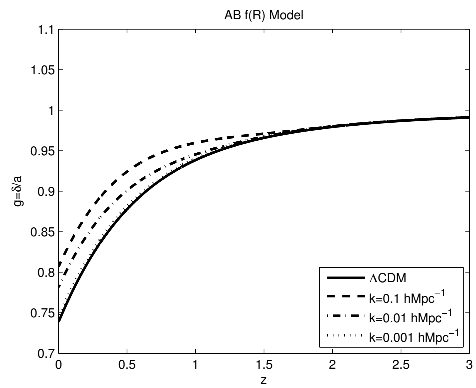


FIG. 7. The variations of the linear density contrast relative to its value in a pure matter model $g = \delta/a$ versus redshift z. Auxiliary parameters are as in Fig. 1.

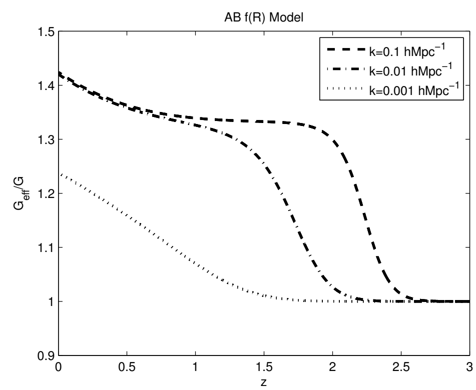


FIG. 8. The variations of the screened mass function $G_{\rm eff}/G$, versus redshift z. Auxiliary parameters are as in Fig. 1.

structures) is greater than the smaller k (larger structures). The modification of GR in the framework of $f(R)$-gravity, gives rise to an effective gravitational constant, $G_{\rm eff}$, which is time and scale dependent parameter in contrast to the Newtonian gravitational constant.

(v) The linear density contrast relative to its value in a pure matter model, $g(a) = \delta_{\rm m}/a$, for the all models starts from an early matter-dominated phase, $g(a) = 1$, and decreases during history of the universe.

(vi) The evolutionary behavior of the growth factor of linear matter density perturbations, $f(z)$, shows that for the all models the growth factor for smaller k (larger structures) like the ΛCDM model fit the data very well.

---

[1] T.P. Sotiriou, V. Faraoni, Rev. Mod. Phys. **82**, 451 (2010);
A. De Felice, S. Tsujikawa, Living Rev. Relativ. **13**, 3 (2010);
S. Nojiri, S.D. Odintsov, Phys. Rept. **505**, 59 (2011).
[2] S. Nojiri, S.D. Odintsov, Phys. Rev. D **68**, 123512 (2003).
[3] Y. Sobouti, Astron. Astrophys. **464**, 921 (2007).
[4] S. Capozziello, et al., Int. J. Mod. Phys. D **12** 1969, (2003);
S. Capozziello, V.F. Cardone, A. Troisi, Phys. Rev. D **71**, 043503 (2005).
[5] A.A. Starobinsky, JETP Lett. **86**, 157 (2007).
[6] S. Tsujikawa, Phys. Rev. D **76**, 023514 (2007);
S. Tsujikawa, K. Uddin, R. Tavakol, Phys. Rev. D **77**, 043007 (2008).
[7] R.G. Cai, S.P. Kim, JHEP **02**, 050 (2005).
[8] K. Karami, M.S. Khaledian, N. Abdollahi, Europhys. Lett. **98**, 30010 (2012).
[9] K. Bamba, C.Q. Geng, C.C. Lee, JCAP **08**, 021 (2010).
[10] W. Hu, I. Sawicki, Phys. Rev. D **76**, 064004 (2007).
[11] S. Tsujikawa, Phys. Rev. D **77**, 023507 (2008).
[12] S. A. Appleby, R. A. Battye, Phys. Lett. B **654**, 7 (2007).
[13] S. Capozziello, et al., Phys. Rev. D **84**, 043527 (2011).

دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان
هجدهمین گردهمایی پژوهشی نجوم ایران
۲٤ و ۲۵ اردیبهشت ۱۳۹٤

The effect of inclination angle of the coronal loop plane on the resonant absorption of kink waves

S. Amiri, Z. Ebrahimi and K. Karami
Department of Physics, University of Kurdistan, Pasdaran St., Sanandaj, Iran

Here, we investigate the effect of inclination angle on the resonant absorption of standing fast kink body waves in the solar coronal loops. To this aim, we consider a typical coronal loop as a straight, zero-β, nonaxisymmetric and longitudinally stratified cylindrical magnetic flux tube. With the help of connection formulae, we derived and solved numerically the dispersion relation governing the quasi normal kink modes. Consequently, we obtained both the frequencies and damping rates of the fundamental and first-overtone kink modes. We concluded that as the inclination angle of the loop plane increases: (i) the frequencies and their relevant damping rates decrease. (ii) The frequency ratio ω_2/ω_1 of the first overtone and its fundamental mode increases. (iii) The ratio of the oscillation frequency to the damping rate remains unchanged.

I. INTRODUCTION

Since the first observation of transverse oscillations of coronal loops by Nakariakov *et al.* [1] many studied have been made to explain and interpret such decaying oscillations. Verwichte *et al.* [2] observed two values 1.81 ± 0.25 and 1.64 ± 0.23 for the period ratio P_1/P_2 in different loops.

Karami, Nasiri & Amiri [3] showed that for both kink ($m = 1$) and fluting ($m = 2$) modes, in the presence of longitudinal density stratification one sees that the frequencies ratio of resonantly damping oscillations is less than 2 which justifies the observations. On the other hand, as the stratification parameter increases both the frequencies and their relevant damping rates increase. But the ratio of any frequency to its relevant damping rate does not experience any change with changing the stratification parameter.

Karami *et al.* [4] studied the effect of an elliptic shape and its stage of emergence on the resonantly damped oscillations of stratified coronal loops. Their results indicated that both the elliptical shape and stage of emergence of the loop alter the kink frequencies and damping rates of the tube as well as the ratio of frequencies of the fundamental and its first-overtone modes. Their obtained results were in agreement with the findings of Morton & Erdélyi [5] for the period ratio P_1/P_2.

One of the geometrical aspects of coronal loops that can plays role in interpreting coronal and the loops seismology, is the inclination of the loop plane from a plane normal to the photosphere. Aschwanden *et al.* [6] investigated seven different kink oscillations event of AR 8270 and estimated some geometrical characteristics of the loops including the inclination angle.

In the present paper we consider an inclination angle θ for the loop plane and would like to demonstrate how it affects the resonant absorption in a longitudinally stratified loop.

II. EQUATIONS OF MOTION AND MODELING OF THE FLUX TUBE

The linearized MHD equations for a zero-β plasma are as follows

$$\frac{\partial \delta \mathbf{v}}{\partial t} = \frac{1}{4\pi\rho}\{(\nabla \times \delta\mathbf{B}) \times \mathbf{B} + (\nabla \times \mathbf{B}) \times \delta\mathbf{B}\} + \frac{\eta}{\rho}\nabla^2 \delta\mathbf{v}, \tag{1}$$

$$\frac{\partial \delta \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\delta\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \frac{\mathbf{c^2}}{\mathbf{4\pi\sigma}}\nabla^{\mathbf{2}}\delta\mathbf{B}, \tag{2}$$

with $\delta\mathbf{v}$ and $\delta\mathbf{B}$ being the Eulerian perturbations of velocity and magnetic fields. Also $\mathbf{B}$, ρ, σ, η and c are the constant background magnetic filed, the mass density, the electrical conductivity, the viscosity and the speed of light, respectively.

We make some simplifying assumptions the same as the paper of Karami & Asvar [7]. The perturbed quantities $\delta\mathbf{v}$ and $\delta\mathbf{B}$ can be expanded as [3,8]:

$$\begin{aligned}\delta\mathbf{B}(\mathbf{r},\mathbf{z}) &= \sum_{\mathbf{k=1}}^{\infty} \delta\mathbf{B}^{(\mathbf{k})}(\mathbf{r})\psi^{(\mathbf{k})}(\mathbf{z}),\\ \delta\mathbf{v}(\mathbf{r},\mathbf{z}) &= \sum_{\mathbf{k=1}}^{\infty} \delta\mathbf{v}^{(\mathbf{k})}(\mathbf{r})\psi^{(\mathbf{k})}(\mathbf{z}),\end{aligned} \tag{3}$$

where $\psi^{(k)}(z)$s form a complete set of orthonormal eigenfunctions of Alfvén operator L_A, and satisfy the relation $L_A\psi^{(k)} = \eta_k\psi^{(k)}$ [3,8]. One can write the density function as $\rho(r,z) = \rho_0(r)\rho(z)$. We assume $\rho_0(r)$ to be as that of [4], i.e.,

$$\rho_0(r) = \begin{cases} \rho_{\rm in}, & (r < R_1), \\ \left[\frac{\rho_{\rm in}-\rho_{\rm ex}}{R-R_1}\right](R-r) + \rho_{\rm ex}, & (R_1 < r < R), \\ \rho_{\rm ex}, & (r < R), \end{cases} \tag{4}$$

where R is the loop radius and $R - R_1$ indicates the width of the inhomogeneous layer l. For the longitudinal direction z, we choose [9]

$$\rho(z) = \exp\Big[- \mu \cos(\theta) \sin\big(\frac{\pi z}{L}\big)\Big]. \tag{5}$$

Here the stratification parameter μ is defined as $\mu := \frac{L}{\pi H}$, with L and H being the length of the loop and the density scale height respectively. Solving Eqs. (1) and (2)for body waves in the interior region and in the absence of dissipation(i.e., out of the inhomogeneous layer) will lead to the solutions of [4], with all definitions and symbols being held here:

$$\delta B_z^{(\rm in)}(r,z) = \sum_{k=1}^{+\infty} A^{(\rm in,k)} J_{\rm m}(|k_{\rm in,k}|r)\psi^{(\rm in,k)}(z), \tag{6}$$

$$\delta v_r^{(\rm in)}(r,z) = -\frac{i\omega B}{4\pi} \times \sum_{k=1}^{+\infty} \frac{k_{\rm in,k}}{\eta_{\rm in,k}} A^{(\rm in,k)} J'_{\rm m}(|k_{\rm in,k}|r)\psi^{(\rm in,k)}(z), \tag{7}$$

where $k^2_{\rm in,k} = \frac{\eta_{\rm in,k}}{B^2/4\pi}$. For the exterior region the Bessel function $J_{\rm m}$, index "in", and $|k_{\rm in,k}|$ are replaced by the modified Bessel function $K_{\rm m}$, "ex" and $k_{\rm ex,k} = -\frac{\eta_{\rm ex,k}}{B^2/4\pi}$, respectively.

III. CONNECTION FORMULAE AND DISPERSION RELATION

In the inhomogeneous layer of the tube -where the density decreases from its interior to its exterior constant value- the tube oscillation frequency equals the Alfén frequency. Consequently the solutions amplitude become unlimited and one can not obtain any analytical solution there. In the thin boundary approximation the jumps of the solutions across the layer - or the so called “connection formulae”- help to relate the interior and exterior analytical solutions. According to [4], the jumps are as follows

$$[\delta B_z] = 0,$$

$$[\delta v_r] = -\sum_{k}^{+\infty} \frac{B\tilde{\omega} m^2 \left\langle \phi^{(\rm in,k)} \mid \delta B_z^{(\rm in,k)} \right\rangle}{4 r_A^2 \left\langle \phi^{(\rm in,k)} \mid L_{A1} \middle| \phi^{(\rm in,k)} \right\rangle} \phi^{(\rm in,k)}. \tag{8}$$

Here L_{A1} denotes the derivative of L_A in Alfvén radius. Also $\phi^{(\rm in,k)}$'s are the eigenfunctions of L_A with vanishing eigenvalues. They are defined as follows [4]

$$L_{A1} = \frac{\partial L_A}{\partial r}\Big|_{r=r_A} = \tilde{\omega}^2[1+S_{kk}]\frac{\partial \rho_{(0)}(r)}{\partial r}\Big|_{r=r_A\approx R}, \tag{9}$$

and

$$\phi^{(\rm in,k)} = \sqrt{\frac{2}{L}} \sum_{j=1}^{+\infty} \phi_j^{(\rm in,k)} \sin\Big(\frac{j\pi}{L}z\Big), \tag{10}$$

where

$$\phi_j^{(\rm in,k)} = \begin{cases} \frac{k^2 S_{kj}}{\rho_{\rm in}(1+S_{kk})(j^2-k^2)} & j \neq k \\ 1 & j = k \end{cases}, \tag{11}$$

$$S_{kj} = -\sqrt{\frac{2}{L}}\,\mu\cos(\theta) \times \int_0^L \sin\big(\frac{k\pi}{L}z\big)\sin\big(\frac{\pi z}{L}\big)\sin\big(\frac{j\pi}{L}z\big)dz\ . \tag{12}$$

To obtain a dispersion relation and consequently the complex frequencies $\tilde{\omega} = \omega + i\gamma$ of various modes, one should substitute exterior and interior solutions into the jump conditions (8) and set $r = R$, where the resonant occurs. The form of the dispersion relation and all its relevant functions and symbols in this paper are the same as Eqs. (28)-(32) in [4].

IV. NUMERICAL RESULTS

To obtain the frequencies and damping rates we take the stratification parameter $\mu = 0.9$. Also we assume the necessary parameters of the coronal loop and its surrounding medium to be the same as those in [4], i.e., $L = 10^5$ km, $R = 10^3$ km, $B = 100$ G, $\rho_{\rm in} = 2\times10^{-14}$ gr cm^{-3}, $\rho_{\rm ex}/\rho_{\rm in} = 0.1$, $v_{A_{\rm in}} = 2\times10^3$ km s^{-1}, $v_{A_{\rm ex}} = 6.4\times10^3$ km s^{-1}. We normalize frequencies and damping rates with respect to $\omega_{A_{\rm in}} := \frac{v_{A_{\rm in}}}{L} = 0.02$ rad s^{-1}.

In Figs. 1 and 2 we plot the frequency ω, the damping rate $|\gamma|$ and the ratio $\omega/|\gamma|$ for both fundamental and first-overtone modes of kink ($m = 1$) waves, versus the loop plane inclination angle θ. Figures show that: (i) as the loop becomes more inclined, both frequencies ω_1 and ω_2 decrease. For instance, by increasing the angle of inclination from 0 to 75^o the decrease of ω_1 and ω_2 are 45% and 32% respectively. (ii) The damping rates $|\gamma|$also decrease when the inclination angle increases. The percentage of decrease in this case is 46% for $|\gamma_1|$ and 23% for $|\gamma_2|$, when θ increases from 0 to 75^o. (iii) The ratio $\omega/|\gamma|$ - which is proportional to the number of oscillations take place before damping completely - does not affected by the loop plane inclination angle θ. Therefore, we expect two loops with different inclination angles to have the same number of oscillations.

In Fig. 3, the frequency ratio ω_2/ω_1 of the first overtone and its fundamental mode is plotted versus the inclination angle. Figures shows that: (i) for a stratified loop, the frequency ratio ω_2/ω_1 increases with increasing

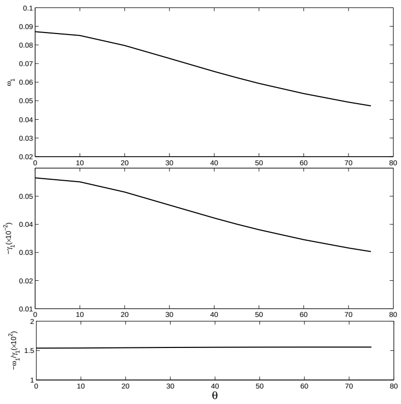


FIG. 1. The oscillation frequency ω_1, the damping rate $|\gamma_1|$ and the ratio $\omega_1/|\gamma_1|$, versus the loop plane inclination angle θ for the fundamental kink modes ($m = 1$) with the stratification parameter $\mu = 0.9$. The loop parameters are $L = 10^5$ km, $R/L = 0.01$, $l/R = 0.02$, $\rho_{\rm ex}/\rho_{\rm in} = 0.1$, $\rho_{\rm in} = 2 \times 10^{-14}$ gr cm^{-3} and $B = 100$ G.

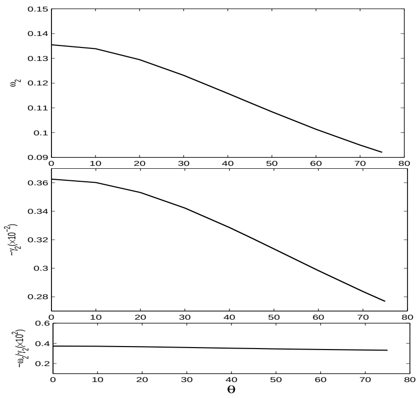


FIG. 2. Same as Fig. 1, but for the first-overtone kink modes ($m = 1$).

the loop plane inclination angle. Therefore, the inclination angle is one of the important aspects that should be taken into account for a comprehensive interpreting of coronal seismology using frequency ratios. When the inclination angle varies from 0 to 75^o then the frequency ratio ω_2/ω_1 increases from 1.55 to 1.94, i.e. it changed approximately 25%.

V. CONCLUSIONS

The main goal of this work was to illustrate that how an inclination with respect to the vertical plane - which is observed in coronal loops - does affect the resonant absorption of kink waves in such oscillating loops. To do so, we modeled a coronal loop as a longitudinally stratified flux tube. Using a connection formulae, we derived the relevant dispersion relation and solved it numerically in thin tube thin boundary approximation. Consequently, we obtained the frequencies and damping rates of the

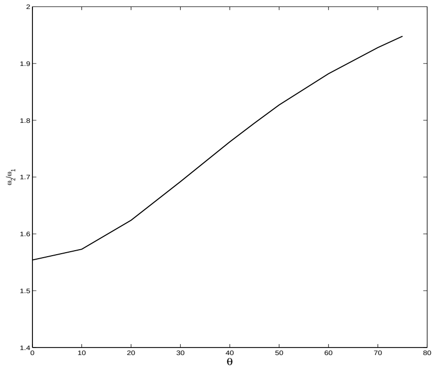


FIG. 3. The frequency ratio ω_2/ω_1 of the first overtone and its fundamental mode versus the inclination angle θ for kink modes ($m = 1$). Auxiliary parameters as in Fig. 1.

fundamental and first-overtone kink modes. Our numerical results show that the frequencies and their relevant damping rates decrease with increasing the loop plane inclination angle. But the ratio of the oscillation frequency to the damping rate which shows the number of oscillations, remains unchanged. Also the frequency ratio ω_2/ω_1 of the first overtone and its fundamental kink mode increases when the inclination angle of the loop plane increases.

---

[1] Nakariakov V.M. *et al.*, 1999, Science, 285, 862
[2] Verwichte E. *et al.*, 2004, Sol. Phys., 223, 77
[3] Karami K., Nasiri S., Amiri S. 2009, MNRAS, 394, 1973
[4] Karami K. *et al.*, 2013, Astrophys Space Sci, 347, 29
[5] Morton R.J., Erdélyi R., 2009, A&A, 502, 315
[6] Ascwanden M.J. *et al.*, 2002, Sol. Phys., 206, 99
[7] Karami K., Asvar A., 2007, MNRAS, 381, 97
[8] Andries J. *et al.*, 2005, A&A, 430, 1109
[9] Verth G., Erdélyi R., Jess D.B., 2008, ApJ, 684, L45

Stable Planetary orbits in binary Star Systems

Behzad Bojnordi Arbab, Amir Kayvan Lashkari, Atefeh Mirzabeigi

Bahonar University of Kerman

Abstract

In this paper, we will describe the motion of three body motion, also with special case of circular restricted three body motion (CRTB). By solving equations of motion for several situations, we obtain the velocities for which, the planet keeps in stable orbits. Lagrangian points are also important suggestions for stable orbits. In this investigation, we found that a vast majority of planets found in binary systems are in binaries with eccentricities near to 0. So we chose to focus on CRTBs. Even Roche limit is considered in the lower limits of the orbits.

Introduction

The 3-body Problem

The three body problem is one of the hardest problems that has been in the minds of physicists from the fathers of physics like newton until now. The solutions to it, leads to orbits for moons and artificial satellites, as well as 3-star systems and binary systems with a planet. Lagrangian points were the first and easiest solutions to this problem. In this paper, we call the three body problem as TBP.

Equations

We have a system with three bodies; 1st: The massive star with the mass of sun, 2nd: The star with half the mass of sun, 3rd: The planet. So we have a three body problem. But the low mass of the planet, suggests that we can solve a general two body problem and obtain the orbits for the binary stars. In this view, first we have to solve the two-star system in general. It must be a close orbit because a binary star has to remain as a binary system in long periods of time. For a binary system, the positions of each star can be written as:

$$\omega^2|m_1m_2|^3 = g(m_1+m_2) = 1$$

The x and y coordinates of the star1 and star2 in this coordinates system are given by:

$$x_1 = -\mu \qquad y_1 = 0 \; and \; x_2 = 1-\mu \qquad y_2 = 0$$

The system of second-order *non-dimensional* differential equations of motion of a point-mass satellite or celestial body in this rotating coordinate system are given by

$$\frac{d^2x}{dt^2} - 2\frac{dy}{dt} = x - (1-\mu)\frac{x-x_1}{r_1^3} - \mu\frac{x-x_2}{r_2^3}$$

$$\frac{d^2y}{dt^2} - 2\frac{dx}{dt} = y - (1-\mu)\frac{y}{r_1^3} - \mu\frac{y}{r_2^3} \qquad \frac{d^2z}{dt^2} = -(1-\mu)\frac{z}{r_1^3} - \mu\frac{z}{r_2^3}$$

$$x, y, z: components\ of\ position$$

$$x_1 = -\mu \quad x_2 = 1-\mu$$

$$\mu = star1 - star2 \text{ mass ratio } = m_1/m_2 \approx 1/81.27$$

The *Jacobi integral* for the three-body problem is given by

$$V^2 = x^2 + y^2 + -C$$

Our MATLAB script graphically displays motion of a spacecraft or small celestial body in the circular-restricted three-body problem.

$$y_1 = x \quad y_2 = \dot{x} \quad y_3 = y \quad y_4 = \dot{y}$$

$$\dot{y}_1 = \frac{dy_1}{dt} = y_2 = \dot{x} \qquad \dot{y}_2 = \frac{dy_2}{dt} = 2y_4 + y_1 - (1-\mu)\frac{y_1+\mu}{r_1^3} - \mu\frac{y_1-1+\mu}{r_2^3} \qquad \dot{y}_3 = \frac{dy_3}{dt} = y_4 = \dot{y}$$

$$\dot{y}_4 = \frac{dy_4}{dt} = -2y_2 + y_3 - (1-\mu)\frac{y_3}{r_1^3} - \mu\frac{y_3}{r_2^3}$$

Where

$$r_1 = \sqrt{(y_1+\mu)^2 + y_3^2} \qquad r_2 = \sqrt{(y_1-1+\mu)^2 + y_3^2}$$

This problem is for ease of use, formulated in canonical units. The length unit is taken to be the constant distance between the stars, and the unit of time is chosen such that the Stars have an angular velocity about the barycenter equal to 1

Open Orbit

When the planet is in an open orbit which the planet escapes the system immediately, the planet seems to escape in a very interesting way. It seems in figure 1 That the planet is moving from the system in a direction which no force is present.

This issue can be answered: our coordinate system is rotating. So it is not an inertial system.

In reality, in these cases, the planet moves away from the binary system in a spiral or parabolic contour. But in this non-inertial system, the movement seems awkward.

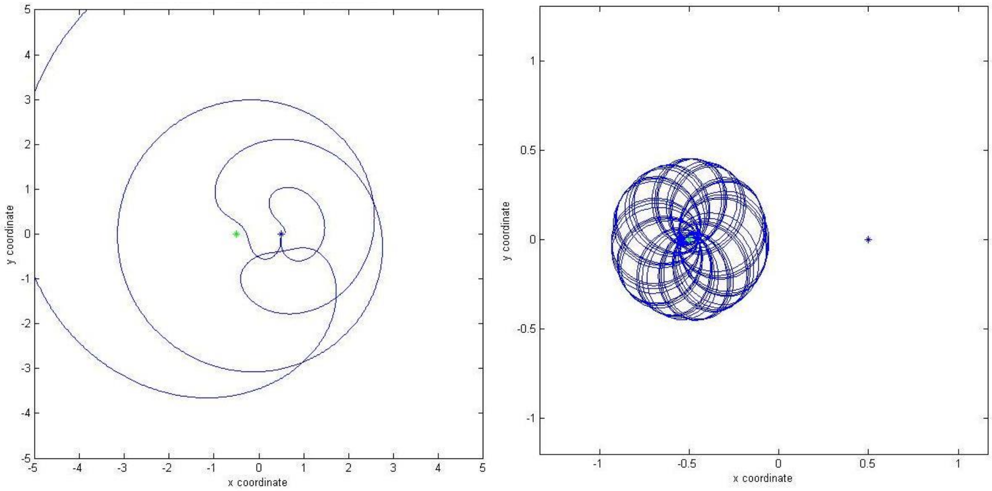


Figure 1. left: an open orbit, Right: an example of a S-type planet

S-type and P-type planets

We have two major families of planets orbiting the binary stars. There is the S-type planets, which are orbiting almost around one star. In this case, the planet's orbit is a circle or an ellipse which is like the orbits around one star. This is a result from the very small distance of the planet from one star, and the great distance from the other. The S-type planets are in orbits nearer to the star with the maximum distance of Rmax. This sort of orbit is shown as figure 2.

And there is the P-type planets, which orbit around the binary system from a distance, large compared to the semi axes of the binary. In this case, the planet is moving around the whole system and never crosses the line between the stars. These P-type planets are supposed to orbit the system in contours that are larger than a distance, name it Rmin. (1)

Roche limit

There is another physical limit for the planet to be stable. And it is the Roche limit. When a satellite or planet gets too near to its mother planet or star, the difference between the gravitational forces of the nearest point to the farthest point of the planet from the star, leads to a tidal force which expands the planet in its direction. If the planet reaches a point which the gravitational force from the planet itself is not able to pull together the mass of planet, it gets apart and is not a planet anymore. This Roche limit is the distance "d(R)" in which:

$$d_R = 1.26 Rm\left(\frac{\rho_s}{\rho_m}\right)$$

Stable Planetary Orbits

langrangian points

lagrangian points for the system of S1 and S2 are obtained this way:

The nonlinear equation for the L_1, L_2, L_3 libration point is

$$x - \frac{(1-\mu)}{(x+\mu)^2} + \frac{\mu}{(x-1+\mu)^2} = 0 \quad x - \frac{(1-\mu)}{(x+\mu)^2} - \frac{\mu}{(x-1+\mu)^2} = 0$$

$$x + \frac{(1-\mu)}{(x+\mu)^2} + \frac{\mu}{(x-1+\mu)^2} = 0$$

The lower and upper bounds used during the root-finding search for all three equations are

$$x = -2 \ and \ x = 2 \ \text{ Respectively}$$

The L_4 liberation point is located at $x = 1/2 - \mu\,, y = \sqrt{3}/2$ and the liberation point is at

$$x = 1/2 - \mu\,, y = -\sqrt{3}/2$$

two liberation points $r_1 = r_2 = 1$

```
                 < equilibrium coordinates and energy >


mass ratio = 5.0000000000e-001

location       x-coordinate         y-coordinate            energy

   L1            0.000000             0.000000         -2.0000000000e+000

   L2            1.198406             0.000000         -1.7283981120e+000

   L3           -1.198406             0.000000         -1.7283981120e+000

   L4            0.000000             0.866025         -1.3750000000e+000

   L5            0.000000            -0.866025         -1.3750000000e+000
```

Velocity Distributions for stable orbits

In order to obtain stable orbits, we started by experimenting with different velocities and starting points in order to distinguish the conditions for stable or non-stable orbits.

The contours for each condition has been captured and we set some conditions in order to know if a planet is in a stable orbit:

<u>If the given planet remains in orbit within 100 periods of binary stars, in which remaining in orbit means the planet does not reach the -5 to 5 (times the distance of the two stars) boundary.</u>

We started series of simulations in order to find the high limit for velocity of the planet. When we reached the velocity in which from thereafter, the orbit became unstable, the velocity was named the critical velocity of that point. The critical velocities of several points were obtained and the results are as follows:

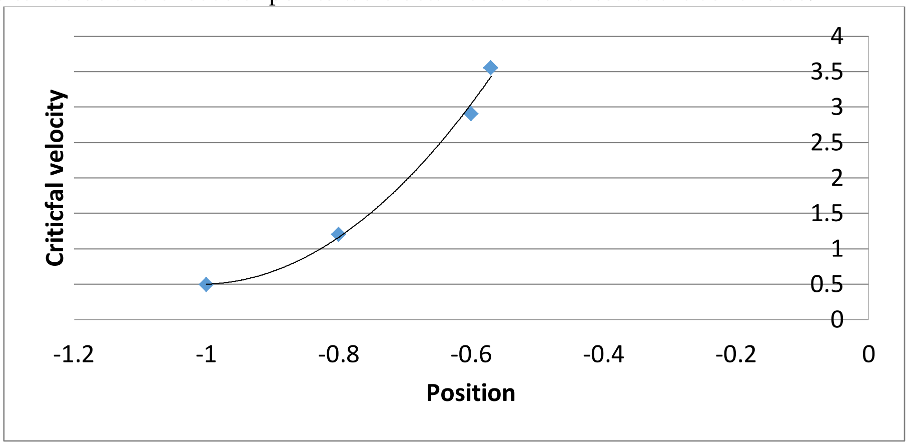


chart1 1

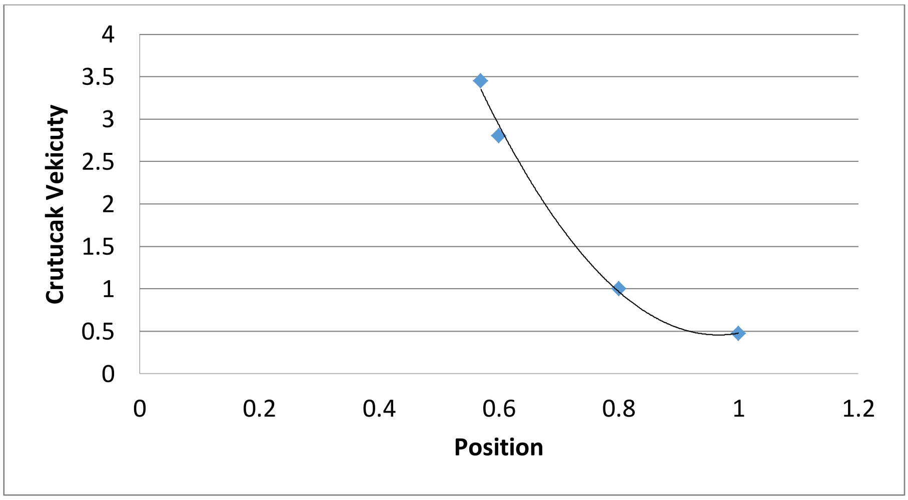
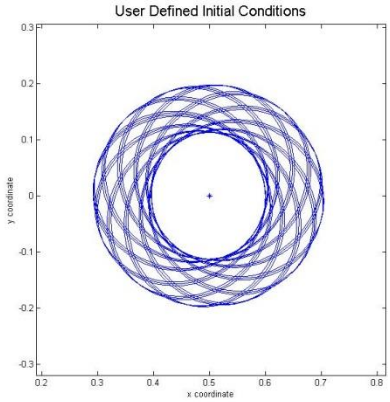
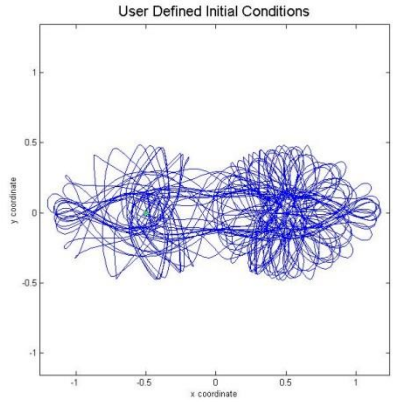
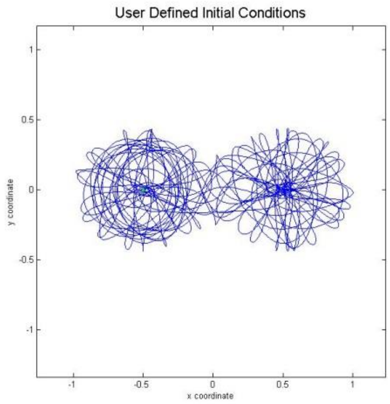
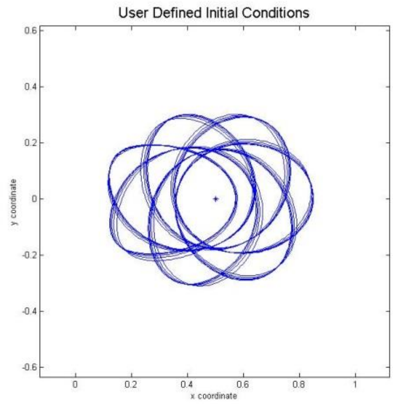


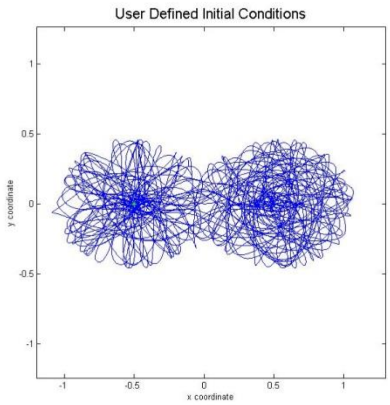
chart1 2

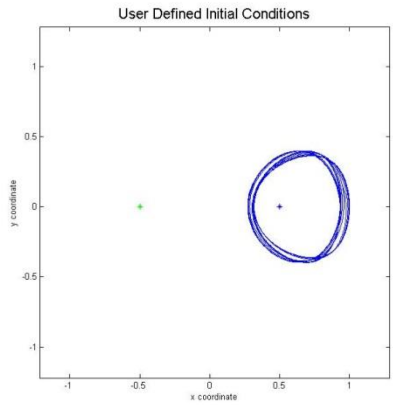












References:

1.Haghighipour et al. Planets in Binary Star Systems. Planetary Dynamics and Habitable Planet Formation in Binary Star Systems

2. Chapter 8 of *An Introduction to Celestial Mechanics* by Forest Ray Moulton, Dover Publications, 1970.

3. The Circular-Restricted Three-Body Problem, Orbital Mechanics with MATLAB

4. Periodic Orbits in the Restricted Three-Body Problem with Earth-Moon Masses", by R. A. Broucke, JPL TR 32-1168, 1968.

تحلیل فرکانسی و استخراج پارامترهای فیزیکی ستاره دلتا قیفاووسی با نرم افزار period 04

بهنود، نادر[۱] افشاری، داود[۲] حقی، حسین[1]

[۱] دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان

[۲] دانشگاه تبریز

چکیده

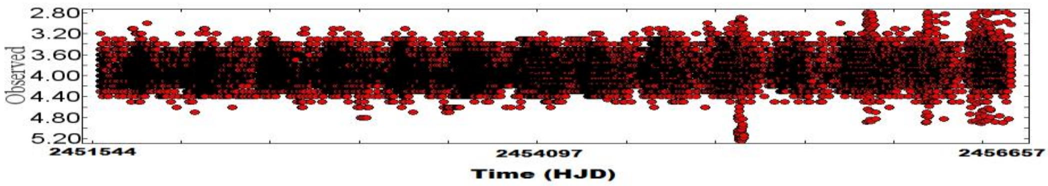
ستاره ی دلتا قیفاووسی متغیر تپنده ای از نوع غول است افزایش درخشندگی این متغیرها، سریعتر از کاهش درخشندگی شان رخ می دهد. در این مقاله داده های مرئی سال ۲۰۰۰ تا ۲۰۱٤ از سایت aavso[1] گرفته شده است. مشخصات ستاره (قدر مطلق، فاصله، درخشندگی،دمای موثر، شعاع، جرم)با محاسبه ی دوره نوسانی با کمک نرم افزار period 04 محاسبه شده است . و در انتها با آنالیز فرکانسی فرکانس های اصلی محاسبه شده است و نتایج با یافته های قبلی که با روش های متفاوتی محاسبه شده است مقایسه شده است.

نرم افزار Periop 04

این نرم افزار ویرایش جدیدی از نرم‌افزار Period98 است که در سال ۱۹۹۸ اسپرل آن را طراحی کرده است. وظیفه اصلی این نرم افزار تحلیل سری‌های زمانی بلند مدت نجومی با وقفه در داده‌گیری است. ابزارهای این نرم افزار همگی در راستای بدست آوردن فرکانس‌های مختلف یک نوسانگر با نوسان همزمان در چند حالت نوسانی است. این نرم افزار توسط لنز و برگر نوشته شده است. لازم به ذکر است که این نرم افزار کاملاً رایگان و برای کاربرد تمام علاقه‌مندان روی اینترنت قرار داده شده است. به طور مختصر روش کار این نرم افزار وارد کردن داده‌ها به صورت دو ردیف زمان و قدر مشاهده شده می‌باشد، آنگاه با تعیین پارامترهای انتگرال‌گیری فوریه برنامه تبدیل فوریه را انجام می‌دهد و همزمان با ارائه نمودار فوریه داده‌های داده شده، بیشترین (از لحاظ دامنه) فرکانس را به کاربر ارائه می‌دهد. الگوریتم‌های مورد استفاده این نرم افزار الگوریتم‌های فوریه و کمترین مجذور چندگانه است.[1]

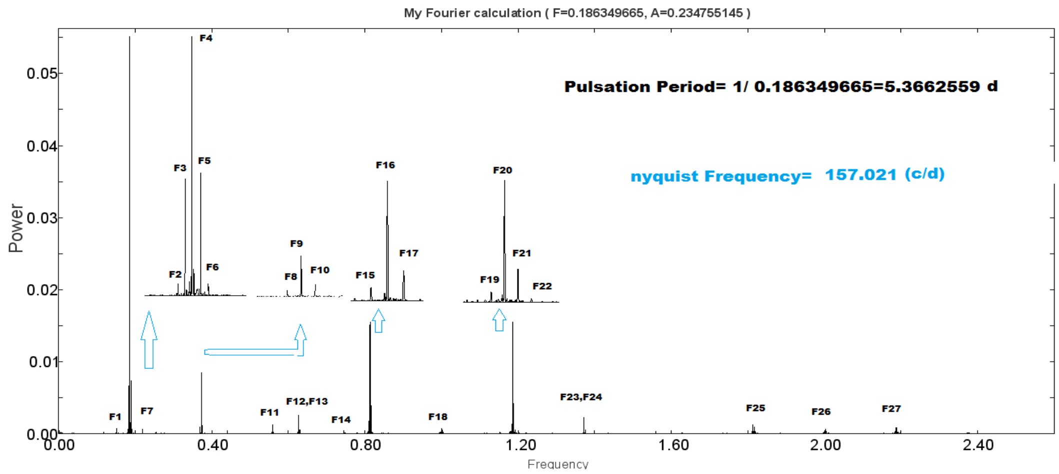
نتایج

داده‌های ۲۰۰۰ تا ۲۰۱٤ از پایگاه داده‌ی AAVSO برای ستاره‌ی دلتا قیفاووسی گرفته شده است (منحنی نوری شکل ۱). و مشخصات ستاره از روی این داده‌ها بدست آمده است . با انجام تبدیل فوریه گسسته با نرم افزار Period04می‌توانیم نمودار توان بر حسب فرکانس و دامنه بر حسب فرکانس را رسم کنیم و می‌توانیم فرکانس ماکزیمم را بدست آورده (شکل ۲) و از روی آن دوره تناوب ستاره و سپس اطلاعات ارزشمندی از ستاره بدست بیاوریم.



[1] The American Association of Variable Star Observers

شکل ۱: منحنی نوری ستاره از ۲۰۰۰ تا ۲۰۱٤



شکل ۲: نمودار فرکانس – توان برای سال های ۲۰۰۰ تا ۲۰۱٤ با SNR>4

مشخصات ستاره ی دلتا قیفاووسی

با انجام تبدیل فوریه گسسته با نرم افزار period 04 می‌توانیم نمودار فرکانس–توان و فرکانس– دامنه را رسم کنیم و می‌توانیم فرکانس ماکزیمم را بدست آورده و از روی آن دوره تناوب ستاره را محاسبه کنیم. رابطه درخشندگی–دوره تناوب و قدر مطلق– دوره تناوب به شکل زیر است[2]:

$$\log\frac{<L>}{L_{\odot}} = 1.15\log P_d + 2.47 \quad (1)$$

$$M_{<v>} = -2.81\log P_d - 1.43 \quad (2)$$

برای بدست آوردن دما ابتدا از رابطه‌ی موجود در مقاله‌ی روبرت کرافت استفاده می کنیم تا شاخص رنگ را بدست آوریم. این رابطه از طریق برازش نمودار تغییرات شاخص رنگ بر حسب دوره تناوب تعداد ۳۲ ستاره استاندارد بدست آمده و تابعی به صورت زیر می‌باشد[3]:

$$< B - v >_0 = 0.412 \log P_d + 0.299 \quad (3)$$

سپس به کمک نتیجه بالا و همچنین رابطه شاخص رنگ– دما که با استفاده از ستارگان استاندارد جدول۱ بدست آمده می توانیم دما را محاسبه نماییم.

جدول ۱: ستارگان استاندارد برای بدست آوردن رابطه شاخص رنگ[4]

star	Type Spectral	$(B-V)_0\ mag$	K Temp
vAql	F_2Ib	۰.۳۵	۶۵۰۰
αPer	F_5Ib	۰.۴۴	۶۲۷۰

45Dra	F_7Ib	۰.۶۰	۵۸۵۰
βAqr	G_0Ib	۰.۸۱	۵۵۶۰
αAqr	G_2Ib	۰.۹۱	۵۳۳۰
9Peg	G_5Ib	۱.۰۵	۵۱۱۰
εgem	G_8Ib	۱.۲۱	۴۷۳۰

تابع به دست آمده که رابطه شاخص رنگ–دما را بیان می کند به صورت رابطه زیر است:

$$logT_{eff} = 3.865 - 0.156 < B - V >_0 \qquad (4)$$

برای بدست آوردن فاصله از رابطه (5) استفاده می‌کنیم. همچنین فریک و همکارانش رابطه‌ای برای دوره تناوب، شعاع و جرم به شکل زیر بدست آورده‌اند[5]:

$$M_V - m_v = -5logd + 5 \qquad (5)$$

$$p = 0.025\left(\frac{M}{M_s}\right)^{-0.67}\left(\frac{R}{R_s}\right)^{1.70} \qquad (6)$$

$$\frac{<L>}{L_\odot} = \left(\frac{<T_{eff}>}{T_{eff\odot}}\right)^4\left(\frac{<R>}{R_\odot}\right)^2 \qquad (7)$$

نتایجی که ما برای ستاره بدست آوردیم و نتایج مقالات دیگر[6] را در جدول۲ می‌توانید مشاهده کنید.

جدول ۲: نتایج ما و مقایسه ی آن با نتایج مقالات دیگر

ID	نتایج ما	نتایج در مقالات دیگر[6]
M_v	۳.۴۸۰-±۰.۰۱۲۲	۳.۴۷-±۰.۱۰
m_v	۳.۸۲	-
d	۲۸۸.۴±۰.۰۰۳۲PC	۲۷۳±۰.۰۱۱PC
L	۲۰۳۷±۲۲.۲$L_\odot$	≈۲۰۰۰
$(B-V)_0 mag$	۰.۵۹۹±۰.۰۰۳	-
$Mean\ T_{eff}$	۵۸۸۸.۴±۴.۱	۵۹۱۰
R	۴۳.۴±۰.۲۹$R_\odot$	۴۴.۵$R_\odot$
M	۴.۷۲±$M_\odot$	۴.۵±۰.۳$M_\odot$
$Pulsation\ period(days)$	۵.۳۶۶۲۵۵	۵.۳۶۶۳۴۱

آنالیز فرکانسی ستاره دلتا قیفاووسی

در این قسمت به کمک نرم افزار period04 فرکانس‌های اصلی ستاره مورد نظر بدست آمده است. در این قسمت فرکانس‌هایی که دارای SNR>4 می‌باشند به عنوان فرکانس‌های اصلی مشخص شده‌اند. که در جدول ۳ می توانید مشاهده کنید.

نتیجه‌گیری

در این مقاله با نرم افزار period04 آشنا شده و سپس با تبدیل فوریه دوره تناوب ستاره مورد نظر را پیدا کرده و سرانجام پارامترهای فیزیکی ستاره را بدست آورده و در نهایت فرکانس‌های اصلی ستاره دلتا قیفاووسی را پیدا کردیم. که از این اطلاعات ارزشمند می‌توانیم در شبیه سازی ستاره مورد نظر با کدهایی مانند MESA استفاده کنیم و

فرکانس‌های آن را با شبیه سازی بدست آورده و با نتایج تجربی که بدست آورده‌ایم مقایسه کنیم و صحت شبیه‌سازی را محک بزنیم.

منابع

1-Lenz P. & Breger M. (2005), Period04 user guide, Comm. In Asteroseismology, Vol 146.
2-Cox J. P., Whitney C., 1958, "Stellar pulsation. IV. A semitheoretical periodluminosity
3-Robert.P.Kraft color excesses for supergaint and classical cephieds and period color relation for classical cephieds 1960ApJ...132..404K.
4-Nancy Remage Cvans Temperature of δ cep and Nanvariation Supergiants Astrophysical Journal,1996.
5-W.Gieren Radius,Liminosity and pulsation mode of the cephei star AH Vel, 1980A&AS...39..153G.
6-Matthews, L. D., et al. "New Evidence for Mass Loss from δ Cephei from H I 21 cm Line Observations." The Astrophysical Journal 744.1 (2012): 53.

ID	frequency	amplitude	SNR	power	noise
f_1	۰.۱۵۲	۰.۰۲۷	۷.۰۸	۰.۰۰۰۷۵	۰.۰۰۳۸۸
f_2	۰.۱۸۰	۰.۰۲۶	۶.۸۶	۰.۰۰۰۶۸	۰.۰۰۳۸۷
f_3	۰.۱۸۳	۰.۰۸۱	۲۱.۱	۰.۰۰۶۶	۰.۰۰۳۸۷
f_4	۰.۱۸۶	۰.۲۳	۶۰.۴۹	۰.۰۵۵	۰.۰۰۳۸۸
f_5	۰.۱۸۹	۰.۰۸۶	۲۲.۱۸	۰.۰۰۷۴	۰.۰۰۳۸۸
f_6	۰.۱۹۱	۰.۰۲۶	۶.۷۶	۰.۰۰۰۶۸	۰.۰۰۳۸۸
f_7	۰.۲۲۰	۰.۰۲۵	۶.۶۵	۰.۰۰۰۶۷	۰.۰۰۳۸۸
f_8	۰.۳۶۹	۰.۰۳۱	۸.۰۳	۰.۰۰۰۹۵	۰.۰۰۳۸۷
f_9	۰.۳۷۲	۰.۰۹۲	۲۳.۷۹	۰.۰۰۸۵	۰.۰۰۳۸۸
f_{10}	۰.۳۷۵	۰.۰۳۵	۸.۹۸	۰.۰۰۱۱	۰.۰۰۳۸۸
f_{11}	۰.۵۵۹	۰.۰۳۵	۹.۲۱	۰.۰۰۱۲	۰.۰۰۳۸۵
f_{12}	۰.۶۲۷	۰.۰۵۰	۱۳.۱۵	۰.۰۰۲۶	۰.۰۰۳۸۴
f_{13}	۰.۶۳۰	۰.۰۲۴	۶.۳۱	۰.۰۰۰۶۲	۰.۰۰۳۸۳
f_{14}	۰.۷۴۵	۰.۰۲۰	۵.۴۲	۰.۰۰۰۴	۰.۰۰۳۸۱
f_{15}	۰.۸۱۰	۰.۰۴۱	۱۱.۰۳	۰.۰۰۱۷	۰.۰۰۳۸۰
f_{16}	۰.۸۱۳	۰۱۲	۳۲.۹۹	۰.۰۱۵۵	۰.۰۰۳۷۷
f_{17}	۰.۸۱۶	۰.۰۶۲	۱۶.۷۳	۰.۰۰۳۹	۰.۰۰۳۷۵
f_{18}	۰.۹۹۹	۰.۰۲۸	۷.۵۷	۰.۰۰۰۷	۰.۰۰۳۷۳
f_{19}	۱.۱۸۳	۰.۰۳۶	۹.۹۵	۰.۰۰۱۳	۰.۰۰۳۶۹
f_{20}	۱.۱۸۶	۰.۱۲۴	۳۴.۰۱	۰.۰۱۵۴	۰.۰۰۳۶۶
f_{21}	۱.۱۸۹	۰.۰۶۴	۱۷.۸۳	۰.۰۰۴۲	۰.۰۰۳۶۴
f_{22}	۱.۱۹۱	۰.۰۲۲	۶.۲۱	۰.۰۰۰۵	۰.۰۰۳۶۴
f_{23}	۱.۳۷۲	۰.۰۴۷	۱۳.۱۰	۰.۰۰۲۲	۰.۰۰۳۶۱
f_{24}	۱.۳۷۵	۰.۰۲۲	۶.۲۷	۰.۰۰۰۵	۰.۰۰۳۶۰
f_{25}	۱.۸۱۳	۰.۰۳۴	۹.۹۵	۰.۰۰۱۲	۰.۰۰۳۵۱
f_{26}	۲.۰۰۲	۰.۰۲۵	۷.۳۳	۰.۰۰۰۶	۰.۰۰۳۴۸
f_{27}	۲.۱۸۶	۰.۰۲۹	۸.۵۷	۰.۰۰۰۸	۰.۰۰۳۴۴

جدول ۳: فرکانس های نوسانی برای باند مرئی به همراه *SNR برای داده های ۲۰۰۰ تا ۲۰۱٤*

تحول خوشه‌های ستاره‌ای در پتانسیل کهکشانی وابسته به زمان

سعید تقوی[۱،۲]، حسین حقی[۱]، اکرم حسنی زنوزی[۱]

[۱] *گروه فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی زنجان، زنجان*

[۲] *دانشکده ریاضی، دانشگاه علم و فناوری مازندران، بهشهر*

چکیده

برای بررسی تاریخچه مداری اجرام هاله کهکشان همانند خوشه‌های کروی معمولا پتانسیلِ کهکشان، ایستا و با پارامترهایی که در زمان حال اندازه‌گیری شده‌اند در نظر گرفته می‌شود. بر اساس نظریه‌های متداول تشکیل کهکشان، کهکشان‌ها با برافزایش مداوم گاز و ادغامِ سلسله مراتبی با کهکشان های کوچکتر، از انتقال به سرخ زیاد تا زمان حال، رشد می‌کنند؛ یعنی جرم و اندازه‌ی دیسک، برآمدگی ستاره‌ای مرکزی و هاله ماده تاریک با زمان تغییر می‌کند. ما تأثیر در نظر گرفتن پتانسیل کهکشانی متغیر با زمان روی تاریخچه مداری اجرام هاله کهکشان و نتیجه‌اش روی تحول داخلی آن‌ها را بررسی کردیم. با انتگرال‌گیری عددیِ معادله حرکت اجرام، مسیر حرکت آن‌ها را هم در پتانسیل مستقل از زمان و هم در پتانسیل وابسته به زمان بدست آوردیم؛ و نشان دادیم محل زایش این اجرام، در 13Gyr قبل با در نظر گرفتن پتانسیل وابسته به زمان نسبت به حالت مستقل از زمان جایی بسیار دورتر از مرکز کهکشان خواهد بود. همچنین بر اساس محاسبات N–ذره‌ای مستقیم برای خوشه‌های ستاره‌ای که با کد N–ذره‌ای برخوردیِ NBODY6 انجام گرفت، به بحث در مورد تأثیرات پتانسیل کهکشانی متغیر با زمان بر تحول خوشه‌های ستاره‌ای پرداختیم. برای این کار، به سادگی، دو حالت حدی را در نظر گرفتیم؛ نخست حالتی که یک خوشه کروی در کهکشانی با مشخصات امروزی خود قرار دارد؛ و دوم حالتی که همان خوشه در همان کهکشان اما با مشخصات 12Gyr قبل قرار دارد. به این ترتیب ما نشان دادیم که ثابت انگاشتن پتانسیل کهکشان‌مان طی زمان هابل، فرضی که اغلب مورد استفاده قرار می‌گیرد، منجر به افزایش در هدر رفت جرم، تخمین بیش‌تر از اندازه برای نرخ تجزیه خوشه‌های کروی، تخمین کم‌تر از اندازه برای اندازه نهایی خوشه‌های کروی و نهایتا افزایش شیب تابع جرم می‌گردد.

Dynamical Evolution of Star Clusters in a Time-dependent Galactic Potential

S. Taghavi[1,2], H. Haghi[1], A. Hasani Zonoozi[1]

[1] *Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basics Sciences, Zanjan*

[2] *Department of Mathematics, Mazandaran University of Science and Technology, Behshahr*

Abstract

In order to understand the orbital history of Galactic halo objects, such as globular clusters, authors usually assume a static potential for our Galaxy with parameters that appear at the present-day. According to the standard paradigm of galaxy formation, galaxies grow through a continuous accretion of fresh gas and hierarchical merging with smaller galaxies from high redshift to the present-day. This implies that the mass and size of the disk, bulge, and halo changes with time. We investigate the effect of assuming a live Galactic potential on the orbital history of halo objects and its consequences on their internal evolution. We numerically integrate backward the equation of motion of objects in both live and static potential; we show that in a live potential, the birth of the objects, 13 Gyr ago, would have occurred at significantly larger Galectocentric distances, compared to the objects orbiting in a static potential. Based on the direct N-body calculation of star clusters carried out with collisional N-body code, NBODY6, we also discuss the consequences of the time-dependecy of a Galactic potential on the evolution of star clusters in a simple way, by comparing the evolution of two star clusters embedded in galactic models, which represent the galaxy at present and 12 Gyr ago, respectively. We show that assuming a static potential over a Hubble time for our Galaxy, as it is often done, leads to an enhancement of mass-loss, an overestimation of the dissolution rates of globular clusters, an underestimation of the final size of star clusters, and a shallower stellar mass function.

مقدمه

حدود ۱٦۰ خوشه کروی و ده‌ها کهکشان ماهواره در کهکشان ما شناخته شده‌اند، که در گستره وسیعی تا ۲۰۰ کیلو پارسک از مرکز کهکشان توزیع شده‌اند و به دور کهکشان در حال چرخش هستند[۱،۲]. مطالعات انجام گرفته جمعیت‌های ستاره‌ای آشکار کرده‌اند که برخی از خوشه‌های ستاره‌ای سنی برابر 13Gyr دارند[۳،٤] و از این رو آن‌ها نشان‌دهنده اطلاعات دیرینی از اولین دوره تشکیل کهکشان‌ها هستند. به این ترتیب، آنها شاخص‌های بالقوه قدرتمندی از شرایط فیزیکی در جهانِ با انتقال به سرخ زیاد هستند[۵].

همه خوشه‌های ستاره‌ای با گذشت زمان جرم از دست می‌دهند و این هدر رفت جرم به فرآیندهای داخلی و خارجی مثل هدر رفت جرم ناشی از تحول ستاره‌ای و میدان کشندی خارجی کهکشان میزبان بستگی دارد[٦،۷،۸،۹]. به علاوه، تحول خوشه‌های ستاره‌ای به شدت به شرایط اولیه(مشخصات جرم خوشه ستاره‌ای، تابع جرم اولیه ستاره‌ها و کسر دوتایی‌های اولیه) و پارامترهای مداری خوشه‌ها بستگی دارد[۱۳،۱۲،۱۱،۱۰]. محاسبه حرکت مداری به سمت گذشته برای مدل سازی تشکیل جریان‌های گازی و ستاره‌ای که از خوشه‌های کروی یا کهکشان‌های ماهواره‌ای در حال ادغام پدید می‌آیند لازم است. بنابراین، بررسی دقیق تاریخچه مدار که نیازمند فهم بیتر تحول پتانسیل کهکشانی از ابتدای پیدایش می‌باشد، موضوع اساسی بررسی فرسایش کشندی خوشه‌های کروی با از دست دادن جرم می‌باشد.

به دلیل تنوع فرآیندهای دخیل در تحول خوشه‌های ستاره‌ای از برخوردهای قوی دو جسمی تا برهمکنش در مقیاس کهکشانی، گستره مقیاس-های زمانی و مقیاس‌های اندازه‌ای در بررسی خوشه‌های ستاره‌ای بسیار وسیع می‌باشد، که شبیه‌سازی N-ذره‌ای خوشه‌های ستاره‌ای در پتانسیل کهکشانی وابسته به زمان را بسیار چالش برانگیز کرده‌اند. با این حال تلاش‌هایی برای غلبه بر این سختی‌ها انجام شد. یکی از مطالعات پیشگام در این زمینه توسط رناود، گیلز و بویلی انجام شد[۱٤] که تحول خوشه های ستاره‌ای را در پتانسیلی متغیر با زمان بررسی کردند. آن‌ها یک روش جدید برای استخراج اطلاعات کشندی از شبیه‌سازی کیهان‌شناسی یا کهکشانی به عنوان جداول تانسوری در امتداد مدار چرخش پیشنهاد کردند. رناود و گیلز در کار اخیر خود[۱۵] این روش را توسعه دادند که در آن هر پتانسیل خارجی وابسته به زمان و مکان را می توان در نظر گرفت. کار-های مشابهی توسط رایدر و همکارانش انجام شد[۱٦] که تاریخچه کشندی خوشه‌ها را در بستر کیهان‌شناسی دنبال کردند.

بررسی اثر تغییرات پتانسیل کهکشان با زمان روی تاریخچه مداری اجرام هاله کهکشان و نتیجه‌اش روی تحول آن‌ها انگیزه اصلی کار پیش‌رو است. ما می‌خواهیم تغییرات جرم، شعاع مشخصه، و شیب تابع جرمِ یک خوشه ستاره‌ای، وقتی درون یک پتانسیل کهکشانی متغیر با زمان متحول می‌شود، را تخمین بزنیم.

در بخش دوم به توضیح خواص پتانسیل متغیر با زمان می‌پردازیم که در این مقاله مورد استفاده قرار گرفته است. در بخش سوم به بررسی حرکت مداری هم در پتانسیل مستقل از زمان و هم در پتانسیل وابسته به زمان می‌پردازیم. بخش چهارم شامل ارائه نتایجِ محاسبات N-ذره‌ای برای تحول خوشه‌های ستاره‌ای درون کهکشان‌هایی با پارامترهای پتانسیل متفاوت می‌شود.

پتانسیل کهکشانی

پتانسیل کهکشانی ایستا

ابتدا پتانسیل ایستای کهکشان را شامل سه مؤلفه در نظر گرفتیم($\Phi_{tot} = \Phi_d + \Phi_b + \Phi_h$)؛ پتانسیلِ دیسک را پتانسیل میاموتو-ناگای[۱۷]، برای پتانسیل برآمدگی ستاره‌ای مرکزی از مدل هرنکوییست[۱۸] و برای هاله ماده تاریک از پتانسیل ناوارو-فرنک-وایت(NFW)[۱۹] استفاده کردیم

$$\Phi_d(x,y,z) = -\frac{GM_d}{\sqrt{x^2+y^2+(a+\sqrt{z^2+b^2})^2}}, \quad \Phi_b(x,y,z) = -\frac{GM_b}{r+r_c}, \quad \Phi_h(x,y,z) = -\frac{GM_{vir}}{r[\log(1+c)-\frac{c}{1+c}]}\log(1+\frac{cr}{r_{vir}}); \quad (1)$$

که $r=\sqrt{x^2+y^2+z^2}$ فاصله از مرکز کهکشان در زمان‌های مختلف است؛ M_b، M_d و M_{vir} به ترتیب جرم مشخصه‌های برآمدگی توده ستاره‌ای مرکزی، دیسک و هاله ماده تاریک هستند. r_c ، r_{vir} و a به ترتیب شعاع مشخصه برآمدگی توده ستاره‌ای مرکزی، هاله ماده تاریک و دیسک کهکشان هستند و b ارتفاع مشخصه دیسک کهکشان می‌باشد. مقادیر پارامترهای مشخصه کهکشان در انتقال به سرخ $z=0$ (کیهان حال حاضر) درجدول ۱ داده شده‌اند[۲۰].

جدول ۱: پارامترهای مشخصه کهکشان راه شیری در زمان حال. جرم‌ها بر حسب جرم خورشید($M_\odot$) و فاصله‌ها بر حسب کیلوپارسک(kpc) می‌باشند.

هاله ماده تاریک	برآمدگی ستاره‌ای مرکزی	دیسک
$M_{vir}=9\times10^{11}$ $r_{vir}=250$ $c=13.1$	$M_b=2.5\times10^{10}$ $r_c=0.5$	$M_d=7.5\times10^{10}$ $a=5.4;\ b=0.3$

پتانسیل کهکشانی وابسته به زمان

برای ساختن پتانسیل کهکشان متغیر با زمان، فرض کردیم که پارامترهای مشخصه کهکشان با زمان تغییر می‌کنند. تحول جرم و تمرکز ویریالی هاله ماده تاریک بر حسب انتقال به سرخ به صورت زیر داده می‌شوند[۲۱،۲۲].

$$M_{vir}(z) = M_{vir}(0)\exp(-2a_c z), \quad a_c = 0.34, \quad c(z) = \frac{c(0)}{1+z} \qquad (2)$$

برای جرم و طول‌مشخصه‌های دیسک و برآمدگی توده ستاره‌ای مرکزی از راه‌کار ارائه شده توسط بولاک و جانستون[۲۳] استفاده کردیم؛

$$M_{b,d}(z) = M_{b,d}(0)\frac{M_{vir}(z)}{M_{vir}(0)}, \qquad \{a,b,r_c\}(z) = \{a,b,r_c\}(0)\frac{r_{vir}(z)}{r_{vir}(0)} \qquad (3)$$

که r_{vir} شعاع ویریالی هاله ماده تاریک می‌باشد و تحول آن را به صورت زیر بیان می‌کنند.

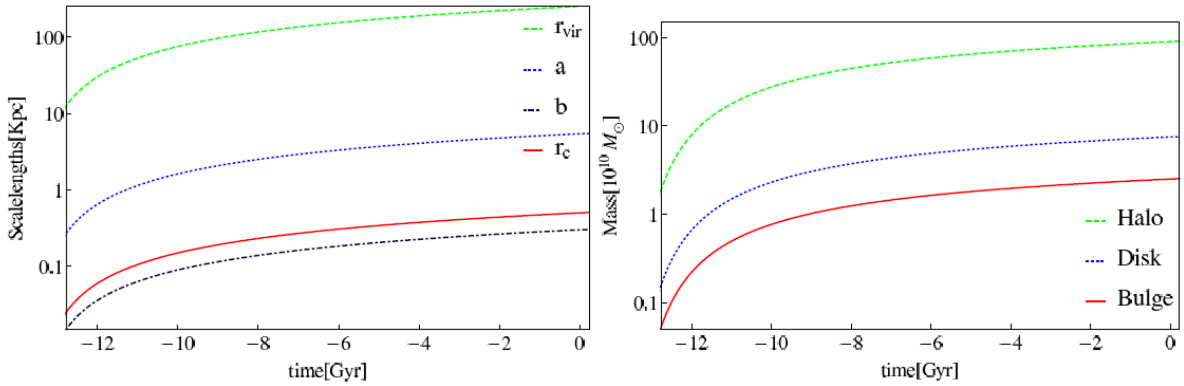
$$\Delta_{vir}(z) = 18\pi^2 + 82[\Omega(z)-1] - 39[\Omega(z)-1]^2$$
$$\Omega(z) = \frac{\Omega_m(1+z)^3}{\Omega_m(1+z)^3+\Omega_\Lambda} \qquad \rightarrow \quad r_{vir}(z) = \left(\frac{3M_{vir}(z)}{4\pi\Delta_{vir}(z)\rho_c(z)}\right)^{\frac{1}{3}} \qquad (4)$$
$$\rho_c(z) = \frac{3H^2(z)}{8\pi G}$$

که $H(z)=H_0\sqrt{\Omega_\Lambda+\Omega_m(1+z)^3}$؛ و همچنین در همه بخش‌ها کیهانی تخت با پارامترهای $\Omega_m=0.3$، $\Omega_\Lambda=0.7$ و ثابت هابل $H(z=0)=H_0=70\mathrm{km\ s^{-1}Mpc^{-1}}$ در نظر گرفته ایم.

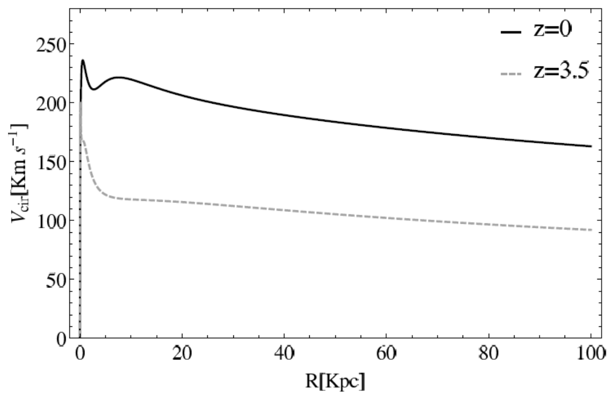
در کیهان‌شناسی می‌توان زمان را بر حسب انتقال به سرخ نور ساطع شده در همان زمان بیان کرد. با انتگرال‌گیری از معادله فریدمان رابطه بین انتقال به سرخ و زمان برای کیهانِ تخت به صورت زیر بدست می‌آید

$$t(z) = \frac{2H_0^{-1}}{3\Omega_\Lambda^{1/2}}\sinh^{-1}\left[\left(\frac{\Omega_\Lambda}{\Omega_m}\right)^{1/2}(z+1)^{-3/2}\right]. \qquad (5)$$

بهتر درک کردن پتانسیل کهکشانی وابسته به زمان، شکل ۱ چگونگی تغییراتِ پارامترهای مشخصه کهکشان بر حسب زمان را نشان می‌دهد؛ و شکل ۲ منحنی گردش این کهکشان را در دو انتقال به سرخِ متفاوت (و در نتیجه دو زمانِ مختلف) نشان می‌دهد.



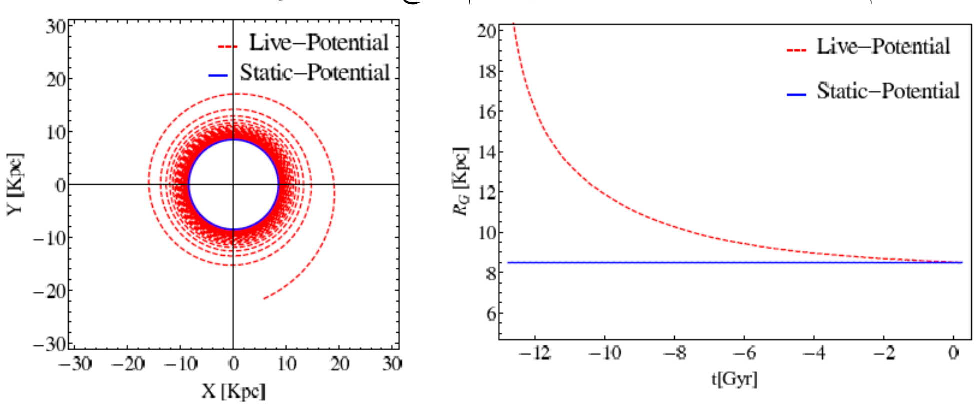
شکل ۱: [سمت چپ] نمودار لگاریتمی اندازه مشخصه مؤلفه‌های مختلف راه شیری بر حسب زمان؛ [سمت راست] تحول جرم مشخصه مؤلفه‌های جرمی راه شیری بر حسب زمان. همه مؤلفه‌ها افزایش تندی در زمان گذشته نشان می‌دهند.



شکل ۲: مقایسه منحنی چرخش کهکشان با پتانسیل متغیر با زمان در $z=0$ $(t=14\text{Gyr})$ و $z=1.85$ $(t\approx 3.07\text{Gyr})$.

محاسبه مسیر

با داشتن پتانسیل می‌توان معادله حرکت را بدست آورد $\ddot{\vec{r}}=-\vec{\nabla}\Phi_{tot}$ و سپس با داشتن شرایط اولیه به کمک انتگرال‌گیری عددی و حل معادله حرکت می‌توان مسیر حرکت هر ذره را در پتانسیل داده شده محاسبه کرد. در این کار ما از روش رانگ-کوتا مرتبه چهار برای حل عددی معادلات دیفرانسیلی حرکت ذره بهره بردیم؛ و با انتگرال‌گیری از موقعیت فعلی اجرام شروع کرده و محل زایش آن‌ها را مشخص کردیم.



شکل ۳: [سمت چپ] مدار حرکت ذره‌ای که در حال حاضر در فاصله 8.5 kpc از مرکز کهکشان با سرعت 221 km s^{-1} در حرکت دایره‌ای می‌باشد؛ [سمت راست] تحول زمانی فاصله جرم مورد نظر تا مرکز کهکشان. خط تیره قرمز مدار ذره در پتانسیل متغیر با زمان و مدار آبی مربوط به پتانسیل ایستا می‌باشد.

همانطور که در شکل۳ مشخص است؛ خوشه‌ای که امروزه در فاصله 8.5 kpc از مرکز کهکشان قرار دارد، با در نظر گرفتن پتانسیل متغیر با زمان 12 Gyr پیش در فاصله 15.5 kpc از مرکز کهکشان زاده شده است (تقریبا در فاصله‌ای دو برابر مقدار امروزیش). باید به این موضوع توجه کرد که این اختلاف فاحش در تعیین محل زایش اجرام، ممکن است مسائل قابل تأملی در تحول دینامیکی آن‌ها ایجاد کنند.

تحول دینامیکی خوشه‌های ستاره‌ای

همانطور که نشان دادیم، با در نظر گرفتن پتانسیل متغیر با زمان، خوشه‌های ستاره‌ای 12 Gyr قبل در فواصل بیشتری از مرکز کهکشان زاده شدند؛ به عبارت دیگر، برای اینکه خوشه‌ای در موقعیت فعلیش قرار بگیرد باید در گذشته، که کهکشان هم بسیار سبک‌تر از حال حاضرش بود، در فاصله بیشتری از مرکز کهکشان قرار داشته باشد.

از آن‌جا که با در نظر گرفتن شرایط مختلف برای پتانسیل کهکشان میزبان تاریخچه کشندی خوشه‌های ستاره‌ای متفاوت خواهد بود، ما انتظار داریم که این شرایط متفاوت به تحولات بعدی مختلفی نیز منجر شود. در این بخش به کمک کدNBODY6 [۲۷،۲۸،۲۹،۳۰] به شبیه‌سازی N–ذره‌ای خوشه‌های ستاره‌ای در پتانسیلی شبیه به پتانسیل راه شیری می‌پردازیم.

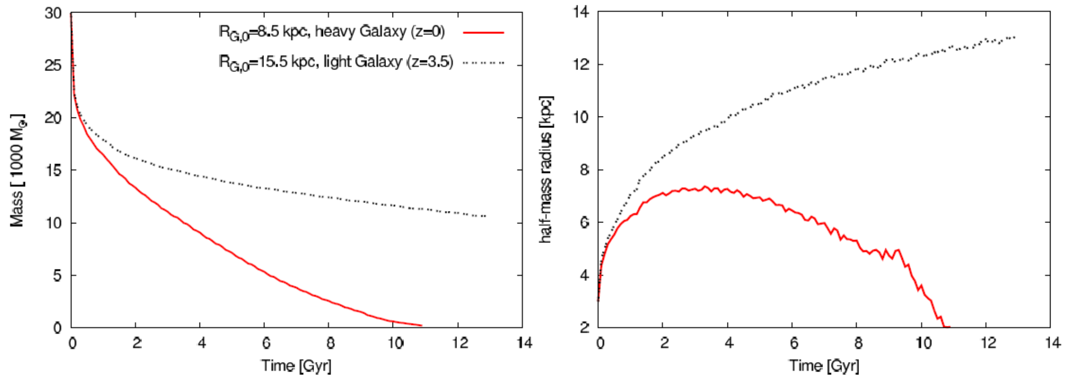
نسخه در دسترسNBODY6 امکان بررسی پتانسیل کهکشانی وابسته به زمان را در اختیار نمی‌گذارد. به همین دلیل و به منظور تخمین سرنوشت خوشه ستاره‌ای که کهکشان میزبانش با زمان رشد می‌کند، دو حالت مستقل در نظر گرفتیم که جرم و اندازه کهکشان میزبان متفاوت است:

- ابتدا فرض کردیم که خوشه ستاره‌ای در مداری دایره‌ای در فاصله 8.5 kpc از مرکز کهکشان، در کهکشانی سنگین با جرم و پارامترهای هندسی راه شیری در زمان حال (که در جدول ۱ خلاصه شده است) می چرخد؛
- سپس همان خوشه ستاره‌ای را در مداری دایره‌ای در فاصله 15.5 kpc از مرکز کهکشان، در کهکشانی سبک با پارامترهای 12 Gyr قبل راه شیری در نظر گرفتیم(جدول ۲).

جدول ۲: پارامترهای مشخصه کهکشان راه شیری در 12 Gyr قبل. جرم‌ها بر حسب جرم خورشید($M_\odot$) و فاصله‌ها بر حسب کیلوپارسک(kpc) می‌باشند.

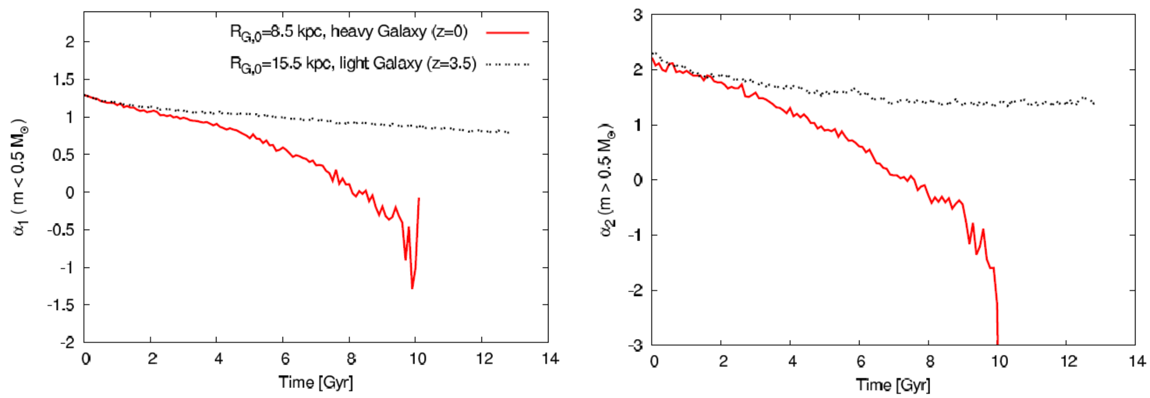
هاله ماده تاریک	برآمدگی ستاره‌ای مرکزی	دیسک
$M_{vir}=7.9\times10^{10}$ $r_{vir}=29.9$ $c=2.86$	$M_b=2.2\times10^{9}$ $r_c=0.06$	$M_d=6.6\times10^{9}$ $a=0.65;\ b=0.04$

هر دو خوشه ستاره‌ای شامل ۵۰۰۰۰ ذره (متناظر با $M\approx30000M_\odot$) در محدوده جرمی $0.08M_\odot$ تا $100M_\odot$ هستند که طبق پروفایل چگالی پلامر[۲۴] و با شعاع نیمه جرم ابتدایی $r_{h,0}=3pc$ توزیع شدند. همچنین هر دو مدل با تابع جرم اولیه کروپا[۲۵،۲۶] شامل دو جمله توانی، با شیب‌های $\alpha_1=1.3$ برای ستاره‌هایی با جرم $0.08M_\odot<M<0.5M_\odot$ و شیب $\alpha_2=2.3$ برای ستاره‌های سنگین‌تر، تحول را آغاز کردند.



شکل ٤: نمودار تحولِ جرمِ کل [سمت چپ] و شعاع نیمه جرم [سمت راست] خوشه‌های شبیه‌سازی شده؛ خوشه‌ای که در کهکشان میزبان با پارامترهای 12Gyr قبل (سبکتر) تحول پیدا کرده با خط تیره سیاه و خوشه‌ای که در کهکشان میزبان با پارامترهای امروزیش (سنگینتر) تحول پیدا کرده با خط قرمز نشان داده شده است. بخاطر میدان کشندی قوی، انبساط خوشه‌ای که نزدیک به مرکز کهکشان است محدود و قبل از زمان هابل خوشه منحل می‌شود.

با توجه به شکل ٤ می‌توان مشاهده کرد خوشه ستاره‌ای که در کهکشان سبکتر تحول یافت تقریبا ۳۰ درصد جرم اولیه‌اش را حفظ کرد در حالی که خوشه ستاره‌ای که در کهکشان سنگینتر متحول شد به اندازه زمان هابل باقی نماند و بعد از حدود 11Gyr از بین رفت.



شکل ۵: نمودار تحول شیبِ تابع جرمِ ستاره‌ای برای ستاره‌های کم‌جرم[سمت چپ] و برای ستاره‌های پرجرم[سمت راست] در شعاع نیمه جرم بر حسب زمان؛ شیبِ کمترِ تابع جرم نتیجه مستقیم افزایش فرار ناشی از کشند ستاره‌های نواحی خارجی خوشه–که بخاطر جدایی دینامیکی جرم معمولا ستاره‌هایی کم‌جرم هستند– می‌باشد.

تابع جرم ستاره‌ای یکی از مهمترین پارامترهای مشاهده‌پذیر است که طی فرآیند تحول دینامیکی خوشه‌های ستاره‌ای دستخوش تغییر می‌شود. طبق یافته‌های پیشین، واضح است که واهلش دو جسمی که باعث تبخیر از مرزهای کشندی خوشه می‌شود همبستگی میان شیب تابع جرم و قدرت میدان کشندی کهکشان میزبان را افزایش می‌دهد.

نتایج

با بررسی تحول خوشه‌های ستاره‌ای در فواصل متفاوت از مرکز کهکشان با جرم‌های متفاوت دریافتیم که کم بودن هدر رفت جرمِ خوشه‌هایی که در میدان کشندی ضعیف‌تری(در فاصله بیشتری از مرکز کهکشان و در کهکشانی با جرم کم‌تر) تحول می‌یابند منجر به این می‌شود که اندازه نهایی خوشه بسیار بزرگ‌تر شود.

محاسبات ما برای دو خوشه ستاره‌ای که در فواصل کهکشانی متفاوت و در کهکشان میزبان مختلف قرار داشتند نشان می‌دهد که خوشه ستاره-ای که فاصله‌اش از مرکز کهکشان کمتر باشد(کهکشان میزبان سنگین‌تر است و در نتیجه خوشه میدان کشندی قوی‌تری را تجربه می‌کند):

- اندازه کوچکتر؛
- نرخ هدر رفت جرم بیشتر و زمان انحلال کوتاه‌تر؛
- و تابع جرمی صافتر

دارد.

با در نظر گرفتن پتانسیل ایستا، متوسط زمانی جرم کهکشان بزرگتر از حالتی است که پتانسیل کهکشان را متغیر با زمان در نظر می‌گیریم؛ به همین دلیل است که وقتی خوشه ستاره‌ای در یک کهکشان با پتانسیل وابسته به زمان قرار دارد نسبت به حالتی که در یک کهکشان با پتانسیل ایستا قرار دارد، جرم بیشتری خواهد داشت. در نهایت با توجه به همه ملاحظات ذکر شده، فرض یک پتانسیل کهکشانی ایستا و بدون تغییرات زمانی منجر به افزایش نرخ هدر رفت جرم، تخمین بیش‌تر از اندازه‌ی نرخ تجزیه خوشه‌های کروی، تخمین کم‌تر از اندازه‌ی اندازه نهایی خوشه‌های کروی و نهایتا افزایش شیب تابع جرم می‌گردد.

سپاسگزاری

بخشی از نتایج ارائه شده در این کار به کمک امکانات پدازنده‌های گرافیکی(GPU) موجود در دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان به دست آمده است.

مرجع‌ها

[1] Harris W. E., 1996, AJ, 112, 1487
[2] Harris W. E., 2010, arXiv, arXiv:1012.3224
[3] Hansen B. M. S., et al., 2002, ApJ, 574, L155
[4] Chaboyer B., Krauss L. M., 2002, ApJ, 567, L45
[5] Brodie J. P., Strader J., 2006, ARA&A, 44, 193
[6] Vesperini E. & Heggie D. C., 1997, MNRAS, 289, 898
[7] Baumgardt H., Makino J., 2003, MNRAS, 340, 227
[8] Heggie, D. C., & Hut, P. 2003, The Gravitational Million Body Problem, Cambridge Univ. Press, Cambridge
[9] Gieles M., Heggie D. C., Zhao H., 2011, MNRAS, 413, 2509
[10] Madrid J. P., Hurley J. R., Sippel A. C., 2012, ApJ, 756,167
[11] Webb, J.J., Harris, W.E., Sills, A., & Hurley J. R. 2013,ApJ, 764, 124
[12] Webb J. J., Leigh N., Sills A., Harris W. E., Hurley J. R.,2014, MNRAS, 442, 1569
[13] Haghi, H., Hoseini-Rad, M., Zonoozi A. H., Kuepper, A.H. W., 2014, MNRAS, 444, 3699
[14] Renaud F., Gieles M., Boily C. M., 2011, MNRAS, 418,759
[15] Renaud F., Gieles M., 2015, arXiv, arXiv:1502.01268
[16] Rieder S., Ishiyama T., Langelaan P., Makino J., McMillan S.L.W., Portegies Zwart S., 2013, MNRAS, 436, 3695
[17] Miyamoto, M., Nagai, R., 1975, PASJ, 27, 533
[18] Hernquist, L., 1990, ApJ, 356, 359
[19] Navarro, J. F., Frenk, C. S., White, S. D., 1997, ApJ, 490,2, 493
[20] Sofue, Y., Honma, M., Omodaka, T., 2009, PASJ, 61, 2,227
[21] Wechsler, R. H., Bullock, J. S., Primack, J. R., Kravtsov, A. V., Dekel, A., 2002, ApJ, 568, 1, 52
[22] Zhao, D. H., Jing, Y. P., Mo, H. J., Brner, G., 2003, ApJL, 597, 1, L9
[23] Bullock, J. S., Johnston, K. V., 2005, ApJ, 635, 2, 931
[24] Plummer H. C., 1911, MNRAS, 71, 460
[25] Kroupa P., 2001, MNRAS, 322, 231
[26] Kroupa P., Weidner C., Pflamm-Altenburg J., Thies I., Dabringhausen J., Marks M., Maschberger T., 2013, Planets, Stars and Stellar Systems, Volume 5: Stellar Systems and Galactic Structure. Springer-Verlag, Berlin.
[27] Aarseth S. J., 2003, Gravitational N-Body Simulations, Cambridge University Press, Cambridge
[28] Aarseth S. J., Heggie D. C., 1998, MNRAS, 297, 794
[29] Hurley J. R., Pols O. R., Tout C. A., 2000, MNRAS, 315, 543
[30] Hurley J. R., Tout C. A., Pols O. R., 2002, MNRAS, 329, 897

دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان
هجدهمین گردهمایی پژوهشی نجوم ایران
۲٤ و ۲۵ اردیبهشت ۱۳۹٤

شناسایی و محاسبه پهنای خطوط جذبی MgII در راستای خط دید اختروش He2217-2818

حسینی ، راضیه[۱]، آقائی، علیرضا [۲]

[۱] گروه فیزیک، دانشگاه سیستان و بلوچستان، زاهدان

چکیده

طیف اختروش بهترین وسیله برای مطالعه محیط‌های کیکشانی و میان کهکشانی است. به دلیل جذب نور اختروش در این محیط‌ها، خطوط جذبی فراوانی در طیف این اجرام وجود دارد. در این مقاله محیط‌های جاذب MgII در راستای خط دید اختروش He2217-2818 شناسایی شد و پهنای معادل خطوط مربوط به این محیط‌ها مورد بررسی قرار گرفت. نتایج حاصل نشان داد که در انتقال به سرخ‌های پایین جاذب‌های ضعیف و قوی را داریم و در انتقال به سرخ‌های زیاد فراوانی جاذب‌های قوی بیشتر است.

مقدمه

قالب تابش کهکشان‌های معمولی توسط ستاره‌ها در زمانی که اتمسفر ستاره‌ای در تعادل هیدرودینامیکی وحرارتی است، تامین می‌گردد. این انتشار عمدتا حرارتی است که یک گستره‌ی نسبتا باریک از ۳۰۰۰ K تا ٤۰۰۰۰ K را در بر می‌گیرد. کسری از کهکشان‌ها توزیع طیفی انرژی بسیار پهن‌تر از آنچه که برای یک مجموعه ستاره، گاز و غبار انتظار می‌رود، دارا می‌باشند. معمولا از محدوده‌ی طول موج‌های رادیویی تا پرتو ایکس انتشار دارند. این کهکشان‌ها، کهکشان‌های فعال نامیده می‌شوند که شامل اختروش‌ها نیز می‌شوند[۱]. اختروش‌ها به عنوان اجرام شبه ستاره‌ای با انتقال به سرخ بالا، درخشان‌ترین اجرام در کیهان هستند که از طریق برافزایش ماده به سیاهچاله پرجرم مرکزی توان می‌یابند. تابش از اختروش‌های دور دست قبل از رسیدن به مشاهده کننده با مواد موجود در امتداد مسیر برهم‌کنش می‌کند. اثر این برهم‌کنش را می‌توان در خطوط موجود در طیف بدست آمده از اختروش‌ها مشاهده نمود. بخشی از خطوط جذبی، مربوط به سیستم‌های فلزی هستند[۲]. در طیف اغلب اختروش‌ها خطوط باریک مربوط به IIgM مشخص می‌شوند که انتقال به سرخ این خطوط در محدوده‌ی صفر تا انتقال به سرخ نشری اختروش قرار می‌گیرند. انتقال‌های دوگانه ۲۷۹٦ و ۲۸۰۳ منیزیم یک بار یونیده به دلیل قدرت و در دسترس‌پذیری‌شان در طول موج‌های مرئی از انتقال به سرخ‌های ۲/. تا ۲/۷ برای مطالعه محیط‌های کهکشانی و تخول کهکشان‌ها بسیار مناسب هستند[٤].

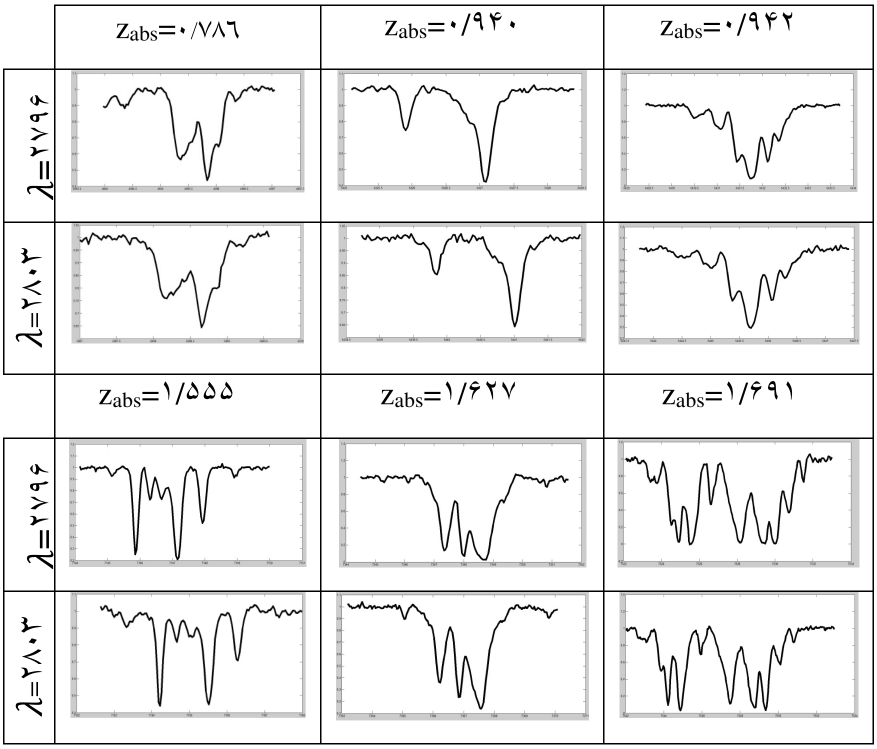
به این منظور ابتدا خطوط جذبی مربوط به IIgM را در طیف اختروش eH2217-2818 شناسایی گردید و سپس با استفاده از تحلیل وویت که با برازش هر خط توسط نرم‌افزار VPFIT انجام شد، اطلاعات مربوط به خط مورد نظر را بدست آوردیم و پس از آن پهنای خطوط را محاسبه نمودیم.

تعیین انتقال به سرخ محیط‌های جاذب

خطوط جذبی دو گانه منیزیم یک‌بار یونیده در طیف اختروش‌ها را می‌توان با توجه به نسبت آزمایشگاهی آن‌ها $\frac{\lambda(2796/352)}{\lambda(2803/531)}=0/9974$ و اینکه این مقدار در تمام انتقال به سرخ‌ها یکسان است، شناسایی نمود. سپس با استفاده از رابطه‌ی زیر [۳]

$$\lambda_{obs}=(1+z_{obs})\lambda_{lab} \qquad (۱)$$

که λ_{obs} طول موج مشاهده‌ای در طیف اختروش و λ_{lab} طول موج آزمایشگاهی مربوط به یون مربوطه است، انتقال به سرخ محیط جاذب را تعیین نمود.



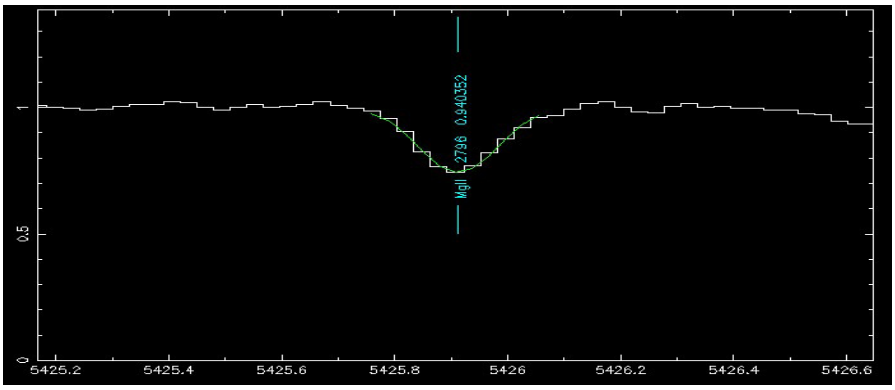
شکل۱ : خطوط منیزیم شناسایی شده در طیف اختروش He2217-2818

تحلیل وویت

سودمندترین روش برای بدست آوردن اطلاعات فیزیکی سیستم‌های جذبی در صورتی که طیف در دسترس با وضوح بالا باشد، تحلیل وویت است. در این روش به هر کدام از خطوط جذبی مورد نظر یک پروفایل وویت برازش می‌شود و سپس در صورتی که پارامترهای این دو نمایه بر هم منطبق باشد، نتیجه این است که این خط جذبی مربوط به سیستم مورد نظر است. برای انجام این تحلیل از نرم‌افزار VPFIT استفاده می‌شود. فایل خروجی حاصل از برازش شامل اطلاعات مربوط به انتقال به سرخ (z)، چگالی ستونی(N)، پارامتر دوپلری (b)، پارامتر آماری $\chi 2$ می‌باشد. در صورت برازش صحیح مقادیر عددی $\chi 2$ می‌بایست تا حد امکان به عدد یک نزدیک باشد.

```
%% he2217-2818n.dat     1    5425.73    5426.08 ! 2015/04/13   v9.5
%% he2217-2818n.dat      1        0.0000       0.0000     !  0.231     11 2015/04/13
! Stats:  10      1.7547686    11     8  0.081  0
 MgII     0.9403523860     0.0000008067      3.51342        0.24828  11.807043     0.010828   0 !
```

شکل۲ : یک نمونه از فایل خروجی تحلیل ویت



شکل۳ : تصویر فایل برازش شده مربوط به سیستم جذبی با انتقال به سرخ ۰/۹٤۰ =z

محاسبه پهنای معادل

جادب فلزی کم است، این محیط
براساس آنچه که از نمودار رشد برای محاسبه پهنای معادل خطوط داریم، به دلیل اینکه چگالی ستونی محیطهای
با چگالی ستونی تغییر می
ها در قسمت خطی این نمودار قرار می‌گیرند. بنابراین پهنای معادل به صورت خطی
که
کند و با استفاده از رابطه زیر بدست می‌آید[۱]:

$$w_r = 7/304 \times N \cdot f \cdot \lambda^2$$

مورد(۲) نظر است.
N چگالی ستونی محیط جاذب، f قدرت نوسانگری MgII در طول موج ۲۷۹۶/۳۵۲ ، λ طول موج آزمایشگاهی

جدول۱ : نتایج برازش خطوط جذبی MgII و محاسبه پهنای معادل

Zabs	LogN(MgII)	W_r
۰/۷۸٦٤	۱۲/۰۱± ۰/۰۱	۰/۳۵
۰/۷۸٦۵	۱۲/۳۳± ۰/۰٦	۰/۷٤
۰/۹٤۰۳	۱۱/۸۰±۰/۰۱	۰/۲۲
۰/۹٤۰۷	۱۲/۲۳±۰/۰۳	۰/۵۹
۰/۹٤۲۰	۱۱/۷۱±۰/۰۱	۰/۱۷
۰/۹٤۲۱	۱۱/۹۹±۰/۰۱	۰/۳٤
۰/۹٤۲٤	۱۲/٦٦±۰/۱	۱/۵۹
۰/۹٤۲٦	۱۲/۲۵±۰/۰٤	۱/۲٤
۱/۵۵۵۵	۱۱/۷۹±۰/۰۱	۰/۲۱
۱/۵۵۵۷	۱۱/۹۲±۰/۱	۰/۲۹
۱/۵۵۵۸	۱۲/٦۳±۰/۰۰۹	۱/٤۹
۱/۵٥٦۱	۱۲/۱٦±۰/۰۱	۰/۵۰
۱/٦۲۷٤	۱۲/۵۷±۰/۰۹	۱/۲۹
۱/٦۲۷۷	۱۲/۸۸±۰/۰٤	۲/٦۵

نتیجه گیری

با توجه به نتایج بدست آمده از جدول (۱)، محیط‌های جاذب با پهنای معادل کم‌تر از ۰/۳Å به عنوان جاذب‌های ضعیف و محیط‌ها با پهنای معادل بین ۰/۳ Å تا ۱ Å، جاذب‌های قوی و محیط‌ها با پهنای معادل بزرگ‌تر از ۱ Å، جاذب‌های بسیار قوی در نظر گرفته می‌شوند. در انتقال به سرخ‌های کوچک جاذب‌های ضعیف و قوی را داریم در حالیکه در انتقال به سرخ‌های بزرگ فراوانی جادب‌های بسیار قوی زیاد می‌شود. به این دلیل که در انتقال به سرخ‌های کم چنین سیستم‌های پهن جنبشی وجود ندارد و احتمالا به ابربادها در کهکشان‌های تشکیل دهنده‌ی ستاره مربوط می‌شوند که یافته های این تحقیق در توافق خوبی با نتایج رودریگز و همکارانشان است [٤].

مرجع‌ها

1. Mo H., Van den Bosch F., White S., Galaxy Formation and Evolution, published in the United States of American by Cambridge University Press, New York, ISBN-13: 9780511729621, 2010.

2. Murdin P., Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics, IOP Publishing, ISBN: 0333750888, 2006.

۳. برزگر ح.، اندازه‌گیری فراوانی فلزات در کهکشان‌های خیلی دور به کمک طیف اختروش‌ها، پایان نامه کارشناسی ارشد، دانشگاه سیستان و بلوچستان، پاییز ۱۳۹۲

4. Rodriguez P. et al., Evolution of the Population of Very Strong MgII Absorbers, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 427, Issue 3, pp. 1801-1815, 2012.

تحول خوشه‌های ستاره‌ای در بدو تولد

حسین حقی

دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، ایران

خوشه‌های ستاره‌ای از ابرهای مولکولی عظیمی متولد می‌شوند. معمولاً بازدهی تشکیل ستاره‌ای کمتر از ۳۰ درصد می‌باشد. یعنی مقدار زیادی گاز در خوشه‌ها باقی می‌ماند. در اثر تحول ستاره‌ای در خوشه، بادهای ستاره‌ای ستاره‌های سنگین و انفجارات ابرنواختری، مقدار زیادی از گازهای باقیمانده به سمت بیرون خوشه تخلیه می‌شوند. در نتیجه خوشه با کمبود شدید پتانسیل گرانشی مواجه شده و ستاره‌های سبک که معمولاً در نواحی بیرونی‌تر حضور دارند، از سیستم فرار می‌کنند. این فرایند باعث اثرات شدید در ادامه تحول بلند مدت خوشه می‌شود. در این سخنرانی جزئیات و عواقب این فرایند بررسی می‌شود.

مقید کردن محیط کهکشانهای مارپیچی با موند

حسین حقی، امیر عبادتی بازکیائی، اکرم حسنی زنوزی
دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان

چکیده

برخلاف دینامیک نیوتنی که خطی است و از اصل هم‌ارزی قوی پیروی می‌کند در هر نظریه‌ی گرانشی غیر خطی مانند موند اصل هم‌ارزی قوی نقض می شود. در نتیجه دینامیک گرانشی سیستم به میدان گرانشی خارجی که سیستم در آن شناور است بستگی پیدا می کند. اثر میدان گرانشی خارجی یکی از نتایج جالب موند می‌باشد و شرایط خاصی را برای آزمودن موند فراهم می‌کند. محققین معمولا اثر میدان خارجی را در مطالعه‌ی منحنی دوران کهکشان‌های مارپیچی در نظر نمی‌گیرند. ما در این مقاله منحنی دوران کهکشان‌های مارپیچی در موند را با در نظر گرفتن اثر میدان گرانشی خارجی بررسی کرده و نتایج حاصل را با مشاهدات رصدی مقایسه می‌کنیم.

مقدمه

مشاهدات رصدی بیانگر تفاوت عمیقی بین پیش‌بینی‌های گرانش نیوتنی و منحنی دوران کهکشان‌های مارپیچی هستند. براساس گرانش نیوتنی سرعت دورانی با معکوس توان دوم فاصله از مرکز کهکشان متناسب است و در فواصل دور انتظار افت کپلری در سرعت می‌رود در حالیکه مشاهدات رصدی نمایانگر سرعتی ثابت در فواصل دور از مرکز کهکشان هستند[۱].

برای حل این معضل دو راه حل عمده پیشنهاد می‌شود. اول سعی برای توضیح این رفتار با فرض وجود هاله‌ای از ماده‌ی تاریک که در کهکشان و اطراف آن گسترده شده است و دوم نظریات گرانشی تعمیم‌یافته[۲].

یکی از این نظریات گرانشی پیشنهاد شده برای حل این معضل موند[MOND] می‌باشد. با بررسی مشاهدات رصدی می‌توان دریافت انحراف از گرانش نیوتنی در گرانش‌های ضعیف و از مرتبه‌ی $10^{-10}\ ms^{-2}$ و کوچکتر از آن مشاهده می‌شود. میلگروم [MILGROM] در سال ۱۹۸۳ پیکربندی موند را با توجه به این مقدار که آن را a_0 نامید ارائه کرد[۲و۳].

موند در توجیه سرعت ثابت در منحنی دوران کهکشان‌های مارپیچی بسیار موفق بوده است اما برای تعدادی از این کهکشان‌ها مشاهده می‌شود که مقادیر به دست آمده از موند برای سرعت در فواصل دور از مرکز کهکشان بیشتر از مقادیر رصد شده هستند و به اصطلاح تعدادی از کهکشان‌های مارپیچی در منحنی دوران خود دارای افتی هستند که موند قادر به توضیح آنها نیست[٤]. در این مقاله نشان می‌دهیم در صورت در نظر گرفتن حضور یک میدان گرانشی خارجی می‌توان این افت در منحنی دوران را توضیح داد.

پیکربندی موند

در پیکربندی غیرنسبیتی موند شتاب فیزیکی g توسط معادله‌ی زیر با شتاب نیوتنی g_N مربوط می‌شود:

$$g\mu\left(\frac{g}{a_0}\right) = g_N$$

که در آن $\mu(x)$ تابع گذار با حدود $\mu(x) = x$ برای $x \ll 1$ و $\mu(x) = 1$ برای $x \gg 1$ می‌باشد. تابع گذار استاندارد موند بصورت $\mu(x) = \frac{x}{\sqrt{1+x^2}}$ تعریف می‌شود [۲] و بر طبق آن می‌توان معادله‌ی منحنی دوران را بصورت

زیر بدست آورد:

$$v_{Mond}^2 = \frac{MG}{r}\sqrt{\frac{1+\sqrt{1+4(\frac{a_0 r^2}{GM})^2}}{2}}$$

که در آن M نشان دهنده‌ی جرم باریونی می‌باشد.

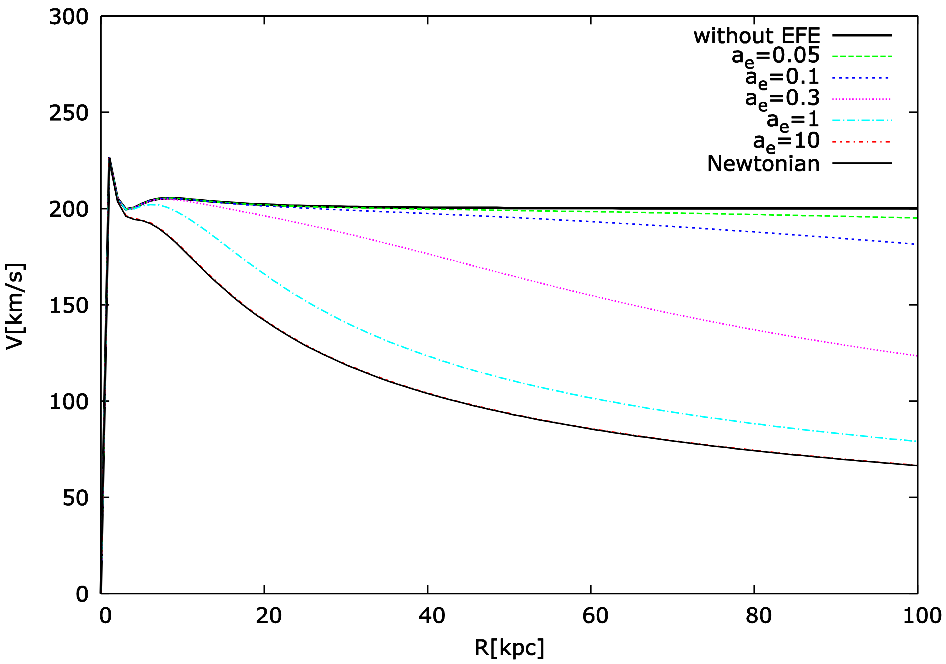
اثر میدان گرانشی خارجی در موند

به دلیل شکست شکل قوی اصل هم ارزی در موند دینامیک داخلی یک سیستم گرانشی مستقل از میدان گرانشی خارجی نمی‌باشد[٥]. این اثر می‌تواند بر منحنی دوران کهکشان‌های مارپیچی تاثیر گذاشته و باعث افت منحنی دوران آنها شود.

در سال ۲۰۰۷ فیمی [famaey] و همکاران تقریبی را به صورت $a_N = a_i\,\mu\left(\frac{\sqrt{a_e^2+a_i^2}}{a_0}\right)$ معرفی کرد که در آن a_i شتاب گرانشی داخلی سیستم، a_e شتاب گرانشی خارجی و a_N شتاب گرانشی نیوتنی می‌باشد[٦]. با استفاده از این تقریب معادله‌ی منحنی دوران در حضور میدان گرانشی خارجی به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$v_{mond}^2 = \frac{MG}{R}\sqrt{\frac{1-\left(\frac{a_e r^2}{MG}\right)^2+\sqrt{(1-\left(\frac{a_e r^2}{MG}\right)^2)^2+4(a_e^2+a_0^2)\left(\frac{r^2}{MG}\right)^2}}{2}}$$

در شکل ۱ در چند حالت خاص تاثیر وجود میدان گرانشی خارجی بر منحنی دوران یک کهکشان مارپیچی فرضی نمایش داده شده است.



شکل ۱ : منحنی دوران یک کهکشان با دیسک به جرم $M = 7.5\times10^{10}M_{sun}$ و بالج به جرم $M = 2.5\times10^{10}M_{sun}$ در رژیم‌های نیوتنی و موندی به همراه مقادیر مختلف میدان گرانشی خارجی

همانطور که در شکل ۱ مشاهده می‌شود حضور میدان خارجی باعث افت منحنی دوران در نقاط دور از مرکز می‌شود و در نهایت با بیشتر شدن میدان گرانشی خارجی، منحنی دوران رفتاری کاملا نیوتنی از خود نشان می‌دهد و افت کپلری در نمودار مشاهده می‌گردد.

نمونه‌های مناسب رصدی

در تعدادی از کهکشان‌ها که استفاده از موند بدون در نظر گرفتن میدان خارجی نتایج مطلوبی به دست نمی‌داد، افزودن میدان گرانشی خارجی به عنوان یک پارامتر آزاد باعث بهبود نتایج و نمودارهای منحنی دوران می‌گردد که در ادامه به چند نمونه از آنها می‌پردازیم.

همانطور که پیشتر گفته شد اثر میدان خارجی باعث ایجاد سیر نزولی در منحنی دوران نسبت به حالت منزوی می‌شود. اما این تنها تاثیر وجود میدان گرانشی خارجی نمی‌باشد بلکه حضور این اثر، باعث افزایش مقدار جرم به درخشندگی که خود یک پارامتر آزاد در محاسبات است می‌گردد و در نهایت باعث به دست آوردن برازش بهتری در نمودار منحنی دوران نسبت به حالت منزوی می‌شود.

نمونه‌ی کهکشان‌های مورد کاوش قرار گرفته از دو گروه داده‌های مقاله‌ی حسنی زنوزی و حقی که در باند B هستند و داده‌های things که در باند ۳,۶ μm هستند، می‌باشند. در نهایت ۱۸ مورد از کهکشان‌ها در حضور میدان گرانشی خارجی دارای برازش بهتری برای منحنی دوران می‌باشند که در جدول‌های ۱و ۲ نتایج درج شده است.

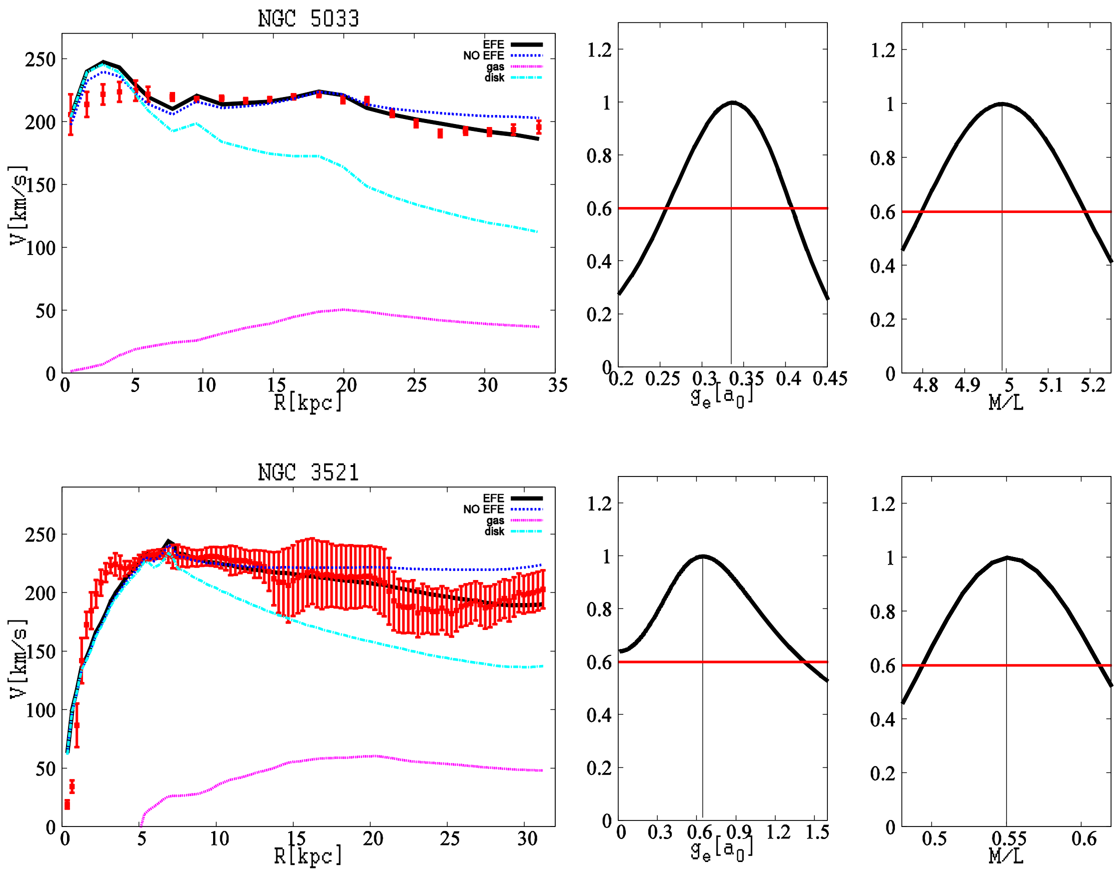
جدول۱ : مقادیر جرم به درخشندگی و *K-square* در بهترین برازش منحنی دوران در حالت منزوی و حضور میدان گرانشی خارجی برای کهکشان‌های باند B.

Galaxy	$\frac{M_s}{L}$ ***NO EFE***	κ^2 ***NO EFE***	$\frac{M_s}{L}$ ***EFE***	κ^2 ***EFE***	a_e $[a_0]$
NGC 2998	*1.24*	*2.66*	*1.38*	*1.22*	*0.220*
NGC 3769	*1.23*	*0.80*	*1.26*	*0.81*	*0.085*
NGC 4100	*2.43*	*2.15*	*2.52*	*1.87*	*0.335*
NGC 4183	*0.73*	*1.01*	*0.95*	*0.27*	*0.265*
NGC 5033	*4.68*	*7.04*	*4.99*	*3.10*	*0.335*
NGC 5371	*1.62*	*10.49*	*1.72*	*7.26*	*0.330*
NGC 5533	*3.35*	*2.51*	*3.88*	*1.09*	*0.200*
UGC 6446	*0.52*	*2.43*	*0.94*	*0.75*	*0.325*
UGC 6983	*1.74*	*1.37*	*2.25*	*0.79*	*0.390*

جدول2 : مقادیر جرم به درخشندگی و *K-square* در بهترین برازش منحنی دوران در حالت منزوی و حضور میدان گرانشی خارجی برای کهکشان‌های باند ۳,۶ μm.

Galaxy	$\frac{M_s}{L}$ **Disk** ***NO EFE***	$\frac{M_s}{L}$ **Bulge** ***NO EFE***	κ^2 ***NO EFE***	$\frac{M_s}{L}$ **Disk** ***EFE***	$\frac{M_s}{L}$ **Bulge** ***EFE***	κ^2 ***EFE***	a_e $[a_0]$
DDO 154	*0.01*		*3.10*	*0.55*		*0.35*	*0.145*
IC 2574	*0.02*		*3.86*	*0.34*		*1.13*	*0.330*
NGC 2366	*0.04*		*0.54*	*0.33*		*0.38*	*0.240*
NGC 3031	*0.90*	*0.57*	*4.29*	*1.02*	*0.19*	*3.30*	*1.60*
NGC 3198	*0.53*		*5.49*	*0.69*		*1.30*	*0.240*
NGC 3521	*0.53*		*4.90*	*0.55*		*4.12*	*0.645*
NGC 3621	*0.45*		*1.70*	*0.46*		*1.49*	*0.125*

NGC 4736	*0.37*	*1.15*	*5.96*	*0.55*	*1.01*	*1.57*	*1.450*
NGC 5055	*0.41*	*6.23*	*3.06*	*0.46*	*5.58*	*1.15*	*0.310*



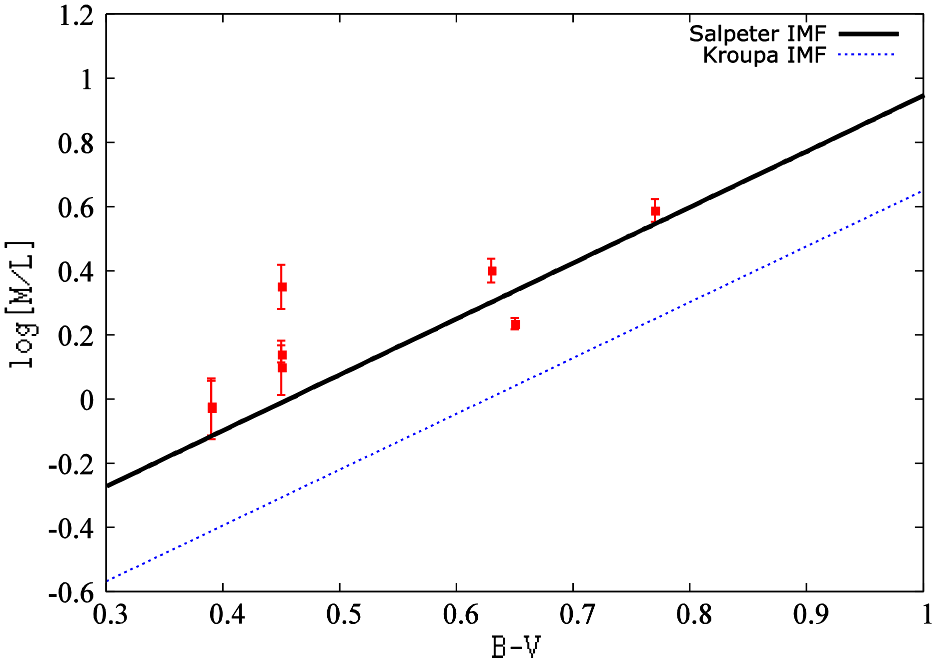
شکل۲ : (چپ)منحنی دوران کهکشان‌ها ی $NGC\ 5033$ و $NGC\ 3521$ در حضور میدان گرانشی خارجی (خط مشکی) و در حالت منزوی (خط سورمه‌ای).

(راست) نمودارهای likelihood مربوط به میدان گرانشی خارجی و مقدار جرم به درخشندگی .

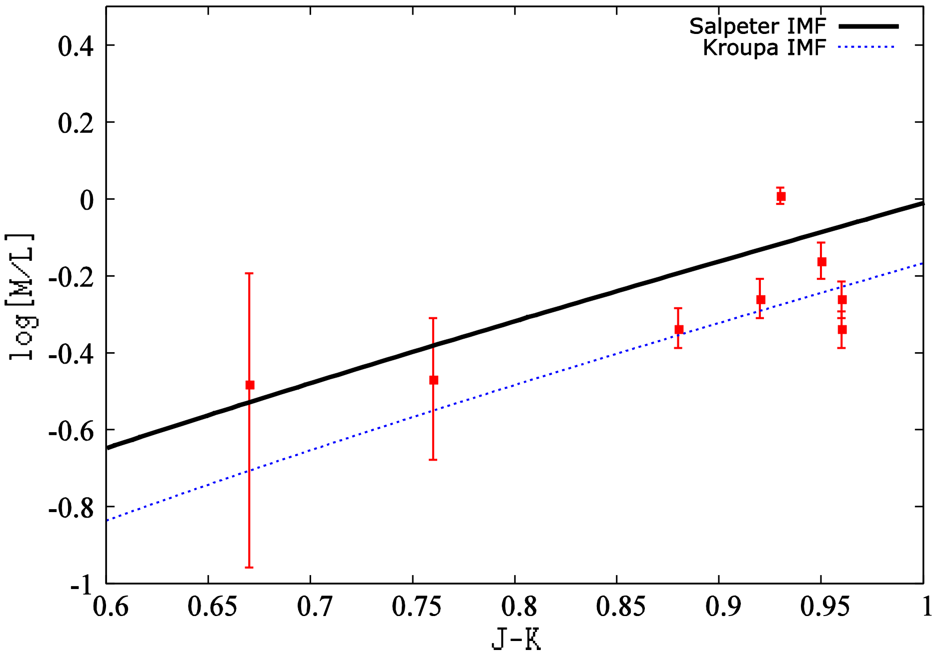
برای کهکشان $NGC\ 5033$ تاثیرگزارترین جرم کیهانی، کهکشان $NGC\ 5014$ می‌باشد که با توجه به خطاهای اندازه‌گیری در می‌تواند میدان گرانشی بین ۰٫۰۰۲ تا ۰٫٤۳٦ (برحسب a_0) بر $NGC\ 5033$ اعمال کند که با توجه به جدول ۱ و شکل ۲ این مقدار با نتایج محاسبات *سازگاری دارد*[۷].

در مورد کهکشان $NGC\ 3521$ به نظر می‌آید کهکشان SDSS J110440.08+000329.6 می‌تواند تاثیر گرانشی مورد نظر را ایجاد کند. این کهکشان با توجه به خطاهای اندازه‌گیری می‌تواند میدانی از ۰٫۰۰۱ تا ۰٫۰۱۹ (برحسب a_0) را در مکان $NGC\ 3521$ ایجاد نموده و منبعی برای اثر میدان گرانشی خارجی بر این کهکشان باشد[۷].

براساس نظریه‌های تشکیل ستاره‌ای مقدار جرم ستاره‌ای بر درخشندگی به رنگ کهکشان‌ها مربوط است که به مدل SPS معروف است[٤]. درشکل‌های ۳ و ٤ نتایج حاصل از حضور میدان گرانشی خارجی را با این مدل مقایسه کرده‌ایم.



شکل۳ : نمودار لگاریتم جرم بر درخشندگی کهکشان‌ها بر حسب رنگ برای کهکشان‌های باند B.



شکل٤ : نمودار لگاریتم جرم بر درخشندگی کهکشان‌ها بر حسب رنگ برای کهکشان‌های باند μm ۳,٦.

همانطور که مشاهده می‌شود نتایج حاصل با این نمودارها عدم سازگاری ندارند و می‌توان به این نتایج اطمینان کرد.

نتیجه گیری

در این مقاله نشان دادیم اثر میدان گرانشی خارجی می‌تواند یکی از مشکلات موند را کاهش دهد. همچنین با مقایسه‌ی نتایج بدست آمده با مدل SPS نشان دادیم این نتایج با یکی از مهمترین مدل‌های اخترفیزیکی تناقضی ندارد و می‌تواند در چهارچوب این مدل حضور داشته باشد.

مراجع

1. Oort, J.H., “The force exerted by the stellar system in the direction perpendicular to the galactic plane and some related problems”, Bull. Astron. Inst. Netherlands, 6, 249–287, (1932).
2. Famaey B, McGaugh S, “Modified Newtonian Dynamics (MOND): Observational Phenomenology and Relativistic Extensions”, arXiv:1112.3960v2 [astro-ph.CO] 20 May 2012.
3. Milgrom, M., “A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis”, Astrophys. J., 270, 365–370, (1983).
4. Hasani Zonoozi A, Haghi H., “The distinguishing factor for gravity models: stellar population synthesis” , Astron. Astrophys. 524, A53 (2010).
5. Bekenstein, J. and Milgrom, M., “Does the missing mass problem signal the breakdown of Newtonian gravity?”, Astrophys. J., 286, 7–14, (1984).
6. Famaey B., Bruneton J., Zhao H. S., 2007,MNRAS, 377L, 79
7. http://ned.ipac.caltech.edu/help/object_help.html

بررسی دینامیک داخلی کهکشان‌های کوتوله کروی با استفاده از گرانش تعمیم‌یافته (موگ)

حقی، حسین [۱] امیری، وحید[۱]

[۱]دانشکده فیزیک،دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه – زنجان، جاده گاوازنگ، زنجان

چکیده

توصیف سرعت پخشی در راستای دید کهکشان‌های کوتوله کروی(dSph) در چارچوب دینامیک نیوتنی مستلزم مقادیر بالایی برای نسبت جرم به درخشندگی ($\frac{M}{L}$) است که این موضوع با نتایج حاصل از سنتز جمعیت ستاره‌ای(SPS) ناسازگار است. ما نشان دادیم که استفاده از α و μ به عنوان ثوابت جهانی که از برازش تئوری موگ با منحنی سرعت کهکشان‌ها به دست آمده‌اند[13] نیز سرعت پخشی در راستای دید dSph ها را کماکان با $\frac{M}{L}$های بالایی توصیف می‌کند. در این مقاله ما دینامیک داخلی این ساختارها را با نرخ‌های پایین $\frac{M}{L}$ توصیف کردیم. برای این منظور نشان دادیم که اگر α و μ را به عنوان پارامترهای آزاد اختیار کنیم می‌توانیم با استفاده از مقادیر کوچک $\frac{M}{L}$ دینامیک داخلیdSph ها را توصیف کنیم و نتایج قابل توجیهی را بدست آوریم.

۱ مقدمه

کهکشان راه شیری(MW) پانزده کهکشان کوتوله کروی ***dSph*** دارد که به دور آن می‌چرخند[23]. ***dSph*** ها ساختارهای کوچک کروی نسبتا پیری هستند که به دلیل وجود مقادیر زیادی ماده نادرخشان دارای درخشندگی پایینی هستند. این ساختارها توزیع ستاره‌ای نسبتا یکنواختی دارند و غالبا خالی از گاز هستند[6].

مشاهدات (برای مثال نگاه کنید به [1]) نشان دادند که سرعت پخشی مرکزی این ساختارها در حدود ۱۰ کیلومتر بر ثانیه است [25]. برخی اندازه‌گیری‌های انجام شده ([8,9,10,20,21,22;24]) نشان می‌دهد که پروفایل سرعت پخشی ***dSph*** ها با تغییرات شعاع رفتاری نسبتا تخت دارد[23].

مطابق آنالیز جینز، استفاده از شتاب گرانشی نیوتنی برای توصیف سرعت پخشی منجر به مقادیر بالایی برای نسبت جرم به درخشندگی $\frac{M}{L}$ این ساختارها می‌گردد که این موضوع با نتایج حاصل از سنتز جمعیت ستاره‌ای (SPS) هم‌خوانی ندارد. گیلمور ***dSph*** ها را به عنوان سیستم‌های تحت غلبه ماده تاریک سرد (CDM) در نظر گرفت. وی چگالی مرکزی ماده تاریک و جرم ماده تاریک درون ***dSph*** ها را به ترتیب حدود $10^8\,\frac{M_\odot}{kpc^3}$ و $4\times10^7 M_\odot$ محاسبه کرد[4,5]. انگوس با مطالعه ***dSph*** ها در چارچوب MOND مقادیر معقولی برای شش کهکشان کوتوله کروی به‌دست آورد اما در مورد Sextans و Draco به ترتیب مقادیر $9.2^{+5.3}_{-3.0}$ و $43.9^{+29.0}_{-19.3}$ را محاسبه کرد که مقادیر نسبتا بالایی برای نسبت جرم به روشنایی بودند[2].

موفات توانست از برازش تئوری موگ به سرعت گردشی کهکشان‌هایی در بازه فاصله‌ای 0.02 و 70.0 کیلوپارسکی و بازه جرمی 10^5 تا 10^{11} جرم خورشید قرار داشتند نتایج خوبی بگیرد[11]. وی همچنین نشان داد که نتایج حاصل از تئوری موگ با حرکت اقمار کهکشان‌ها [12] توافق خوبی دارد. علاوه بر آن، نتایج خوبی از برازش تئوری موگ به منحنی چرخش کهکشان‌ها [13]، سرعت پخشی اقمار کهکشان [15]، سرعت پخشی خوشه‌های کروی [14]، داده‌های خوشه بولت $1E0657-56$ [18] و مشاهدات کیهان‌شناسی [19] به دست آمده است.

در این مقاله ما دینامیک داخلی کهکشان‌های کوتوله کروی را در چارچوب تئوری موگ با استفاده از برازش این تئوری به داده‌های سرعت پخشی در راستای دید این ساختارها و نیز با بهره‌مندی از آنالیز جینز بررسی و نسبت جرم به روشنایی را برای هشت مورد از این ساختارها، در دو حالت مختلف به‌دست می‌آوریم.

۲ روش‌شناسی

۲,۱ گرانش تعمیم‌یافته (موگ)

کنش MOG به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$S = S_G + S_\phi + S_S + S_M \qquad (1)$$

که S_G ، S_ϕ ، S_S و S_M به ترتیب کنش گرانشی انیشتن، کنش برداری بزرگ، کنش میدان اسکالر و کنش غبار بی‌فشار هستند و به صورت زیر تعریف می‌شوند:

$$S_G = \frac{-1}{16\pi}\int \frac{1}{G}(R + 2\Lambda)\sqrt{-g}\,d^4x \qquad (2)$$

$$S_\phi = \frac{-1}{4\pi}\int \omega[\frac{1}{4}B^{\mu\nu}B_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\mu^2\phi_\mu\phi^\mu + V_\phi(\phi_\mu\phi^\mu)]\sqrt{-g}\,d^4x \qquad (3)$$

$$S_S = -\int \frac{1}{G}[\frac{1}{2}g^{\alpha\beta}\left(\frac{\nabla_\alpha G\nabla_\beta G}{G^2} + \frac{\nabla_\alpha\mu\nabla_\beta\mu}{\mu^2}\right) + \frac{V_G(G)}{G^2} + \frac{V_\mu(\mu)}{\mu^2}]\sqrt{-g}\,d^4x \qquad (4)$$

$$S_M = \int(-\rho\sqrt{u^\mu u_\mu} - \omega Q_5 u^\mu\phi_\mu)\sqrt{-g}\,d^4x \qquad (5)$$

به طوری‌که $\beta_{\mu\nu} = \partial_\mu\phi_\nu - \partial_\nu\phi_\mu$ تانسور فارادی برای میدان برداری، ∇_νمشتق هموردای متناظر با متریک $g_{\mu\nu}$ ، ω ثابت جفت‌شدگی بی‌بعد، G میدان اسکالرنمایانگر قدرت جفت‌شدگی گرانشی، μ میدان اسکالر متناظر با جرم میدان برداری، $V_G(G)$ ، $V_\phi(\phi_\mu\phi^\mu)$ و $V_\mu(\mu)$ پتانسیل خودبرهم‌کنشی وابسته به میدان برداری و اسکالر، ρچگالی ماده و $Q_5 = k\boldsymbol{\rho}$ ممان مرتبه پنجم منبع نیرو هستند. در رابطه اخیر k نیز ثابت است [13].

به منظور یافتن عملکرد موگ بهتر است با بهره‌گیری از تقریب میدان ضعیف برای دینامیک میدان‌ها از حل دقیق حالت متقارن کروی و پایای میدان موگ برای یک جرم نقطه‌ای استفاده کنیم.

آشفتگی میدان‌ها حول فضا- زمان مینکوفسکی برای یک توزیع غیر نسبیتی از ماده منجر می‌شود به:

$$\varphi_{eff}(\vec{x}) = -G_N[\int \frac{\rho(\vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|}(1 + \alpha - \alpha e^{-\mu|\vec{x}-\vec{x}'|})d^3x'] \qquad (6)$$

و

$$a(\vec{x}) = -G\int \frac{\rho(\vec{x}')(\vec{x} - \vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|}[1 + \alpha - \alpha e^{-\mu|\vec{x}-\vec{x}'|}(1 + \mu|\vec{x} - \vec{x}'|)d^3x' \qquad (7)$$

در تقریب میدان ضعیف α و μ ثابت هستند ولی در حل دقیق حالت متقارن کروی پایا به جرم منبع وابسته هستند [17].

برای جرم نقطه‌ای می‌توان شتاب تعمیم یافته نیوتنی را برای میدان‌های گرانشی ضعیف به صورت جمع دو قسمت نیروی یوکاوا شکل و شتاب نیوتنی نوشت [12]:

$$a_{MOG}(\vec{r}) = \frac{G_N M(r)}{r^2}\{1 + \alpha[1 - e^{-\mu r}(1 + \mu r)]\} \qquad (8)$$

در اینجا، G_N ثابت گرانشی نیوتنی، α جفت شدگی قدرت بردار نیروی مرتبه پنجم ϕ_μ به ماده باریونی، μ بیانگر بازه نیرو و M جرم کل است.

۲٫۲ آنالیز جینز

می‌توانیم با استفاده از معادله جینز سرعت پخشی شعاعی را در میدان گرانش متقارن کروی را بیابیم [3]:

$$\frac{\mathrm{d}(\upsilon(\mathrm{r})\sigma_r^2(\mathrm{r}))}{\mathrm{dr}}+\frac{2\upsilon(\mathrm{r})}{r}\beta(r)\sigma_r^2(\mathrm{r})=-\upsilon(\mathrm{r})\frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{dr}} \qquad (9)$$

که در اینجا r، $\upsilon(\mathrm{r})$ ، $\beta(r)$ ، $\sigma_r^2(\mathrm{r})$ و $\phi(r)$ به ترتیب فاصله شعاعی از مرکز dSph، چگالی عددی فضایی dSph، ناهمسانگردی در سرعت، سرعت پخشی شعاعی به صورت تابعی از فاصله شعاعی و پتانسیل گرانشی هستند. در مختصات کروی می‌توان نوشت:

$$\frac{d^2\sigma_r^2(\mathrm{r})}{\mathrm{dr}}+\frac{A(\mathrm{r})\sigma_r^2(\mathrm{r})}{r}=-a(r) \qquad (10)$$

به طوری‌که $A(r)=2\beta(r)+\gamma(r)$ و $\gamma(r)=d\ln\upsilon(r)/d\ln r$.

در این مقاله فرض کرده‌ایم $\beta(r)=0$ باشد ولی در حالت کلی β نه صفر و نه ثابت است [12].

سرعت پخشی در راستای دید به صورت تابعی از فاصله تصویر شده از کهکشان میزبان به صورت زیر بیان می‌شود:

$$\sigma_{LOS}^2(R)=\frac{\int_0^\infty[y^2+(1-\beta(r))R^2]\,r^{-2}\sigma_r^2(\mathrm{r})\upsilon(y)dy}{\int_0^\infty\upsilon(y)\,dy} \qquad (11)$$

که در آن $y=\sqrt{r^2-R^2}$ است به طوری‌که R فاصله تصویر شده و r فاصله سه بعدی است. با اعمال این تغییر در معادله (11) داریم:

$$\sigma_{LOS}^2(R)=\frac{\int_R^\infty(r^2-\beta(r)R^2)\,\sigma_r^2(\mathrm{r})\upsilon(r)/r\sqrt{r^2-R^2}\,dy}{\int_R^\infty r\upsilon(r)/\sqrt{r^2-R^2}\ dy} \qquad (12)$$

۲٫۳ مدل چگالی جرمی

مدل‌های مختلفی برای توصیف چگالی جرمی یک سیستم کروی وجود دارد. ما در اینجا مدل هرنکویست را انتخاب کرده و تاکید می‌کنیم که تفاوت در انتخاب مدل‌های توصیف کننده چگالی جرمی، تاثیر قابل ملاحظه‌ای بر نتایج ندارد. این چگالی به صورت زیر بیان می‌گردد:

$$\rho_H(r)=\frac{Mr_0}{2\pi r(r+r_0)^3} \qquad (13)$$

در این معادله M جرم کل و $\boldsymbol{r_0}$ شعاع مشخصه است [3]. در این مقاله شعاع نیم جرم **dSph**ها به عنوان شعاع مشخصه به کار برده شده است.

۳ نتایج

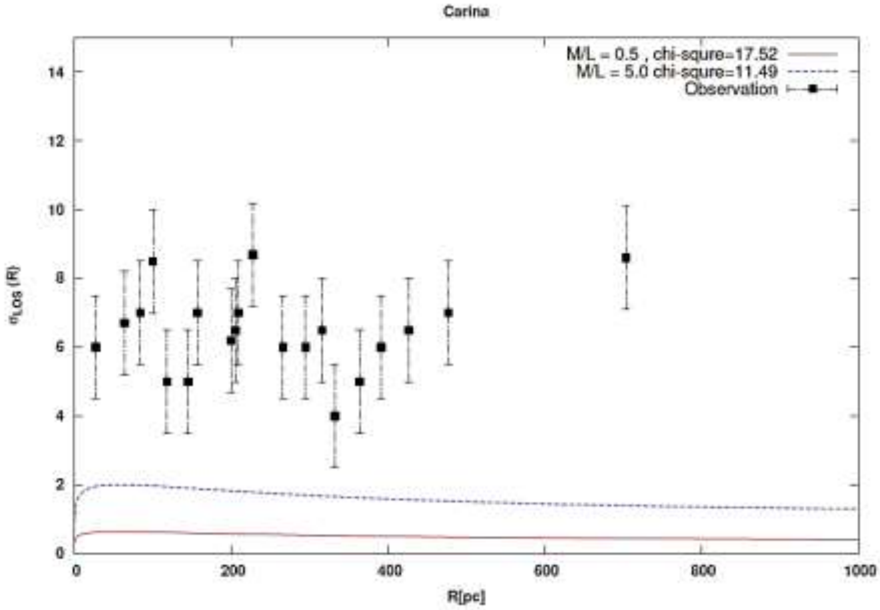
۳٫۱ α و μ به عنوان ثوابت جهانی

موفات و راهوار با استفاده از The HI Nearby Galaxy Survey Gatalogue مقادیر $\alpha_{rc}=13.0$ و $\mu_{rc}=0.15(kpc)^{-1}$ را به عنوان حد بالایی برای α و μ به عنوان ثوابتی جهانی معرفی کردند. سپس با اعمال

پتانسیل مؤثر ناشی از به کار بردن این ثوابت روی Ursa-Major Catalogue و برازش تئوری موگ متناظر با این پتانسیل به منحنی چرخش کهکشان‌ها نتایج قابل قبولی گرفتند[13].

با فرض α_{rc} و μ_{rc} به عنوان ثوابت جهانی و به‌کارگیری این مقادیر، ما تئوری موگ را با داده‌های سرعت پخشی در راستای دید dSph ها مطابقت دادیم. همان‌گونه که در جدول (1) می‌توان دید، اگر چه برای شش مورد از dSphها $\chi^2_{MOG} < \chi^2_N$است (در مورد Ursa Minor، $\chi^2_{MOG} > \chi^2_N$است اما این مقادیر بسیار نزدیک هستند.) اما نتایج نشان می‌دهند که نسبت جرم به درخشندگی ناشی از α_{rc} و μ_{rc} بسیار نزدیک به مقادیر متناظر حاصل از آنالیز نیوتنی هستند به طوری‌که تفاوت این مقادیر به صورت میانگین تنها 5.7 درصد است.

در نسبت‌های پایین جرم به درخشندگی مانند0.5 و 5 واحد خورشیدی، برازش تئوری موگ ناشی از α_{rc} و μ_{rc} به سرعت پخشی در راستای دید dSph ها نتایج معقولی به دست نمی‌دهد؛ برای مثال همان‌طور که در شکل (1) می‌توان دید برازش با داده‌های سرعت پخشی در راستای دید Carina به ترتیب مقادیر17.57 و 11.49 را برای χ^2 می‌دهد که این مقادیر را نمی‌توان به عنوان نتایج خوب در نظر گرفت.



شکل (1) : سرعت پخشی در راستای دید Carina به عنوان تابعی از فاصله تصویر شده متناظر با α_{rc} و μ_{rc} به ازای دو مقدار0.5 و 5.0 واحد خورشیدی از نسبت جرم به درخشندگی. داده‌های رصدی از [2] استخراج شده‌اند.

جدول (1): نسبت‌های جرم به درخشندگی حاصل از برازش تئوری موگ ناشی از $\alpha_{rc} = 13.0$ و $\mu_{rc} = 0.15(kpc)^{-1}$ به عنوان ثوابت جهانی به سرعت پخشی در راستای دید. جدول در ستون اول نام dSphها، ستون دوم شعاع نیم جرم dSphها از واکر و همکاران[25]، ستون سوم درخشندگی در باند V از انگوش[2]، ستون چهارم نسبت‌های جرم به روشنایی در باند V حاصل از برازش مدل نیوتنی به سرعت پخشی در راستای دید، ستون پنجم حداقل χ^2 متناظر با بهترین برازش با مدل نیوتنی، ستون ششم نسبت جرم به درخشندگی در باند V حاصل از برازش تئوری موگ به سرعت پخشی در راستای دید و ستون هفتم حداقل χ^2 متناظر با بهترین برازش با تئوری موگ آمده است.

Name	$R_0[pc]$	$L_V[10^5 L_\odot]$	$(M/L_v)_N$	χ^2_N	$(M/L_v)_{MOG}$	χ^2_{MOG}

Carina	241	4.4	$69.8^{+35.2}_{-27.9}$	1.01	$67.9^{+34.1}_{-27.2}$	0.93
Draco	196	3.3	$137^{+52.0}_{-43.5}$	2.30	$135.4^{+51.2}_{-43.1}$	2.14
Fornax	668	158.0	$15.9^{+2.9}_{-2.5}$	2.03	$13.8^{+2.5}_{-2.4}$	1.59
LeoI	246	76.0	$8.2^{+3.1}_{-2.5}$	1.40	$7.9^{+2.9}_{-2.6}$	1.12
LeoII	151	7.6	$22.9^{+12.1}_{-9.4}$	1.24	$22.5^{+11.9}_{-9.4}$	1.21
Sextans	682	6.3	$152.0^{+55.1}_{-46.8}$	1.06	$135.6^{+49.2}_{-41.6}$	0.85
Sculptor	260	28.0	$25.0^{+8.6}_{-7.2}$	1.49	$24.1^{+8.2}_{-7.0}$	1.25
UMi	280	11.0	$55.5^{+38.0}_{-28.0}$	1.24	$50.4^{+34}_{-25.8}$	1.34

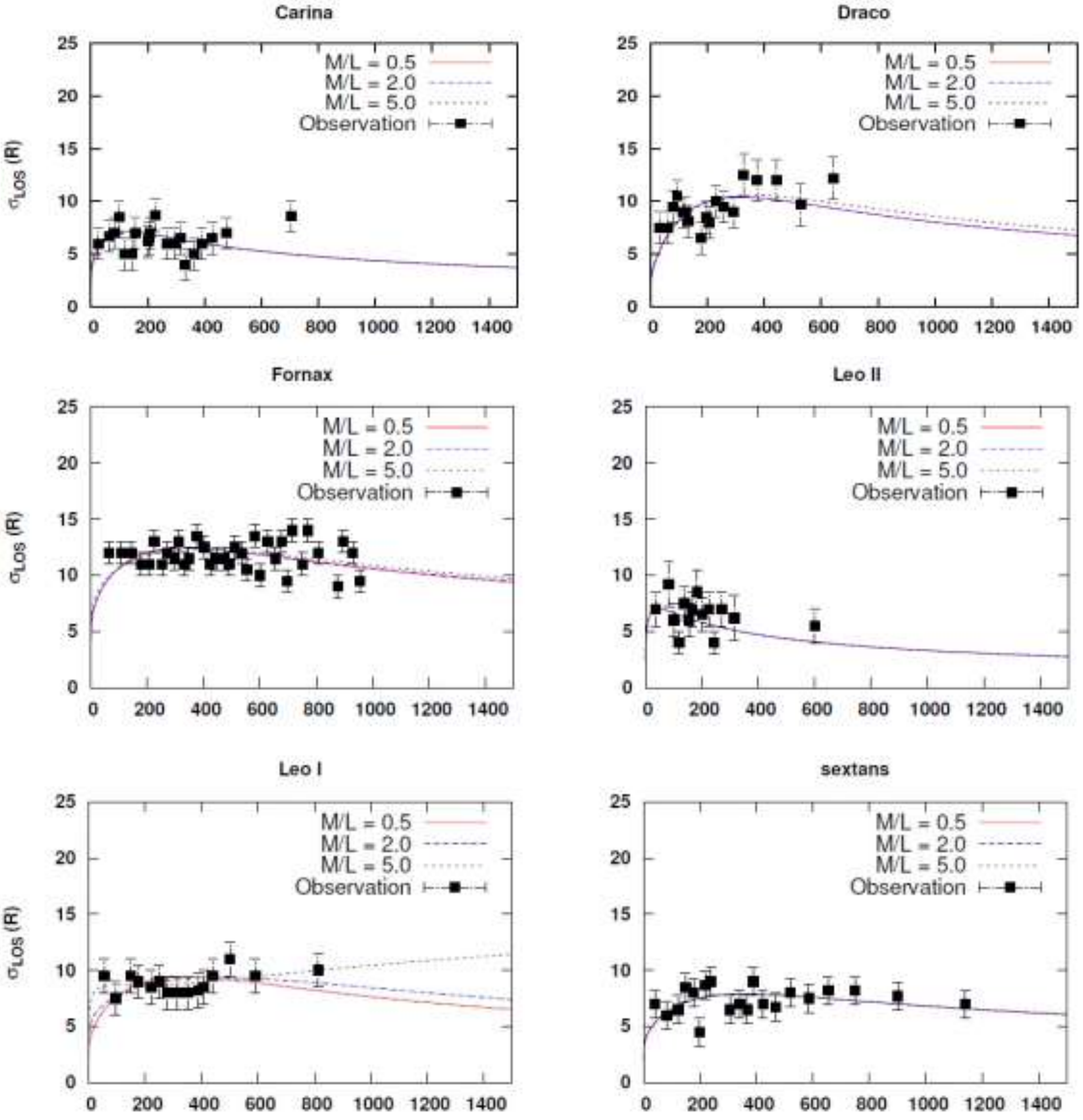
۳,۲ α و μ به عنوان پارامترهای برازش

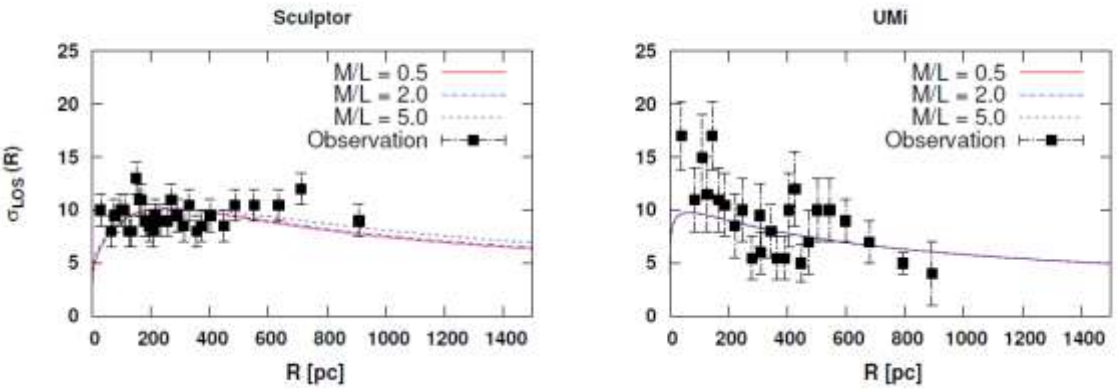
مطابق پیش‌بینی موفات و توث می‌توان α و μ را به عنوان توابعی از جرم منبع در نظر گرفت. آنها توانستند نتایج موگ را با استفاده از اصل کنش، مستقیما استخراج کنند و نشان دادند α و μ توابعی از جرم منبع هستند[16]. همچنین حقی و راهوار با بررسی سیستم‌های ماژلانی در چارچوب موگ نشان دادند α و μ با تغییرات فاصله تغییر می‌کنند[7]. جدول (2) نشان می‌دهد که بهره‌گیری از α و μ به عنوان پارامترهای برازش مقادیر قابل قبولی برای مینیمم χ^2 به ازای هر سه مقدار معقول در نظر گرفته شده برای نسبت جرم به درخشندگی (که این مقادیر با نتایج حاصل از SPS در توافق هستند) ارائه می‌دهد. مقادیر به‌دست آمده برای α و μ به عنوان پارامترهای آزاد برازش، از برازش تئوری موگ با سرعت پخشی در راستای دید dSphها، به صورت قابل ملاحظه‌ای بزرگتر از مقادیر α_{rc} و μ_{rc} هستند. شکل (2) نشان می‌دهد که سرعت پخشی در راستای دید به عنوان تابعی از فاصله تصویر شده برازش مطلوبی با داده‌های تجربی به ازای هر سه مقدار در نظر گرفته شده برای نسبت جرم به درخشندگی دارد.

جدول(2) : نتایج حاصل از برازش تئوری موگ با سرعت پخشی در راستای دید dSphها با اعمال α و μ به عنوان پارامترهای آزاد برازش. در این جدول ستون اول نام dSphها، ستون دوم سه مقدار معقول مختلف برای نسبت جرم به درخشندگی، ستون سوم مقادیر α به ازای بهترین برازش، ستون چهارم مقادیر μ به ازای بهترین برازش و ستون پنجم مقدار مینیمم χ^2 متناظر با بهترین برازش است.

Name	$(M/L_{\upsilon})_{MOG}$	α	$\mu[kpc]^{-1}$	χ^2
Carina	0.5	$151.4^{+75.1}_{-6.0}$	$20.0^{+\infty}_{-14.6}$	0.97
	2.0	$37.0^{+18.8}_{-15.0}$	$20.0^{+\infty}_{-14.2}$	0.97
	5.0	$14.2^{+7.5}_{-6.1}$	$20.0^{+\infty}_{-14.1}$	0.97
Draco	0.5	$617.9^{+223.4}_{-189.2}$	$6.0^{+3.0}_{-2.0}$	1.26
	2.0	$152.8^{+55.8}_{-47.4}$	$6.0^{+3.0}_{-1.9}$	1.24
	5.0	$70.2^{+26.3}_{-22.3}$	$5.0^{+2.3}_{-1.6}$	1.21
Fornax	0.5	$33.6^{+6.0}_{-5.6}$	$8.0^{+\infty}_{-4.0}$	1.90
	2.0	$7.8^{+1.8}_{-1.5}$	$7.0^{+\infty}_{-3.0}$	1.86
	5.0	$2.7^{+0.6}_{-0.7}$	$5.0^{+12.0}_{-2.1}$	1.77
Leo I	0.5	$26.2^{+9.7}_{-8.2}$	$5.0^{+4.2}_{-2.0}$	0.88
	2.0	$7.9^{+3.6}_{-3.1}$	$3.0^{+1.8}_{-1.3}$	0.63
	5.0	$47.6^{+36.3}_{-29.8}$	$3.0^{+1.0}_{-2.0}$	0.31

Leo II	0.5	$45.0^{23.2}_{-18.5}$	$90.0^{+\infty}_{-81.5}$	1.34
	2.0	$10.5^{+5.8}_{-4.6}$	$90.0^{+\infty}_{-82.3}$	1.34
	5.0	$3.6^{+2.3}_{-1.9}$	$90.0^{+\infty}_{-83.8}$	1.34
Sextans	0.5	$366.1^{+129.4}_{-109.9}$	$7.0^{+\infty}_{-3.6}$	0.95
	2.0	$90.6^{+32.9}_{-27.5}$	$7.0^{+\infty}_{-3.6}$	0.95
	5.0	$35.5^{+13.0}_{-11.0}$	$7.0^{+\infty}_{-3.7}$	0.95
Sculptor	0.5	$69.2^{+23.7}_{-20.6}$	$8.0^{+11.5}_{-3.3}$	1.21
	2.0	$17.3^{+6.4}_{-5.4}$	$7.0^{+8.3}_{-2.9}$	1.16
	5.0	$7.4^{+3.2}_{-2.7}$	$5.0^{+4.2}_{-2.0}$	1.05
UMi	0.5	$110.1^{+74.3}_{-55.4}$	$90.0^{+\infty}_{-494.2}$	1.30
	2.0	$26.8^{+18.6}_{-13.9}$	$90.0^{+\infty}_{-894.5}$	1.30
	5.0	$10.1^{+7.5}_{-5.6}$	$90.0^{+\infty}_{-895.1}$	1.30





شکل (2): سرعت پخشی در راستای دید هشت dSph به‌عنوان تابعی از فاصله تصویر شده متناظر با مقادیر α و μ حاصل از بهترین برازش به ازای هر سه مقدار نسبت جرم به درخشندگی. داده‌های رصدی از [2] گرفته شده‌اند.

٤ بحث و نتیجه‌گیری

ما سرعت پخشی در راستای دید هشت dSph کهکشان راه شیری را در چارچوب نظریه موگ بررسی کردیم. با استفاده از داده‌های تجربی که قبلا انگوش برای مطالعه این ساختارها در چارچوب نظریه MOND از آنها بهره گرفته بود[2]، تخمین میدان ضعیف موگ که شامل میدان‌های تانسوری، برداری و اسکالر است، نتایج آشفتگی کنش موگ حول فضا–زمان مینکوفسکی و معادله حرکت ذره آزمون سنگین؛ دینامیک dSphها را بررسی کردیم.

پتانسیل مؤثر–معادله (6)– برای توزیع دلخواهی از ماده دو قسمت دارد؛ قسمت جاذبه و قسمت یوکاوا–مانند. به‌علاوه این معادله به دو پارامتر α و μ وابسته است.

مطابق پیش‌بینی‌های SPS برای dSphها به عنوان سیستم‌های با درخشندگی پایین، توجیه مقادیر بالا برای سرعت پخشی در راستای دید با مشکل مواجه است. به همین دلیل برای تولید این مقادیر بالا باید در معادله (12) مقادیر $\sigma^2(r)$ افزایش یابند که این خود مستلزم افزایش مقادیر شتاب است. در معادله (8) شتاب گرانشی به α، μ و M وابسته است که با تغییر این مؤلفه‌ها می‌توان مقادیر مختلفی را برای شتاب گرانشی به دست آورد. در این معادله هر چقدر μ کوچکتر شود مقدار μr به سمت صفر میل می‌کند و شتاب موگ به شتاب نیوتنی نزدیک‌تر می‌شود. به عبارت دیگر به ازای μهای خیلی کوچک شتاب موگ مستقل از α و μ می‌شود. از سوی دیگر اگرμ خیلی بزرگ باشد مقدار $e^{-\mu r}$ به سمت صفر میل می‌کند و شتاب موگ مستقل از μ می‌شود. به عبارت دیگر:

$$\mu \ll 1 \implies \mu r \to 0,\ e^{-\mu r} \to 1,\ a_{MOG} = a_N \qquad (14)$$
$$\mu \gg 1 \implies e^{-\mu r} \to 0,\ a_{MOG} = a_N(\alpha + 1). \qquad (15)$$

برای توصیف مقادیر نسبتا بالای سرعت پخشی در راستای دید dSphها به عنوان سیستم‌های با درخشندگی پایین ناگزیریم از مقادیر نسبتا بالاتری برای α و μ در مقایسه با سیستم‌های با درخشندگی بالا استفاده کنیم. به عنوان اولین گام با بهره‌گیری از مقادیر α_{r_c} و μ_{r_c} به عنوان ثابت‌های جهانی (ناشی از برازش موگ با منحنی سرعت کهکشان‌ها [13]) و نسبت جرم به درخشندگی به عنوان پارامتر آزاد سعی در برازش تئوری موگ به دادهذهای سرعت پخشی در راستای دید dSphها نمودیم. جدول (۱) نشان می‌دهد که نتایج حاصل شده بسیار شبیه نتایج حاصل از آنالیز

نیوتنی هستند. گرچه $(M/L)_{MOG} < (M/L)_N$ است اما مقادیر Mog ($\frac{M}{L}$) کماکان بیشتر از آن چیزی هستند که با نتایج SPS قابل توجیه باشند.

در گام بعدی تئوری موگ با استفاده از α و μ به عنوان پارامترهای آزاد برازش و برای سه مقدار مختلف قابل توجیه با نتایج حاصل از SPS به داده‌های سرعت پخشی در راستای دید dSph برازش دادیم. جدول (2) نشان می‌دهد که در تمام موارد، نتیجه بهترین برازش، مقادیر بالاتری برای α و μ نسبت به پیش‌بینی‌های ناشی از برازش موگ با منحنی سرعت کهکشان‌ها به دست می‌دهد. مقادیر به دست آمده برای α و μ در این حالت برای هر یک از موارد متفاوت و مؤثر از مقدار درخشندگی سیستم است. همچنین شکل (2) نشان می‌دهد که در این حالت سرعت پخشی در راستای دید به‌عنوان تابعی از فاصله تصویر شده به ازای هریک از مقادیر معقول در نظر گرفته شده برای نسبت جرم به درخشندگی به خوبی با داده‌های تجربی توافق دارد.

یادآور می‌شویم که ناهمسانگردی در سرعت‌ها تاثیر قابل ملاحظه‌ای بر نتایج ندارد ولی می‌توان برای برازش دقیق‌تر این عامل را در نظر گرفت. به عنوان نکته پایانی باید گفت که یا α و μ و در نتیجه تئوری موگ به ابعاد ساختار وابسته است، و یا اینکه بپذیریم که تئوری موگ با در نظر گرفتن α و μ به عنوان ثوابت جهانی قادر به توصیف دینامیک کهکشان‌های کوتوله کروی نیست.

۵. مراجع

[1]- Aaeronson, M.1983, *APJ*, **266** ,L11
[2]- Angus, G. W. 2008, *MNRAS*, **387**, 1481, A
[3]- Binney, J.; Tremaine, S. 1987, *Galactic Dynamics* (Princeton university Press)
[4]- Gilmore G., Wilkinson M., Kleyna J., Koch A., Evans W., Wyse R. F. G.; Grebel E.K., 2007, *ApJ*, **663**,948
[5]- Gilmore G., Wilkinson M., Kleyna J., Koch A., Evans W., Wyse R.F.G.; Grebel E.K., 2007, *Nuclear Physics B (proc. suppl.)*, **173**, 15
[6]- Grebel, K., Gallagher, J. S. ; Harbeck, D. 2003, *APJ*, **125**, 1926, G
[7]- Haghi, H.; Rahvar, S. 2010, *IJTP*,**49**,1004 H
[8]- Kleyna, J. T., Wilkinson, M. I., Evans, N. W.; Gilmore, G. 2004, *MNRAS*, **354**, L66
[9]- Kleyna, J., Wilkinson, M. I., Evans, N. W., Gilmore, G.; Frayn, C. 2002, *MNRAS*, **330**,792
[10]- Kleyna, J. T., Wilkinson, M. I., Gilmore, G.; Evans, N. W. 2003, *ApJ*, **588**, L21
[11]- Moffat, J. W. 2005, *JCAP*, **05,** 003 M
[12]- Moffat, J. W. 2007, *arXiv*, **0708.1264**, M
[13]- Moffat, J. W.; Rahvar, S. 2013, *MNRAS*, **436**, 1439 M
[14]- Moffat, J. W.; Toth, V. T., 2008, *APJ*, **680**, 1158 M
[15]- Moffat, J. W.; Toth, V. T., 2009, *arXiv*, **0901.1927** M
[16]- Moffat, J. W.; Toth, V. T., 2009, *Classical and Quantum gravity*, ***26,*** *h5002 M*
[17]- Moffat, J. W.; Toth, V. T., 2010, *AIPC*, **1241**,1066 M
[18]- Moffat, J. W.; Toth, V. T., 2010, *arXiv*, **1005.2685** M
[19]- Moffat, J. W.; Toth, V. T., 2011, *arXiv*, **1104.2957** M
[20]- Munoz, R. R., Frinchaboy, P. M., Majewski, S. R., Kuhn, J. R., Chou, M. Y., Palma, C., Sohn, S. T., Patterson, R. J.; Siegel, H. 2005, *APJ*, **631**, L137
[21]- Munoz, R. R., Majewski, S. R., Kunkel, W.E., Frinchaboy, P. M., Nidever, D.L., Crnojevic, D., Patterson, R. J., Crane, J. D., Johnston, K. V., Sohn, S. T., Bernstein, R.; Shectman, S. 2006, *APJ*, **649**, 201 M
[22]- Simon, J. D.; Geha, M. 2007 *APJ*, **670**, 313 S
[23]- Walker, M. G., Mateo, M., Olszewiki, E. W, Gnedin, O. Y., Wang, X., Sen, B.; Woodroofe, M. 2007, *APJ*, **667**, L53 W
[24]- Walker, M. G., Mateo, M., Olszewiki, E. W, Pal, J. K., Sen, B.; Woodroofe, M. 2006, *APJ*, **642**, L41
[25]- Walker, M. G., Mateo, M., Olszewiki, E. W, penarrubia, J., Evans, N. W.; Gilmore, G. 2009, *APJ*,**704**, 1274, W

Dynamics of cold clouds in the broad-line region of AGNs

Fazeleh Khajenabi

Golestan University

ABSTRACT

We investigate orbital motion of Broad-Line Region (BLR) clouds in AGNs by considering central gravitational force and non-isotropic radiation force. It is assumed that the intercloud gas can be described using Advection-Dominated Accretion Flows (ADAFs) where its pressure distribution depends on both the radial distance and the latitudinal angle. We also discuss about stability of the orbits and a condition for the existence of bound orbits is obtained. It is shown that BLR clouds tend to populate the equatorial regions more than other parts simply because of the stability considerations. Drag force may also affect orbit of BLR clouds as we discuss.

معرفی اختر زیست شناسی

سهراب راهوار
دانشگاه صنعتی شریف

چکیده

آشکار سازی سیارات فراخورشیدی درسال های اخیر به همراه شبیه سازی های دقیق برای پی بردن به منشاء تشکیل سیارات از یک طرف و رشد علم بیو فیزیک از نظر کنکاشت فرایند تشکیل حیات منجر به تولد علم جدیدی به نام اختر زیست شناسی شده است. این سخنرانی جهت معرفی این شاخه از علم می باشد. در این سخنرانی، منشاء کیهان شناختی عناصر لازم برای زیست، تشکیل ملکول های عالی در فضای میان ستاره ای، تشکیل ستاره ها و تشکیل سیارات قابل زیست معرفی خواهد شد. در بخش دوم سخنرانی به داده های موجود از سیارات فراخورشیدی و برنامه های رصدی آینده در این زمینه خواهیم پرداخت. در نهایت فرآیند تشکیل زیست ساختارهای اولیه و تحول زیست کره ی زمین معرفی خواهد شد.

Intermediate inflation in a non-canonical setting

K. Rezazadeh[1], K. Karami[1] and P. Karimi[2]
[1] *Department of Physics, University of Kurdistan, Pasdaran St., Sanandaj, Iran*
[2] *Education Organization of Kurdistan Province, Sanandaj, Iran*

We study the intermediate inflation in a non-canonical scalar field framework with a power-like Lagrangian. we obtain an inverse power law inflationary potential and approximate the total e-fold number of inflation in our model. Then, we estimate the inflationary observables and show that in contrast with the standard canonical intermediate inflation, our non-canonical model is compatible with the observational results of Planck 2015. Subsequently, we obtain an approximation for the energy scale at the initial time of inflation and show that it can be of order of the Planck energy scale. Therefore, we can resolve one of the mysteries of the inflation theory.

PACS numbers: 98.80.Cq

I. INTRODUCTION

Inflationary scenario is one important part of modern cosmology. In this scenario, it is believed that a rapid expansion has occurred in the very early stages of our universe. Consideration of this fast accelerated expansion can resolve some of basic problems of the Hot Big Bang cosmology, such as horizon problem, flatness problem and relic particle abundances problem.

In the standard model of inflation, a canonical kinetic term is included in Lagrangian and usually this term is dominated by the potential term. But also there are some models of inflation in which the kinetic term can be different from the standard canonical one [1–5]. These models are known as the non-canonical models of inflation.

In this paper, we focus on the intermediate inflation in a non-canonical setting. First, we turn to obtain the inflationary potential for our model. Then, we approximate the total e-fold number of inflation in our model. In addition, we estimate the inflationary observables and compare them with the observational results of Planck 2015 [6]. Subsequently, we find an approximation for the energy scale at the start of inflation.

II. INTERMEDIATE INFLATION IN A NON-CANONICAL FRAMEWORK

Let us consider the following action

$$S=\int \mathrm{d}^4x\,\sqrt{-g}\,\mathcal{L}(X,\phi), \tag{1}$$

where $\mathcal{L}$, ϕ and $X\equiv\partial_\mu\phi\partial^\mu\phi/2$ are the Lagrangian, the inflaton scalar field and the kinetic term, respectively. The energy density ρ_ϕ and pressure p_ϕ of the scalar field for the above action are given by [1–5]

$$\rho_\phi=2X\left(\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial X}\right)-\mathcal{L}, \tag{2}$$

$$p_\phi=\mathcal{L}. \tag{3}$$

In this work, we consider the flat FRW metric. Therefore, the kinetic term turns into $X=\dot{\phi}^2/2$. Also, dynamics of the universe is determined by the Friedmann equation

$$H^2=\frac{1}{3M_P^2}\rho_\phi, \tag{4}$$

together with the acceleration equation

$$\frac{\ddot{a}}{a}=-\frac{1}{6M_P^2}\left(\rho_\phi+3p_\phi\right), \tag{5}$$

where $M_P=1/\sqrt{8\pi G}$ is the reduced Planck mass, a is the scale factor and $H\equiv\dot{a}/a$ is the Hubble parameter.

The first and second slow-roll parameters are defined as

$$\varepsilon=-\frac{\dot{H}}{H^2}, \tag{6}$$

$$\eta=\varepsilon-\frac{\dot{\varepsilon}}{2H\varepsilon}, \tag{7}$$

respectively. In the slow-roll approximation, we have $\varepsilon\ll 1$ and $|\eta|\ll 1$.

In this paper, we assume that in the action (1), the Lagrangian has the power-like form

$$\mathcal{L}(X,\phi)=X\left(\frac{X}{M^4}\right)^{\alpha-1}-\,V(\phi), \tag{8}$$

where α is a dimensionless parameter and M is a parameter with dimensions of mass [3–5]. For $\alpha=1$, the above Lagrangian turns into the standard canonical Lagrangian $\mathcal{L}(X,\phi)=X-V(\phi)$.

Inserting the Lagrangian (8) into Eqs. (2) and (3), we find the energy density and pressure of the scalar field ϕ as

$$\rho_\phi = (2\alpha-1)\,X\left(\frac{X}{M^4}\right)^{\alpha-1} + V(\phi), \tag{9}$$

$$p_\phi = X\left(\frac{X}{M^4}\right)^{\alpha-1} - V(\phi). \tag{10}$$

We can show that by use of the slow-roll conditions for the Lagrangian (8), the first slow-roll parameter (6) is related to the potential $V(\phi)$ as

$$\varepsilon_V = \left[\frac{1}{\alpha}\left(\frac{3M^4}{V(\phi)}\right)^{\alpha-1}\left(\frac{M_P V'(\phi)}{\sqrt{2}\,V(\phi)}\right)^{2\alpha}\right]^{\frac{1}{2\alpha-1}}, \tag{11}$$

Also, in the slow-roll regime, the potential energy dominates the kinetic energy and thus the Friedmann equation (4) reduces to

$$H^2(\phi) = \frac{1}{3M_P^2}V(\phi). \tag{12}$$

Moreover, in the slow-roll regime, the evolution equation of the scalar field is [4]

$$\dot\phi = -\theta\left\{\left(\frac{M_P}{\sqrt{3}\alpha}\right)\left(\frac{\theta V'(\phi)}{\sqrt{V(\phi)}}\right)\left(2M^4\right)^{\alpha-1}\right\}^{\frac{1}{2\alpha-1}}, \tag{13}$$

where $\theta = 1$ when $V'(\phi) > 0$ and $\theta = -1$ when $V'(\phi) < 0$.

In this paper, we are interested in studying the intermediate inflation with the scale factor

$$a(t) = \exp\left[A(M_P t)^f\right], \tag{14}$$

where $A > 0$ and $0 < f < 1$ [7–9].

With the help of Eqs. (4), (5), (9) and (10) for the intermediate scale factor (14), we find the inflationary potential as [5]

$$V(\phi) = V_0\left(\frac{\phi}{M_P}\right)^{-s}, \tag{15}$$

where

$$s = \frac{4\alpha(1-f)}{2\alpha+f-2}, \tag{16}$$

and

$$V_0 = \frac{3\times 2^{\frac{6\alpha(1-f)}{2\alpha+f-2}}\alpha^{\frac{2(2\alpha-1)(1-f)}{2\alpha+f-2}}\bar{M}^{-\frac{8(\alpha-1)(1-f)}{2\alpha+f-2}}}{(2\alpha+f-2)^{\frac{4\alpha(1-f)}{2\alpha+f-2}}} \times (Af)^{\frac{4\alpha-2}{2\alpha+f-2}}(1-f)^{\frac{2(1-f)}{2\alpha+f-2}}M_P^4, \tag{17}$$

where $\bar{M} \equiv M/M_P$. We see that the potential driving the intermediate inflation in our non-canonical framework, like the potential of the standard canonical case [9], has inverse power law form.

III. ENERGY SCALE AT THE INITIAL TIME OF INFLATION

It is convenient to express the amount of inflation with respect to the e-fold number defined as

$$N \equiv \ln\left(\frac{a_e}{a}\right). \tag{18}$$

The above definition leads to

$$dN = -Hdt = -\frac{H}{\dot\phi}d\phi. \tag{19}$$

Here, we are interested in obtaining the evolution of the scalar field ϕ in terms of the e-fold number N. To this end, in Eq. (19) we replace H and $\dot\phi$ from Eqs. (12) and (13), respectively. We notice that the potential (15) has inverse power law form, thus $V'(\phi) < 0$ and consequently we take $\theta = -1$ in Eq. (13). Now, we can solve the differential equation (19). To determine the initial condition, we use the first potential slow-roll parameter (11) which for our inflationary potential (15), reads

$$\varepsilon_V = \frac{2^{\frac{3\alpha f}{2\alpha+f-2}}\alpha^{\frac{f(2\alpha-1)}{2\alpha+f-2}}\bar{M}^{-\frac{4f(\alpha-1)}{2\alpha+f-2}}(1-f)^{\frac{2(\alpha+f-1)}{2\alpha+f-2}}}{(Af)^{\frac{2(\alpha-1)}{2\alpha+f-2}}(2\alpha+f-2)^{\frac{2\alpha f}{2\alpha+f-2}}} \times\left(\frac{\phi}{M_P}\right)^{-\frac{2\alpha f}{2\alpha+f-2}}. \tag{20}$$

This is a decreasing function during inflation and hence the relation $\varepsilon_V = 1$ is related to the initial time of inflation [10]. Consequently, the value of the scalar field at the start of inflation is obtained as

$$\phi_i = \frac{2\sqrt{2}\alpha^{\frac{2\alpha-1}{2\alpha}}\bar{M}^{-\frac{2(\alpha-1)}{\alpha}}(Af)^{\frac{1-\alpha}{\alpha f}}(1-f)^{\frac{\alpha+f-1}{\alpha f}}}{2\alpha+f-2}M_P. \tag{21}$$

With this initial condition, the differential equation (19) gives

$$\phi = \frac{2\sqrt{2}\alpha\mu^{\frac{2(\alpha-1)}{\alpha}}(1-f)^{\frac{1}{2\alpha}}}{\alpha^{\frac{1}{2\alpha}}(2\alpha+f-2)(Af)^{\frac{\alpha-1}{\alpha f}}} \times\left[f(N_i-N-1)+1\right]^{\frac{2\alpha+f-2}{2\alpha f}}M_P, \tag{22}$$

where N_i is the e-fold number corresponding to the initial time of inflation.

In the slow-roll approximation, the power spectrum of scalar perturbations for our non-canonical model (8) acquires the form [3–5]

$$\mathcal{P}_s = \frac{1}{72\pi^2 c_s}\left(\frac{6^\alpha \alpha V(\phi)^{5\alpha-2}}{M_P^{14\alpha-8}\bar{M}^{4(\alpha-1)}V'(\phi)^{2\alpha}}\right)^{\frac{1}{2\alpha-1}}_{aH=c_s k}. \tag{23}$$

This quantity should be evaluated at the sound horizon exit specified by $aH = c_s k$ where k is the comoving wavenumber and c_s is the sound speed defined as [1–5]

$$c_s^2 = \frac{\partial p_\phi / \partial X}{\partial \rho_\phi / \partial X}. \tag{24}$$

For our non-canonical model (8), it reduces to

$$c_s = \frac{1}{\sqrt{2\alpha - 1}}, \tag{25}$$

which is a constant quantity. Using Eqs. (15) and (22) in Eq. (23) and after some simplifications, we get

$$\mathcal{P}_s = \frac{\sqrt{2\alpha-1}(Af)^{2/f}}{8\pi^2(1-f)} \left[f(N_i - N - 1) + 1\right]^{3-\frac{2}{f}}. \tag{26}$$

In the above equation, we see that for the value of $f = 2/3$, the scalar power spectrum is independent of the e-fold number N and we expect a Harrison-Zel'dovich scale invariant spectrum. The scalar spectral index is defied as

$$n_s - 1 \equiv \frac{d \ln \mathcal{P}_s}{d \ln k}. \tag{27}$$

Here, we use the equation $aH = c_s k$ and we note that H is approximately constant during slow-roll inflation, and also c_s is constant for our non-canonical model. Therefore, we get

$$d \ln k = -dN. \tag{28}$$

Using this relation together with Eqs. (27) and (26), we obtain the scalar spectral index as

$$n_s = 1 - \frac{2-3f}{f(N_i - N - 1) + 1}. \tag{29}$$

In addition, using Eqs. (28) and (29), we find the running of the scalar spectral index as

$$\frac{dn_s}{d \ln k} = \frac{(2-3f)f}{\left[f(N_i - N - 1) + 1\right]^2}. \tag{30}$$

The power spectrum of the tensor perturbations for our non-canonical model (8) is given by [2]

$$\mathcal{P}_t = \frac{2}{3\pi^2} \left(\frac{V(\phi)}{M_P^4} \right)_{aH=k}, \tag{31}$$

where it should be calculated at the horizon exit specified by $aH = k$. Inserting Eqs. (15) and (22) into Eq. (31), we obtain

$$\mathcal{P}_t = \frac{2(Af)^{2/f}}{\pi^2} \left[f(N_i - N - 1) + 1\right]^{-\frac{2(1-f)}{f}}. \tag{32}$$

The tensor spectral index is defined as

$$n_t \equiv \frac{d \ln \mathcal{P}_t}{d \ln k}. \tag{33}$$

With the help of Eqs. (28), (32) and (33), we obtain the following relation for the tensor spectral index

$$n_t = -\frac{2(1-f)}{f(N_i - N - 1) + 1}. \tag{34}$$

Another important inflationary observable is the tensor-to-scalar ratio defined as

$$r \equiv \frac{\mathcal{P}_t}{\mathcal{P}_s}. \tag{35}$$

Substituting Eqs. (26) and (32) into (35), we obtain the tensor-to-scalar ratio as

$$r = \frac{16(1-f)}{\sqrt{2\alpha-1}\left[f(N_i - N - 1) + 1\right]}. \tag{36}$$

Now, using Eqs. (25), (34) and (36), we see that the consistency relation for our non-canonical model [3–5]

$$r = -8 c_s n_t \tag{37}$$

is satisfied.

If we evaluate the inflationary potential (15) at ϕ_i given by Eq. (21), we find the potential energy at the initial time of inflation as

$$V_i \equiv V(\phi_i) = 3(Af)^{2/f}(1-f)^{-\frac{2(1-f)}{f}} M_P^4. \tag{38}$$

Here, we take $\alpha = 20$ and $f = 1/4$ and set $A = 4.119$ as determined in [5]. In addition, we take the e-fold number of the horizon exit as $N_* = 60$. Now, if we fix $\mathcal{P}_s|_{N_*} = 2.207 \times 10^{-9}$ from Planck 2015 TT,TE,EE+lowP data combination [6] in Eq. (26), then we find the e-fold number corresponding to the initial time of inflation as $N_i = 201$. We define the total e-fold number as $N_{\rm tot} \equiv N_i - N_e$ where N_e is the e-fold number corresponding to the end time of inflation and vanishes according to definition (18). Therefore, our non-canonical inflationary model predicts the total e-fold number of inflation as $N_{\rm tot} = 201$. It should be reminded that this value is an approximation according to Linde's idea about the eternal inflation [11,12].

In order to show the consistency of our discussion, we estimate the inflationary observables and compare them with the Planck 2015 observational results. For this purpose, we evaluate the inflationary observables at $N_* = 60$. Therefore, using Eq. (29) we obtain $n_s = 0.9653$ which lies in the range with 68% CL allowed by Planck 2015 TT,TE,EE+lowP data ($n_s = 0.9644 \pm 0.0049$) [6]. Also, from Eqs. (30) and (36), we get $dn_s/d\ln k = 0.0002$ and $r = 0.0534$, respectively, which are in agreement with Planck 2015 TT,TE,EE+lowP data at 68% CL [6]. Furthermore, from Eq. (34) we see that our model predicts the tensor spectral index as $n_t = -0.0417$ that can be checked by precise measurements in the future. Therefore, we conclude that in contrast with the standard canonical inflation, our non-canonical model is consistent with the Planck 2015 observational results.

At this point, we obtain an approximation for the energy scale at the start of inflation. To this end, we use Eq.

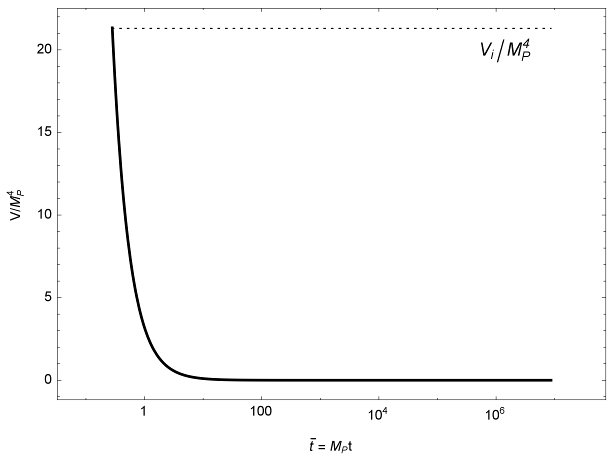


FIG. 1. Evolution of the inflationary potential (15) versus the dimensionless time $\bar{t} = M_P t$. The dotted line specifies the potential energy at the initial time of inflation.

(38) and find the potential energy at the initial time of inflation as $V_i = 21.30 M_P^4$. Therefore, we find the energy scale at the start of inflation as $V_i^{1/4} \sim M_P \sim 10^{18}$GeV which is of order of the Planck energy scale. Therefore, we can provide a reasonable explanation for one of the mysteries of the inflation theory that the energy scale defined by the energy density of the universe at horizon exit is a few orders of magnitude less than the Planck energy scale and is approximately of order $M_P/100 \sim 10^{16}$ GeV according to observational results, while we expect that inflation occurs at the energy scale of order $M_P \sim 10^{18}$GeV [13]. In fact, we resolve this problem by implying that inflation begins from the energy scale of order M_P but it converges rapidly to the energy scale of order $M_P/100$ at which the slow-roll behaviour occurs so that the horizon exit takes place at this energy scale. In order to show this remark more concretely, we use Eq. (15) to plot the evolution of inflationary potential versus dimensionless time. This plot is demonstrated in Fig. 1. It should be noted that we could solve this problem in our inflationary model because the slow-roll conditions are not perfectly satisfied during a short period of time at the beginning of inflation. To show this fact, we use Eq. (6) for the intermediate scale factor (14) and plot the evolution of the first slow-roll parameter relative to dimensionless time in Fig. 2. This figure shows that after a short period of time, inflation rapidly enters the slow-roll regime ($\varepsilon \ll 1$) in which the horizon crossing takes place.

IV. CONCLUSIONS

Here, we investigated the intermediate inflation characterized by the scale factor $a(t) = \exp\left[A(M_P t)^f\right]$ where $A > 0$ and $0 < f < 1$ in a non-canonical framework with

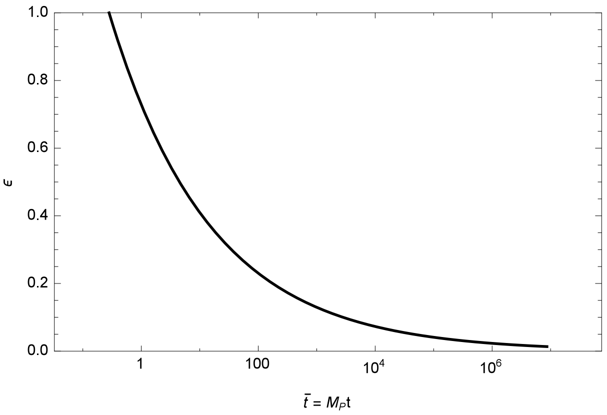


FIG. 2. Evolution of the first slow-roll parameter (6) versus the dimensionless time $\bar{t} = M_P t$.

a power-like Lagrangian. We showed that in our non-canonical framework, the intermediate inflation is driven by the inverse power law potential. Having the inflationary potential in hand, we turned to find an approximation for the total e-fold number of inflation in our model. Subsequently, we estimated the inflationary observables and showed that in contrast with the standard canonical intermediate inflation, our non-canonical model of intermediate inflation can be compatible with Planck 2015 results. Finally, we obtained an approximation for the energy scale at the initial time of inflation and showed that it can be of order of the Planck energy scale. Therefore, we could provide a convincing explanation for one the mysteries of the inflation theory.

[1] C. Armendariz-Picon, T. Damour, V. Mukhanov, Phys. Lett. B **458**, 209 (1999).
[2] J. Garriga, V.F. Mukhanov, Phys. Lett. B **458**, 219 (1999).
[3] S. Unnikrishnan, V. Sahni, A. Toporensky, JCAP **08**, 018 (2012).
[4] S. Unnikrishnan, V. Sahni, JCAP **10**, 063 (2013).
[5] K. Rezazadeh, K. Karami, P. Karimi, arXiv:1411.7302.
[6] P.A.R. Ade, et al., arXiv:1502.02114.
[7] J.D. Barrow, Phys. Lett. B **235**, 40 (1990).
[8] J.D. Barrow, A.R. Liddle, Phys. Rev. D **47**, 5219 (1993).
[9] J.D. Barrow, N.J. Nunes, Phys. Rev. D **76**, 043501 (2007).
[10] X.M. Zhang, J.Y. Zhu, JCAP **02**, 005 (2014).
[11] A.D. Linde, Phys. Lett. B **175**, 395 (1986).
[12] A.D. Linde, Mod. Phys. Lett. A **1**, 81 (1986).
[13] S. Weinberg, *Cosmology*, Oxford University Press (2008).

Stability of galactic disks in MOG

Mahmood Roshan

Ferdowsi university of Mashhad

Abstract

In this paper, I review the current status of the Modified Gravity (the so-called MOG). Then I will consider the local/ global gravitational stability of self-gravitating disks in MOG. In the case of local stability, we find the generalized version of the Toomre's stability criterion for fluid disks as well as stellar disks and discuss some possible deviations between MOG and Newtonian gravity. For global stability, we use numerical simulations using the predictor-corrector method. I will present our last results obtained from the above mentioned simulations.

دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان
هجدهمین گردهمایی پژوهشی نجوم ایران
۲۴ و ۲۵ اردیبهشت ۱۳۹۴

Motion Of Test Particle In The Space Time Of Black Hole In Conformal Weyl Gravity

Soroushfar Saheb, Saffari Reza and Hoseini Bahareh
Department of Physics, University of Guilan, P.O.Box: 41335-1914, Rasht, Iran.

In this paper we consider the motion of test particles in the black hole space-time given by P. D. Mennheim and D. Kazanas. We derive the analytical solutions for the equation of motion of neutral test particles. the geodesic equations can be solved in terms of Weierstrass elliptic functions and derivatives of Kleinian sigma functions. the different types of the resulting orbits are characterized in terms of the conserved energy and angular momentum.

I. INTRODUCTION

One of such alternative theories of gravity is Conformal Gravity(CG)(Maldacena, 1997), a gravitational theory which is based on a large symmetry principle known as conformal symmetry. Intuitively, beside of local Lorentz symmetry, it also has an scaling symmetry in which the physics is invariant under the rescaling the metric as $g_{\mu\nu} = e^{\Omega(x)} g_{\mu\nu}$. The motion of test particles (both massive and massless) provides the only experimentally feasible way to study the gravitational fields of objects such as black holes.For this purpose the Weierstrassian elliptic functions are most useful because they lead to simple expressions. The resulting structure of the equations of motion is essentially the same as in Schwarzschild spacetime, where they can be solved analytically in terms of elliptic functions as first demonstrated by Hagihara in 1931 [8]. This method was also applied to the analytical solution of the equations of motion in 4-dimensional Schwarzschild de Sitter [7] and Kerr de Sitter spacetime [9], as well as in higher dimensional Schwarzschild, Schwarzschild-(anti)de Sitter, Reissner-Nordstrom 2 and Reissner-Nordstrom -(anti) de Sitter spactime [10]and in higher dimensional Myers-Perry spacetime [11].

II. METRIC AND FEILD EQUATION

Let us consider a conformal Weyl gravity. An exact static, spherically symmetric black hole solution is given by [1]

$$ds^2 = -B(r)dt^2 + \frac{dr^2}{B(r)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2) \qquad (1)$$

where the coordinates are defined in the range $-\infty < t < \infty$, $r \geq 0, 0 \leq \theta \leq \pi$ and $0 \leq \phi \leq 2\pi$, and the lapse function, $B(r)$, is given by

$$B(r) = 1 - \frac{\beta(2-3\beta\gamma)}{r} - 3\beta\gamma + \gamma r - kr^2 \qquad (2)$$

Here , k and are positive constants associated to the central mass, cosmological constant and the measurements of the departure of the Weyl theory from the Einstein - de Sitter, respectively. [2]

III. ANALYTICAL SOLUTION OF GEODESIC EQUATIONS

The geodesic motion in such a space-time is described by the geodesic equation

$$\frac{d^{x\mu}}{ds^2} + \Gamma^{\mu}_{\rho\sigma}\frac{dx^\rho}{ds}\frac{dx^\sigma}{ds} \qquad (3)$$

where $\Gamma^{\mu}_{\rho\sigma}$ is the Christoffel symbol. The first constant of motion is given by the normalization condition $ds^2 = \frac{1}{2}g_{\mu\nu}\frac{dx^\mu}{ds}\frac{dx^\nu}{ds} = \frac{1}{2}\epsilon$ where for massive particles $\epsilon = 1$ and for light $\epsilon = 0$. conserved energy and angular momentum

$$E = g_{tt}\frac{dt}{ds} = \frac{dt}{ds}(1 - \beta\frac{(2-3\gamma\beta)}{r} - 3\beta\gamma + \gamma r - kr^2) \qquad (4)$$

$$L = g_{\varphi\varphi}\frac{d\varphi}{ds} = r^2\frac{d\varphi}{ds} \qquad (5)$$

which reduce the geodesic equation to one ordinary differential equation

$$\frac{dr}{d\tau} = E^2 - B(r)(\epsilon + \frac{L^2}{r^2}) \qquad (6)$$

Together with energy and angular momentum conservation we obtain the corresponding equations for r as functions of φ

$$\frac{dr}{d\varphi} = \frac{r^4}{L^2}(E^2 - B(r)(\epsilon + \frac{L^2}{r^2})) \qquad (7)$$

Eq.(6) gives a complete description of the dynamics of the geodesic motion. Eq.(6) suggests the introduction of an effective potential

$$V_{eff} = (1 - \frac{\beta(2-3\gamma\beta)}{r} - 3\beta\gamma + \gamma r - kr^2)(\epsilon + \frac{L^2}{r^2}) \qquad (8)$$

For the analysis of the dependence of the possible types of orbits on the parameters of the space-time and the test particle or light ray it is convenient to use dimensionless quantities. Thus, we introduce

$$\tilde{\beta} = \frac{\beta}{m}, \tilde{\gamma} = m\gamma, \tilde{r} = \frac{r}{m}, \tilde{k} = m^2 k \tag{9}$$

and rewrite Eq.(7) as

$$\begin{aligned}(d\tilde{r}/d\varphi)^2 &= k\epsilon\mathcal{L}\tilde{r}^6 - \gamma\epsilon\mathcal{L}\tilde{r}^5 + (E^2\mathcal{L} + 3\beta\gamma\epsilon\mathcal{L} - \epsilon\mathcal{L} + k)\tilde{r}^4 \\ &+ (\epsilon\beta(2-3\beta\gamma)\mathcal{L} - \gamma)r^3 + (3\beta\gamma - 1)\tilde{r}^2 \\ &+ \beta(2 - 3\gamma\beta)\tilde{r} = R_s(\tilde{r})\end{aligned} \tag{10}$$

The major point in this analysis is that Eq.(10) implies $R_s \geq 0$ as a necessary condition for the existence of a geodesic. Thus, the zeros of R_s are extremal values of $\tilde{r}(\varphi)$ and determine (together with the sign of R_s between two zeros) the type of geodesic. The polynomial R_s is in general of degree 6 and, therefore, has 6 (complex) zeros. but the positive real zeros are of interest for the type of orbit. As $\tilde{r} = 0$ is a zero of R_s for all values of the parameters, this zero is neglected in the following and

$$\begin{aligned}(d\tilde{r}/d\varphi)^2 &= k\epsilon\mathcal{L}\tilde{r}^5 - \gamma\epsilon\mathcal{L}\tilde{r}^4 + (E^2\mathcal{L} + 3\beta\gamma\epsilon\mathcal{L} - \epsilon\mathcal{L} + k)\tilde{r}^3 \\ &+ (\beta(2-\beta\gamma)\mathcal{L} - \gamma)r^2 + (3\beta\gamma - 1)\tilde{r} \\ &+ \beta(2 - \gamma\beta) = R_s(\tilde{r})\end{aligned} \tag{11}$$

is considered instead of R_s. By a comparison of coefficients we can solve the equations for E^2 and L dependent on ϵ.

$$L = \frac{(r-3\beta)(\gamma r - 3\gamma\beta + 2)}{r^2(-2kr^3 + \gamma r^2 - 3\gamma\beta^2 + 2\beta)} \tag{12}$$

$$E^2 = \frac{2(-kr^3 + \gamma r^2 - 3ar\beta + 3a\beta^2 + r - 2\beta)^2}{(r-3\beta)(\gamma r - 3\gamma\beta + 2)r} \tag{13}$$

Fig.(1) the results of this analysis are shown for test particles. we introduce a new variable $u = M/r$, which yields

$$\begin{aligned}(\frac{du}{d\varphi})^2 &= (\beta(2-\gamma\beta))u^3 + (3\beta\gamma - 1)u^2 \\ &+ (\beta(2-\beta\gamma)\mathcal{L} - \gamma)u + (E^2\mathcal{L} + 3\beta\gamma\epsilon\mathcal{L} - \epsilon\mathcal{L} + k) \\ &- \frac{\gamma\epsilon\mathcal{L}}{u} + \frac{k\epsilon\mathcal{L}}{u^2}\end{aligned} \tag{14}$$

Null geodesics

For $\epsilon = 0$ Eq.(14) is of elliptic type $P_3(u) = \sum_{i=0}^{3} a_i u^i$. With the standard substitution $u = \frac{1}{a_3}(4y - \frac{a_2}{3})$ Eq.(14) can be transformed to the Weierstrass form and so that this equation turns into:

$$(\frac{dy}{d\varphi})^2 = 4y^3 - g_2 y - g_3 = P_3(y), \tag{15}$$

where $g_2 = \frac{a_2^2}{12} - \frac{a_1 a_3}{4}$ and $g_3 = \frac{a_1 a_2 a_3}{48} - \frac{a_0 a_3^2}{16} - \frac{a_2^3}{216}$ The analytical solution of Eq.(15) for $\epsilon = 0$ is then given by

$$y(\varphi) = \wp(\varphi - \varphi_{in}) \tag{16}$$

Then the solution of Eq.(10) acquires the form

$$\tilde{r}(\varphi) = \frac{a_3}{4\wp(\varphi - \varphi_{in}; g_2, g_3) - \frac{a_2}{3}}. \tag{17}$$

where

$$\varphi_{in} = \varphi_0 + \int_{y_0}^{\infty} \frac{dz}{\sqrt{4y^3 - g_2 - g_3}}, y_0 = \frac{a_3}{4\tilde{r_0}} + \frac{a_2}{12} \tag{18}$$

depends only on the initial values φ_0 and r_0.

Timelike geodesics

For $\epsilon = 1$ Eq. (14) should be rewritten as

$$\begin{aligned}(u\frac{du}{d\varphi})^2 &= (\beta(2-\gamma\beta))u^5 + (3\beta\gamma - 1)u^4 \\ &+ (\beta(2-\beta\gamma)\mathcal{L} - \gamma)u^3 + (E^2\mathcal{L} + 3\beta\gamma\epsilon\mathcal{L} - \epsilon\mathcal{L} + k)u^2 \\ &- \gamma\epsilon\mathcal{L}u + k\epsilon\mathcal{L} = p_5(u)\end{aligned} \tag{19}$$

the solution of this equation is

$$u(\varphi) = -\frac{\sigma_1}{\sigma_2}\varphi(\sigma) \tag{20}$$

where σ_i is the i place derivative of Kleinian σ function and σ_z is

$$\sigma(z) = Ce^{zt}kz\theta[g,h](2\omega^{-1}z;\tau), \tag{21}$$

which is given by the Riemann θ-function with characteristic $[g,h]$. A number of parameters enters here: the symmetric Riemann matrix τ , the period-matrix$(2\omega, 2\acute{\omega})$, the periodmatrix of the second kind $(2\eta, 2\acute{\eta})$, the matrix$\kappa = \eta(2)^{-1}$ and the vector of Riemann constants with base point at innity $2[g,h] = (0,1)^t + (1,1)^t\tau$. The constant Ccan be given explicitly, see e.g. [6], but does not matter here.then the analytical solution of Eq.(10) is

$$\tilde{r}(\varphi) = -\frac{\sigma_2}{\sigma_1}\varphi_\sigma \tag{22}$$

Orbits

According to the Fig(1) and the Eqs.((12) , (13)) there are three regions. the physically acceptable regions are given by those values of r, for which $E^2 \geq V_{eff}$, The following different types of orbits can be identified

1. Flyby orbits: r starts from ∞, then approaches a periapsis $r = r_p$ and goes back to ∞.

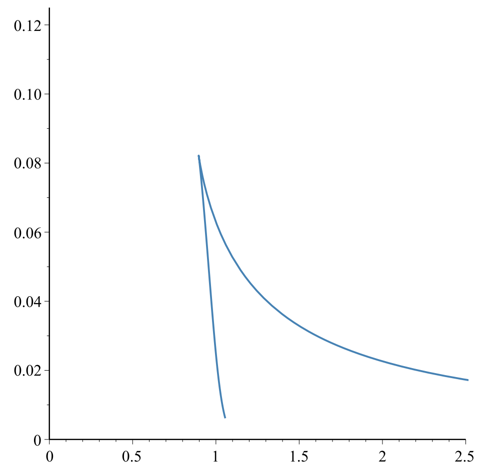


FIG. 1. different regions of geodesics movement of particles for values:$\epsilon = 1, k = \frac{1}{3.10^5}, \beta = 1, \alpha = 10^{-3}$.

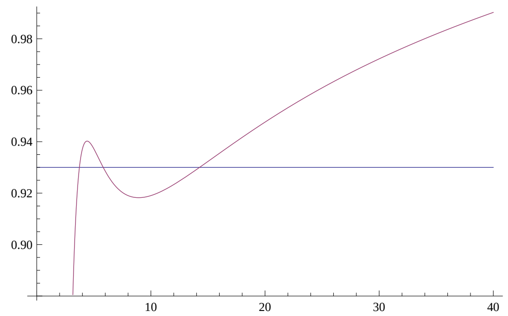


FIG. 2. effective potential of geodesics movement of particles. lateral line is second power of energy.

2. Bound orbits: r oscillates between two boundary values $r_p \leq\ r \leq r_a$ with $0 < r_p < r_a < \infty$.

3. Terminating bound orbits: r starts in $(0, r_a]$ for $0 < r_a < \infty$ and falls into the singularity at $r = 0$.

4. Terminating escape orbits: r comes from ∞ and falls into the singularity at $r = 0$.

The four regular types of geodesic motion correspond to different arrangements of the real and positive zeros of $R(r)$ defining the borders of $R(r) \geq 0$ or, equivalently, $E^2 \geq V_{eff}$. number of real and positive zeros of $R_s(\tilde{r})$ charaterize the possible orbits in every region. fore xample for the $E = \sqrt{0.94}, L = 0.07$ there is four real zeros, see (potential of Fig (2)) and that there are two orbits (Figs. (3 , 4):
bound orbit and terminating bound orbit which particle move from r_a and falling to singularity of black hole.

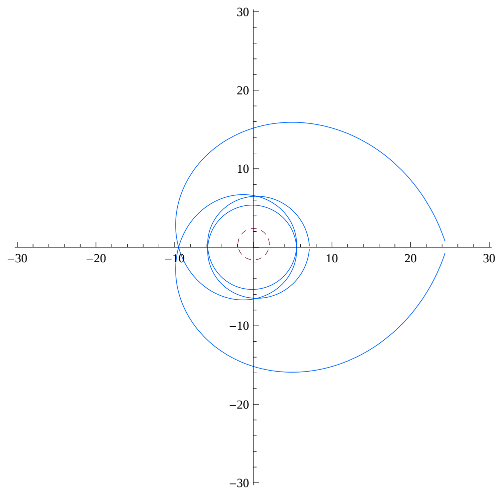


FIG. 3. $E^2 = \sqrt{0.94}, L = 0.07$.terminating bound orbit.

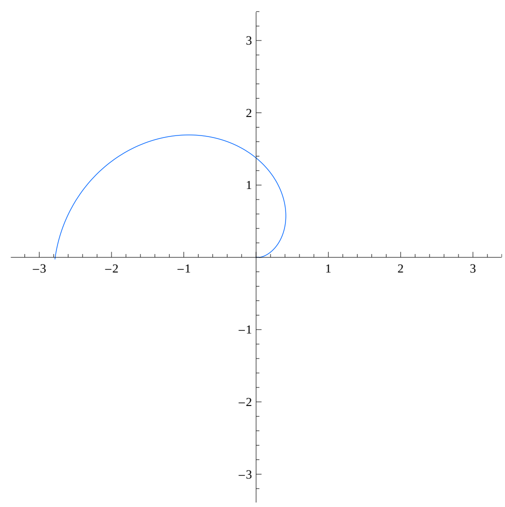


FIG. 4. $E^2 = \sqrt{0.94}, L = 0.07$.bound orbit.

IV. CONCLUSION

In this work we considered the motion of massive and masless test particles in the metric presented in [1].the geodesic equations can be solved in terms of Weierstrass elliptic functions and derivatives of Kleinian sigma functions. The results obtained in this paper can also present a usefull tool to calculate the exact orbits and their properties, including observables like the periastron shift of bound orbits, the light de ection of flyby orbits, the de ecton angle and the Lense-Thirring efect. It would be interesting to extend this work to a charged and rotating version.

[1] P. D. Mennheim and D. Kazanas, Exact Vacuum Solution To Conformal Weyl Gravity And Galactic Rotation Curves, 1989 Astrophys. J. 342 635-638; D.Kazanas and P. D. Mennheim, General Structure Of The Gravitational Equations Of Motion In Conformal Weyl Gravity, (1991) Astrophys. J. Suppl. 76 431; P. D. Mennheim and D. Kazanas, Solutions to the Reissner-Nordstrom, Kerr, and Kerr-Newman problems in fourth-order conformal Weyl gravity, 1991 Phys. Rev. D 44 417; P. D. Mennheim and D. Kazanas, Newtonian limit of conformal gravity and the lack of necessity of the second order Poisson equation, (1994) Gen. Rel. Grav. 26 337.

[2] J. R. Villanueva,Marco Olivares.arXiv:1305.3922v2. [gr-qc] 8 Jun 2013.

[3] Spergel D. N. *et al.*, 2007, ApJS, 170, 377.

[4] S. Bhattacharyya, B. Panda and A. Sen, "Heat Kernel Expansion and Extremal Kerr-Newmann Black Hole Entropy in Einstein-Maxwell Theory,"

[5] Spergel D. N. *et al.*, 2007, ApJS, 170, 377.

[6] V.M. Buchstaber, V.Z. Enolskii, and D.V. Leykin. Hyperelliptic Kleinian Functions and Applications, volume 10 of Reviews in Mathematics and Mathematical Physics 10. Gordon and Breach, New York, 1997.

[7] E. Hackmann and C. Lammerzahl, Phys. Rev. D 78, 024035 (2008).

[8] Y. Hagihara. Theory of relativistic trajectories in a gravitational
eld of Schwarzschild. Japan. J. Astron. Geophys. 8,67, (1931).

[9] E. Hackmann, C. Lammerzahl, V. Kagramanova and J. Kunz, Phys. Rev. D 81, 044020 (2010)[arXiv:1009.6117 [gr-qc]].

[10] V. Z. Enolski, E. Hackmann, V. Kagramanova, J. Kunz and C. Lammerzahl, J. Geom. Phys. 61, 899 (2011) [arXiv:1011.6459 [gr-qc]].

[11] Hackmann, V. Kagramanova, J. Kunz and C. Lammerzahl, Phys. Rev. D 78, 124018 (2008)[Erratum-ibid. 79, 029901 (2009)] [arXiv:0812.2428 [gr-qc]].

Analysis of the instability due to the drag force in dusty protoplanetary discs

Mohsen Shadmehri

Golestan University

ABSTRACT

We first give a very short review of various mechanisms for the formation of structures in protoplanetary discs. Then we investigate drag force driven instability in dusty protoplanetary discs in the linear regime. We extend previous studies by including multiple dust populations and growth rate of the perturbations is calculated numerically. For a system with two phases dust particles, it is found that the instability becomes stronger. It has important astrophysical implications such as estimating the minimum dust abundance for clumping of dust particles due to this kind of instability. We also discuss about other important physical agents (e.g., magnetic fields) that may affect the instability significantly.

بررسی پایداری مدل‌های انرژی تاریک شبح و چاپلین به کمک قیدهای رصدی در یک مدل برهمکنشی

شیخ احمدی، حیدر[۱]؛ آقامحمدی علی[۲]؛ سعیدی، خالد[۱]

[۱]دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک دانشگاه کردستان ، خیابان پاسداران، سنندج

دانشگاه آزاد اسلامی واحد سنندج

چکیده

با استفاده از مدل میدان اسکالری که یک برهمکنش غیر کمینه بین میدان پس زمینه و لاگرانژی مواد عالم (مدل‌های کاملون گونه) دارد به بررسی پایداری مدهای انرژی تاریک شبح و گاز چاپلین خواهیم پرداخت. این جمله‌ی برهمکنشی باعث بسط معادلات پایستگی می‌شود که نتیجه‌ی آن شارش انرژی از شکل‌های مختلف انرژی به یکدیگر را ممکن می‌سازد. علامت مربع سرعت صوت برای مدل گاز چاپلین حاکی از پایداری این مدل طیِ همه‌ی دوره‌های کیهان است.

Investigation the stability of ghost and Chaplygin models of dark energy by means of observational constraints in an interacting mechanism

Sheikahmadi, Haidar[1]; Aghamohammadi Ali[2]; Saaidi, Khaled[1]

[1] Faculty of Science, Department of Physics, University of Kurdistan, Sanandaj
[2] Sanandaj Branch Islamic Azad University, Iran

Abstract

A non-minimal coupling between scalar field and the lagrangian of all component of the Universe has been considered; and then using this concept we investigate the classical stability of the both Chaplygin gas and ghost models of dark energy. The positive sign of the square sound speed term indicates the stability of this model in all epochs.

مقدمه

اخیرا مدل میدان‌های اسکالر چه در حوزه‌ی ذرات بنیادی و نظریه‌ی میدان‌ها و چه در حوزه‌ی بزگ مقیاس و بحث‌های مربوط به کیهان-شناسی توجه زیادی را به خود جلب کرده اند. اکثر این مدل‌ها که دینامیک نیز می‌باشند هم اکنون برای توجیه شتاب مثبت عالم مورد استفاده قرار می‌گیرند. و در واقع نقش انرژی تاریک را برعهده گرفته‌اند. از میان این مدل‌ها می‌توان به مدل فانتوم[۱]، مدل کوینتسنس[۲]، مدل تاکیون[۳] و مدل کاملون[۴] اشاره کرد. مدل کوینتسنس به دلیل غیر قابل تنظیم بودن جرم آن و همچنین سبک بودن جرم نتوانست قیدهای اخیر مشاهداتی را برآورده کند. به همین دلیل در سال ۲۰۰۴ مدل جدیدی معرفی شد که در آن برهمکنش میان ماده و میدان اسکالر در نظر گرفته شده بود. این ترم برهمکنشی از آن جهت مهم بود که از یک طرف برهکنش میان سهم‌های مختلف از عالم را تضمین می‌کرد و از طرف دیگر قیدهای مشاهداتی را بهتر از مدل‌های قبلی برآورده می‌کرد[۵]. ما در این کار با در نظر گرفتن یک انرژی تاریک مؤثر که شامل سهم مربوط به میدان اسکالر و سهم مربوط به بخش انرژی تاریک موجود در لاگرانژی می‌باشد به بررسی مدل‌های انرژی تاریک شبح، و

انرژی تاریک گاز چاپلین خواهیم پرداخت. در این بررسی اگرچه ما بیشتر بر روی پایداری مدل‌ها با استفاده از مفهوم سرعت صوت پرداختیم اما به گونه‌ای این بررسی انجام شده است که بتوان نتایج به‌دست آمده را با مشاهدات رصدی آزمود. در محاسبات مربوط به مدل شبح درخواهیم یافت برای جلوگیری از تکینگی صرعت صوت بایستی حتما ضریب لاگرانژی در کنش مخالف یک باشد. که در واقع به طور ضمنی به این امر دلالت دارد که مدل‌هایی که برهمکنش میان اجزای عالم را تضمین می‌کنند فیزیکی‌تر خواهند بود. نظیر همین بحث را می‌توان در بحث مربوط به مباحث مطرح شده در فیزیک انرژی‌های بالا که پایستگی هموردای چگالی انرژی می‌شکنند یافت [۶].

معرفی مدل

در این کار ما کنش زیر را در نظر می‌گیریم:

$$S=\int d^4x\sqrt{-g}\left(\frac{1}{2}R-\frac{1}{2}\partial_\mu\phi\partial^\mu\phi-V(\phi)+f(\phi)L\right), \qquad (۱)$$

که در آن $L=L_{(m)}+L_{(de)}$ چگالی لاگرانژی ماده و انرژی تاریک و $V(\phi)$ انرژی پتانسیل است [۳]. برای راحتی فرض $8\pi G=1$ در نظر گرفته شده است. با فرض استفاده از متریک جهان تخت فریدمان–لیمایدر–روبرتسون–واکر و با نشانگان(–۲)، با گرفتن مشتق از کنش (۱) نسبت به متریک و میدان اسکالر و ترکیب معادلات به‌دست می‌آوریم:

$$H^2=\frac{1}{3}(f(\phi)\rho+\rho_\phi) \qquad (۲\text{الف})$$

$$\frac{d}{dt}(f(\phi)\rho)+3Hf(\phi)(\rho+P)=-\dot{f}(\phi)L. \qquad (۲\text{ب})$$

برای بحث انتخاب L، توجه می‌کنیم که رفتار ژئودزیک برای سیال کامل برای ما از اهمیت به‌سزایی برخوردار است. زمانی که ماده با دیگر اجزا مدل برهمکنش نداشته باشد چگالی لاگرانژی برای سیال کامل یکتا نیست. اما با توجه محاسبات آورده شده در [۷] در مدل‌های برهمکنشی، $L_m=P_m$ تنها چگالی لاگرانژی است که مسیر ژئودزیک را برای سیال کامل حفظ می‌کند[۸] . با توجه به نکات فوق و استفاده از معادله (۲) و تعریف‌های $\rho_\phi=\frac{1}{2}\dot{\phi}^2+V(\phi)$ و $P_\phi=\frac{1}{2}\dot{\phi}^2-V(\phi)$، می‌توانیم دسته معادلات پایستگی را به‌فرم زیر به‌دست آوریم:

$$\frac{d}{dt}(f(\phi)\rho_{de})+3Hf(\phi)(\rho_{de}+P_{de})=-P_{de}\frac{d}{dt}f(\phi) \qquad (۳)$$

$$\frac{d}{dt}(f(\phi)\rho_m)+3Hf(\phi)(\rho_m+P_m)=-P_m\frac{d}{dt}f(\phi) \qquad (۴)$$

$$\frac{d\rho_\phi}{dt}+3H(\rho_\phi+P_\phi)=(P_m+P_{de})\frac{d}{dt}f(\phi) \qquad (۵)$$

با بازتعریف $\rho_{DE}=\rho_{de}+\rho_\phi/f(\phi)$ و جاگذاری معادله حالت $P_m=0$ برای ماده تاریک، معادلات پایستگی جدید به شکل زیر بدست می‌آیند:

$$\frac{d}{dt}(f(\phi)\rho_m)+3Hf(\phi)\rho_m=0 \qquad (۶)$$

$$\frac{d}{dt}(f(\phi)\rho_{DE})+3Hf(\phi)(1+\omega_{DE})\rho_{DE}=0\,. \qquad (۷)$$

با حل معادلات (۶) و (۷) برحسب پارامتر انتقال به سرخ (z)، خواهیم داشت:

$$f(\phi)\rho_m=f_0\rho_{m0}(1+z)^3 \qquad (۸\text{ الف})$$

$$f(\phi)\rho_{DE}=f_0\rho_{DE0}\exp[3\int_0^z\frac{1+\omega_{DE}(\tilde{z})}{1+\tilde{z}}d\tilde{z}]\,. \qquad (۸\text{ ب})$$

با تعاریف $\Omega_{m0}=\frac{f_0\rho_{m0}}{3H_0^2}$ و $\Omega_{DE0}=\frac{f_0\rho_{DE0}}{3H_0^2}$ پارامتر بدون بعد هابل $E(z)=H/H_0$ بر حسب انتقال به سرخ به صورت زیر تعیین می‌شود:

$$E^2(z)=\Omega_{m0}(1+z)^3+\Omega_{DE0}\exp[3\int_0^z\frac{1+\omega_{DE}(\tilde{z})}{1+\tilde{z}}d\tilde{z}] \quad (۹)$$

در این مقاله فرض کرده‌ایم انرژی تاریک موثر همانند شاره کامل رفتار کند و شرایط تحول آدیاباتیک برقرار باشد. پس مربع سرعت صوت ($C_s^2=dP_{DE}/d\rho_{DE}$) را برای بررسی شرایط پایداری کلاسیک انرژی تاریک موثر بدست می‌آوریم.

$$C_s^2=\omega_{DE}+\frac{d\omega_{DE}}{dz}\left(3\frac{1+\omega_{DE}}{1+z}-\frac{df/dz}{f}\right)^{-1} \quad (۱۰)$$

مشاهدات کیهان‌شناسی نشان می‌دهند که سیال انرژی تاریک از فاز کوینتسنس به فاز فانتوم وارد شده، بنابراین در گذشته، دوره‌ای را با معادله حالت $\omega_{DE}=-1$ تجربه کرده‌است. با نگاه به معادله (۱۰) درمی‌یابیم در مدلی با $f(\phi)=1$ ، مربع سرعت صوت به ازای $\omega_{DE}=-1$ تکینه می‌شود و سیال از ناپایداری کلاسیکی رنج می‌برد. بنابراین وجود جمله $(df/dz)f^{-1}$ می‌تواند موجب شود سیال انرژی تاریک در هردو فاز کوینتسنس و فانتوم دارای سرعت صوت مثبت باشد. در ادامه به بررسی دو مدل می‌پردازیم و پایداری سرعت صوت را در آن‌ها بررسی می‌کنیم. خاطر نشان می‌کنیم به دلیل حضور دو مکانیزیم سیال انرژی تاریک و میدان اسکالر به همراه جمله برهمکنشی $f(\phi)$، درجات آزادی سیستم افزایش یافته است و آنچه مشاهده می‌شود اثر نهایی حضور این سازوکارها به عنوان یک سیال کامل است.

مدل شبح انرژی تاریک $\rho_{DE}=\alpha H$.

در این مدل چگالی انرژی سیال از رابطه $\rho_{DE}=\alpha H$ پیروی می‌کند[۹]. بنابراین $f(\phi)$ بر حسب انتقال به سرخ به صورت زیر محاسبه می‌شود:

$$f(\phi)=f_0E^{-1}\exp[3\int_0^z\frac{1+\omega_{DE}(\tilde{z})}{1+\tilde{z}}d\tilde{z}] \quad (۱۱)$$

با جاگذاری معادله (۱۱) در معادله (۱۰) مربع سرعت صوت برحسب پارامتر انتقال به سرخ به صورت زیر بدست می‌آید:

$$C_s^2=\omega_{DE}+\frac{2}{3}\frac{(1+z)E^2}{(1+\omega_{DE})E^2-\Omega_{m0}(1+z)^3\omega_{DE}}\times\frac{d\omega_{DE}}{dz} \quad (۱۲)$$

در صورت وقوع گذار در گذشته، $z=z_t$، حداقل در بازه‌ی حول z_t باید آهنگ تغییر معادله حالت نسبت به پارامتر انتقال به سرخ مثبت باشد، یعنی: $d\omega_{DE}/dz>0$، و همچنین در این بازه $\omega_{DE}\approx-1$. در این صورت رابطه (۱۱) مربع سرعت صوت را در بازه حول $z=z_t$ مقداری متناهی پیش‌بینی می‌نماید. از طرفی احتمال منفی شدن مربع سرعت صوت در زمان گذار و وقوع تکینگی در نواحی دیگر همچنان وجود دارد. بنابراین مدل شبح انرژی تاریک همچنان از ناپایداری مربع سرعت صوت در عذاب است.

مدل انرژی تاریک گاز چاپلین، $P_{DE}=-A\rho_{DE}^{-B}$

در این مدل، فشار سیال کامل بر حسب چگالی آن از رابطه $P_{DE}=-A\rho_{DE}^{-B}$ پیروی می‌کند[۱۰]، بنابراین رابطه $\rho_{DE}=\sqrt[B+1]{-A/\omega_{DE}(z)}$ میان چگالی و معادله حالت برقرار است و $f(\phi)$ برحسب پارامتر انتقال به سرخ بدست می‌آید.

$$f(\phi)=3H_0^2\Omega_{DE0}\times\sqrt[B+1]{\frac{-\omega_{DE}}{A}}\times\exp\left[3\int_0^z\frac{1+\omega_{DE}(\tilde{z})}{1+\tilde{z}}d\tilde{z}\right] \quad (۱۳)$$

با جاگذاری $f(\phi)$ در رابطه (۱۰) مربع سرعت صوت در این مدل محاسبه می‌شود:

$$C_s^2=-B\omega_{DE}(z) \quad (۱۴)$$

با فرض $A>0$ و $B>0$ به ترتیب شاره دارای فشار منفی و مربع سرعت صوت مثبت خواهد بود.

نتیجه گیری

در این مقاله ما با به‌دست آوردن معادلات پیوستگی نشان دادیم که اگرچه معادله‌ی پایستگی در حالت کلی برقرار بود اما برای تک تک اجزای عالم برقرار نیست و این نشان دهنده‌ی تبادل انرژی میان صورت‌های مختلف انرژی می‌باشد. با استفاده از این مفهوم و معرفی یک انرژی تاریک مؤثر، به این توانایی دست پیدا کردیم که ویژگی مدل‌های مختلفی از انرژی تاریک را که در حال برهمکنش با میدان اسکالر از یک طرف و ماده تاریک از طرف دیگر باشند را تجزیه و تحلیل کنیم. از میان پارامترهای مهم کیهان‌شناسی ما به بررسی سرعت صوت پرداختیم تا پایداری کلاسیکی مدل‌ها را بررسی کنیم. نتیجه اینکه مدل شبح در زمان گذار فاز پایداری کلاسیکی از خود نشان نمی دهد اما مدل گاز چاپلین با همان شرایط قبلی پایداری کلاسیکی را چه در گذشته و چه در زمان آینده داراست. محاسبات به گونه ای انجام شده است که مقایسه با داده‌های مشاهداتی را امکان پذیر می‌سازد.

مرجع‌ها

[۱] R. R. Caldwell, Phys. Lett. B **545**, 23 (2002).

[۲] P. J. E. Peebles and B. Ratra, Astrophys. J. L **17**, 325 (1988).

[۳] A. Sen, JHEP, **0207**, 065 (2002).

[۴]

[۵] S. W. Hawking, and G. F. R. Ellis, "*The Large Scale Structure of Spacetime", Cambridge University Press, Cambridge* (1973);
G. W. Gibbons, and , S. W. Hawking. *Phys. Rev. D* **15**, 2752 (1997);

[۶] Y. Zhang, H. Li, X. Wu, H. Wei, R. G. Cai. Arxive: 0708.1214;
X. Wu, Y. Zhang, H. Li, R. G. Cai, Z. H. Zhu. Arxive: 0708.0349;
H. Wei, and R. G. Cai. : *Eur.Phys.J.C* **59**:99 (2009).

تعیین کسر دوتایی‌های تفکیک‌ناپذیر خوشه‌های باز

نجمه شیخی[۱]، مریم هاشمی[۲] ، حسین حقی[۱]، پوریا خلج[۳]، هلگر بامگارت[۳]

[۱] دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم‌پایه-زنجان

[۲] دانشگاه زنجان

[۳]دانشگاه کوئینزلند

چکیده

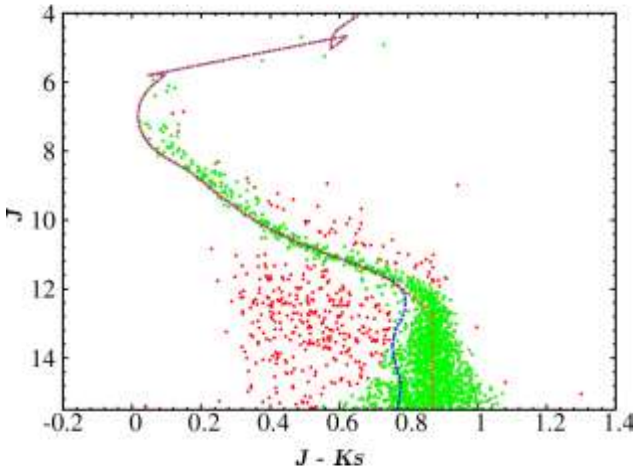
پس از تعیین اعضای احتمالی خوشه به دو روش اخترسنجی بر پایه‌ی حرکت خاصه‌ی ستاره‌ها و روش نورسنجی بر پایه‌ی منحنی هم‌سن خوشه، شیب تابع جرم خوشه‌های باز را تعیین کردیم. آنگاه با استفاده از شبیه‌سازی مونت کارلو و محک کولموگروف- اسمیرنف به شبیه‌سازی خوشه و تخمین کسر دوتایی‌های خوشه پرداختیم. کسر دوتایی‌ها در ناحیه‌ی قدری مربوط به رشته‌ی اصلی برای خوشه‌های آلفابرساووش، خوشه‌ی پروین و کندو به ترتیب ۱۱± ۲۸ ، ۱۰ ± ٤١ و ٦ ± ۳۹ درصد شد. همچنین مقادیر شیب تابع جرم برای ستاره‌های کم جرم به صورت واضح تغییر کرد. شیب در ناحیه‌ی ستاره‌های کم جرم از مقدار ٠/٦٩ به ٠/٩٨، از ٠/٨٠ به ١/١١ و از ٠/٨٥ به ١/١٧ به ترتیب برای خوشه‌های پروین، آلفابرساووش و کندو تغییر کرد. برای ستاره‌های پرجرم این کمیت از مقدار ۲/۸۳ به ۲/۹٤ از ۲/۲۳ به ۲/١٦ و از ۲/٦٦ به ۲/٦٠ به ترتیب برای خوشه‌های پروین، آلفابرساووش و کندو تغییر کرد.

خوشه‌های باز به دلیل دارا بودن ستاره‌هایی با سن، فاصله و ترکیب شیمیایی یکسان و از سوی دیگر به دلیل نزدیکی به منظومه‌ی خورشیدی اجرام مناسبی جهت عضویابی، بررسی تابع‌جرم و تئوری‌های تحول ستاره‌ای هستند. با توجه به فاصله‌ی نزدیک خوشه‌های مورد نظر، مطالعه‌ی حرکت خاصه و عضویابی آنها آسان است. پس از تعیین شیب تابع جرم خوشه یکی از اصلاحات ضروری جهت تخمین صحیح جرم ساختار ستاره‌ای، تعیین کسر دوتایی‌های خوشه است [۱]. دراین کار به منظور اصلاح شیب تابع جرم از شبیه سازی استفاده کردیم.

عضویابی و تابع جرم خوشه‌های باز

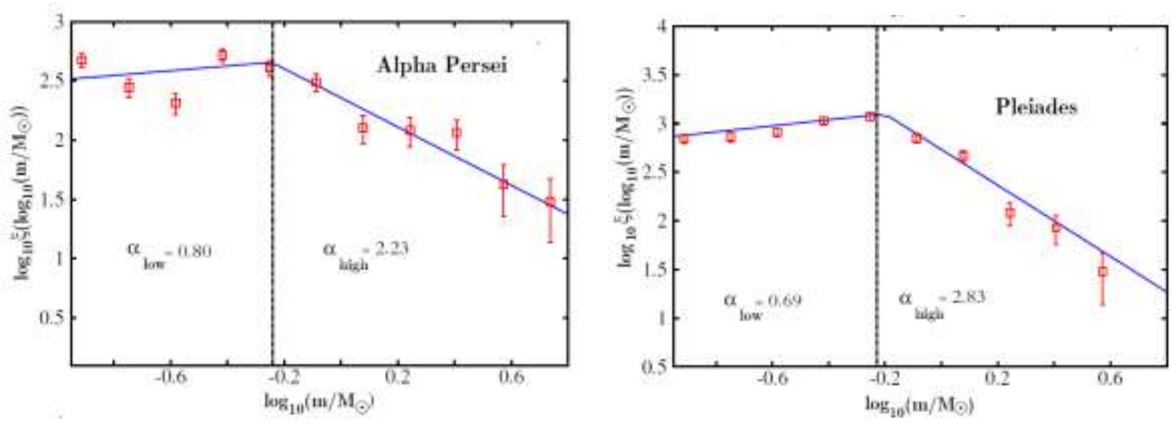
در عضویابی اختر سنجی بر پایه حرکت خاصه ستاره ها و عضویابی نورسنجی بر پایه منحنی هم‌سن خوشه، اعضای احتمالی خوشه را تعیین می‌کنیم. در عضویابی نورسنجی به انتخاب آن دسته از ستاره‌ها می‌پردازیم که در فاصله‌ی ۲/۵σ از منحنی هم‌سن قرار دارند (شکل ۱).

با توجه به رصدهای صورت گرفته کسر قابل توجهی از ستاره‌ها در سیستم‌های دوتایی و چندتایی قرار دارند [۲و۳]. به صورت نورسنجی نمی‌توانیم دو عضو یک دوتایی را تشخیص دهیم و قدر دوتایی به صورت قدر مجموع دو ستاره عضو سیستم دوتایی بر نمودار قدر-رنگ ظاهر می‌شود. در مرحله‌ی عضویابی نورسنجی تعداد بسیاری از ستاره‌هایی که به عنوان ستاره‌ی منفرد عضو خوشه انتخاب شده‌اند (نقاط سبز رنگ در شکل ۱) دوتایی هستند. در واقع مکان حضور دوتایی‌ها و ستاره‌های منفرد هم‌پوشانی قابل ملاحظه‌ای بر نمودار قدر-رنگ دارند. در شکل ۳ که نتیجه شبیه‌سازی است این هم‌پوشانی قابل مشاهده است.



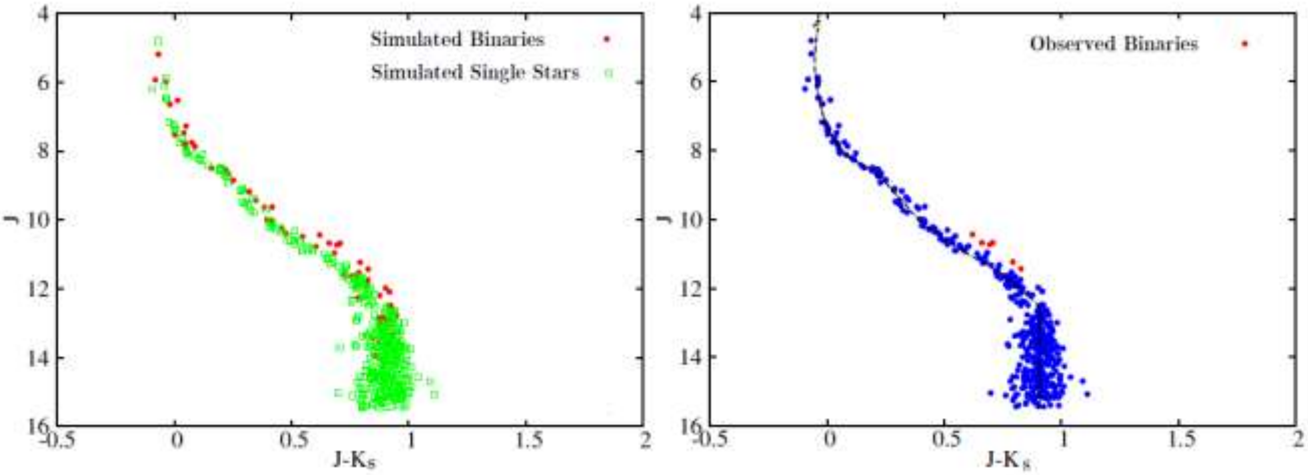
شکل۱: آزمون نور سنجی: نقاط قرمز ستاره‌های زمینه هستند. نقاط سبز در فاصله‌ی ۲/۵σ از منحنی‌های هم‌سن قرار می‌گیرند و اعضای خوشه هستند.

بعد از انجام عضویابی خوشه، با شمارش ستاره‌های موجود در هر بازه‌ی جرمی، تابع جرم خوشه را محاسبه می‌کنیم. شیب تابع جرم خوشه را به روش برآورد درستنمایی بیشینه[1] در بازه‌های مربوط به ستاره‌های کم‌جرم و پرجرم محاسبه می‌کنیم. نتایج این محاسبات برای دو خوشه‌ی آلفا برساووش و پروین در شکل ۲ آمده است.



شکل۲ :تابع جرم ستاره‌های عضو خوشه‌های آلفابرساووش و پروین، بدون اصلاح مربوط به دوتایی‌ها.

[1] Maximum Likelihood Estimation



شکل ۳: ستاره‌های منفرد شبیه سازی شده(نقاط سبز رنگ) و دوتایی‌های شبیه‌سازی شده، هم‌پوشانی قابل توجهی بر نمودار قدر–رنگ دارند (چپ). مانند قسمت عضویابی نورسنجی ستاره‌های منفرد و دوتایی‌هایی که در شبیه سازی تا فاصله‌ی $۲/۵\sigma$ از منحنی هم‌سن قرار دارند را انتخاب کردیم.

شبیه سازی خوشه و تعیین کسر دوتایی‌ها

برای مشخص کردن کسر دوتایی‌هایی که در یک خوشه وجود دارند به شبیه‌سازی متوصل می‌شویم. روش این شبیه سازی از مقاله خلج و بامگارت [٤] گرفته شده است.

با فرض تعداد کل ستاره‌ها که متعلق به خوشه هستند و شیب تابع جرم در قسمت ستاره‌های کم‌جرم و پرجرم به تعداد مورد نظر، در بازه‌های جرمی موجود ستاره تولید می‌کنیم. با مراجعه به منحنی هم‌سن خوشه و با توجه به جرم هر ستاره، در دو باند مورد نظر به ستاره قدر نسبت می‌دهیم. فرض دیگر در طی شبیه سازی کسر دوتایی‌های موجود در خوشه است. با توجه به این فرض به انتخاب جفت ستاره‌ها، با تکیه بر شبیه سازی هیدرودینامیکی بیت [٥] می‌پردازیم. سپس قدر مجموع دوتایی‌ها را محاسبه می‌کنیم. در این مرحله با مراجعه به جداول رصدی به قدر ستاره‌های منفرد و دوتایی‌ها خطا نسبت می‌دهیم تا نتایج حاصل از شبیه سازی با نتایج حاصل از رصد قابل مقایسه شوند.

مقایسه‌ی شبیه‌سازی و رصد

بعد از شبیه‌سازی خوشه، به منظور مقایسه‌ی نتایج شبیه‌سازی و رصد به نمودار قدر–رنگ خوشه مراجعه می‌کنیم. نظیر عضویابی نورسنجی، در شبیه‌سازی تا فاصله‌ی $۲/۵\sigma$ منحنی هم‌سن را انتخاب می‌کنیم (نقاط آبی رنگ در شکل ۳). تابع جرم نقاط انتخاب شده تا این فاصله باید با تابع جرم حاصل از رصد هم‌خوانی داشته باشد.

در این شبیه‌سازی متغیرهایی مانند شیب تابع جرم در ناحیه ستاره‌های کم‌جرم و پرجرم، کسر دوتایی‌ها را تغییر داده و در نهایت شبیه سازی را با رصد بوسیله‌ی آزمون کولموگروف– اسمیرنف مقایسه کرده تا به بهترین سازگاری میان این دو تابع جرم برسیم.

دومین کمیت قابل مقایسه میان شبیه‌سازی و رصد دوتایی‌های قابل مشاهده در رصد و شبیه سازی است که در فاصله-ی ۲/۵σ تا ۰,۷۵ قدر از منحنی هم‌سن قرار دارند (نقاط قرمز رنگ در شکل ۳). با مقایسه این دو کمیت کسر دوتایی-های خوشه‌های آلفابرساووش، پروین و کندو را تخمین زدیم.

نتیجه‌گیری

کسر دوتایی‌ها در ناحیه‌ی قدری مربوط به رشته‌ی اصلی برای خوشه‌های آلفابرساووش، خوشه‌ی پروین و کندو به ترتیب ۱۱± ۲۸ ، ۱۰ ± ۴۱ و ٦ ± ۳۹ درصد شد. همچنین مقادیر شیب تابع جرم برای ستاره‌های کم جرم به صورت واضح تغییر کرد. شیب‌های اصلاح شده در ناحیه ستاره‌های کم جرم ۰/۹۸، ۱/۱۱ و ۱/۱۷ به ترتیب برای خوشه‌های پروین، آلفابرساووش و کندو شد. برای ستاره‌های پر جرم این کمیت به صورت ۲/۹٤، ۲/۱٦ و ۲/٦۰ به ترتیب برای خوشه‌های پروین، آلفابرساووش و کندو اصلاح شد.

مراجع:

[1] Kroupa, P., 2002, Science, **295**, 82
[2] Kouwenhoven, M. B. N., et al. 2010, MNRAS, **404**, 1835
[3] Kroupa, P., 2001, MNRAS, **322**, 231
[4] Khalaj, P., Baumgardt, H., 2013, *MNRAS*, **434**, 3236
[5] Bate, M. R., 2009, MNRAS, **392**, 590

Automatic detection for Extreme-ultraviolet solar coronal bright points

Hossein Safari, Azar Nasiri and Nasibe Alipour

Here, we aims to automatic detection of extremeultra violet solar coronal bright points observed by Atmospheric Imaging Assembly (AIA). The method is based on machine learning SVM classifier and image Zernike moments. The size frequency distributions of detected bright points show the lognormal behaviors. Around 3 percent of solar surface is covered by solar coronal bright points.

PACS numbers: 05.10.-a ,05.10.Gg, 98.70.Vc

I. INTRODUCTION

This Coronal bright points (solar coronal bright points were observed on the X-ray and extreme-ultraviolet images [1]. Coronal bright points with the size less than 60 arcsec are appeared on the solar atmosphere and their lifetimes are ranged from a few minutes to few days [2]. A majority of solar coronal bright points are associated with canceling magnetic bipoles and a small percentage of them are related to the ephemeral active region [3]. SDO/AIA is providing full Sun images through UV and EUV filters. Here, using an automatic detection algorithm by using SVM and invariants of Zernike moments, the solar coronal bright points are recognized.

II. METHOD

Coronal bright points detection methods are developed based on intensity characteristics as compared with background [4, 5]. The following steps are employed to recognised bright points from 193 Å AIA images:

- Coronal bright points are mostly seen in quiet sun regions and coronal holes. In active regions they disappear into the general background activity there is too much line-of-sight confusion. We selected coronal bright points for training classifier network. According to Sattarov et al., (2010), we select potentially bright points that are centered to an image-tile with radius greater than 2 Mm (3 arcsec) and less than 20 Mm (28 arcsec). Their shapes would not elongated and crescent-like structures In Figure 1, a typical light-curve of a CBP in three phases is shown. The final selected bright points (700 bright points) are used as class 1 of our training data set. In class 2, some non-bright points features with sample spatial sizes (60″×60″) are selected. In Figure 2, samples of selected CBPs and non-CBPs are shown.

- The Zernike moments of each image tiles of bright points and non-bright points image-tiles are computed. The magnitudes of the moments are fed to the SVM classifier. Now, the network classifier are ready to use.

- For each images of size 4096×4096 from 193 Å data set, were calibrated and de-rotated, imagetile, starting from x1 = 1 and y1=1 with the size Δx=20 and Δy=20 is extracted.

The Zernike moments of this image-tile is computed and the magnitudes of the moments are fed to the SVM classifier. The code picks up a label 1 for a bright point feature and 2 for a non-bright point feature. If it is a bright point, the locations (x_{max}, y_{max}) and time t are saved. Then the small box is moved first in x-direction until the end of the grid is reached and then in y-direction.

III. RESULTS AND DISCUSSION

Using the automatic detection method, the coronal bright points of full disk 193 Å SDO/AIA images are recognized. The recognized bright points with distances of their brightness centers (the position of maximum value of brightness) larger than 60 arcsec are called "separate events". For distances smaller than 60 arcsec, using the Region Growing (RG) algorithm the pixels (Ri) of each bright points are determined. Also, two bright points with separate pixels, $Ri \bigcap Rj = \emptyset$, we know as "separate events". On 20 hours period of study of AIA images, the average numbers of 600 coronal bright points (separate events) per image are detected. These average numbers are twice of Sattarov et al. (2010) and Zhang et al. (2001). In Figure 3, samples of identified CBPs (marked with red contours) are presented. As we see, the considerable number of faint and small bright points are detected. Javaherian et al. (2014), have shown that the structures of Zernike moments are distinctive enough to identify the faint and bright features with various sizes and different rotation angles using a SVM classifier [6]. The disagreement between the number of bright points with previous studies (e.g., Sattarov et al., 2010) may be depend on spatial resolution of data as used and performances of recognition algorithms.

The frequency distribution of size of bright points as a function of the sizes (A) in log-log scale is shown in Figure 4.

$$f = \frac{\sum_{i=1}^{N} A^{i}_{\mathrm{BC}}}{A_{\mathrm{Sun}}},$$

The filling factor of bright points for a full disk image is given where, N is the number of observed CBPs and A_{Sun} is the area of solar surface within ± 60 longitude and latitude. The evolution of the filling factor of bright point cores, and their distributions are shown in Figures 5. The filling factor is ranged in 0.012-0.017. This gives 3 percentage of solar surface is covered by area of bright points and twice of Zhang et al. (2001).

[1] Golub, L., Krieger A. S. *et al.*, 1974, ApJ, 189, L93.
[2] Zhang, J., Kundu M. R. *et al.*, 2001, Sol. Phys, 198, 347.
[3] Priest, E. R., Parnell, C. E. *et al.*, 1994, ApJ, 427, 459.
[4] McIntosh, S. W., & Gurman J. B. 2005, Sol. Phys, 228, 285.
[5] Sattarov, I., PevtsovA, A. *et al.*, 2010, Sol. Phys, 262, 321.
[6] Javaherian, M., Safari, H., Amiri, A., & Ziaei, S. 2014, Sol. Phys., 289, 3969.

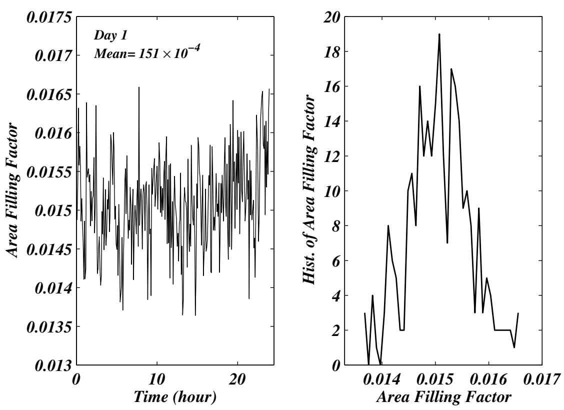


FIG. 5. The evolution of the filling factor of CBPs, and their distributions for 7 June 2010 are shown.

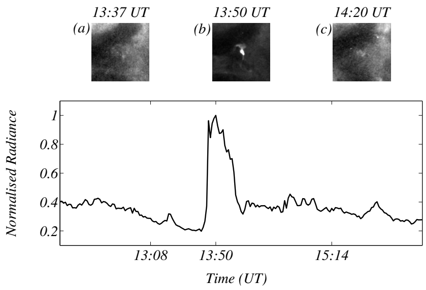


FIG. 1. Temporal evolution of a CBP. A typical light cure of the coronal bright point.

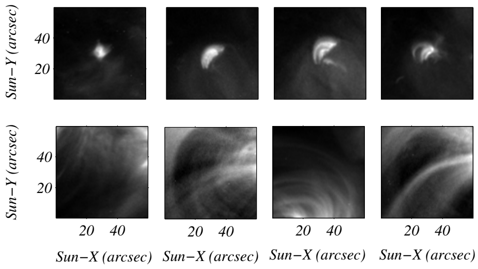


FIG. 2. Various samples of CBPs and non-CBPs are presented.

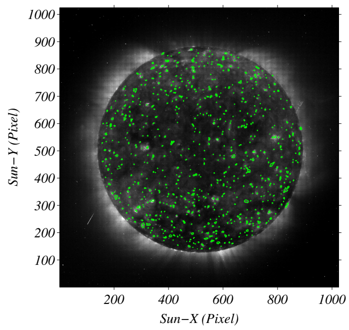


FIG. 3. SoHO/EIT full disk image at 195 Å on 16 February 2008 00:00 UT. The locations of CBPs (green contours) recognized by presented algorithm are shown.

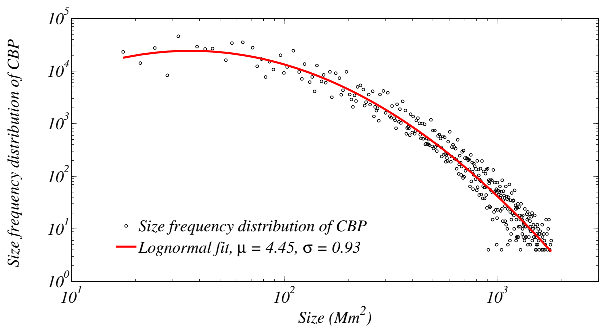


FIG. 4. The frequency distribution of size of CBPs versus size in loglog scale are shown.

ویژ گیهای نوسانات عرضی(کینک) مشاهده شده در حلقه های تاج با استفاده از ماهواره اس-دی-او

عابدینی، عباس[۱]؛ امیرحسینی، طاهره[۱]

[۱] گروه فیزیک دانشگاه قم، قم

چکیده

یک حلقه می تواند در جهت های مختلف نوسان کند. عوامل مختلفی از جمله شراره ها می توانند باعث نوسانات عرضی(سوسیسی و کینکی) حلقه های تاج شوند. این نوسانات (امواج) از نظر سرعت انتشار به دو دسته آرام و سریع تقسیم می شوند. مشاهدات نشان می دهنددوره تناوب نوسانات عرضی از حدود چند ثانیه تا ده ها دقیقه و دامنه این نوسانات به سرعت میرا می شوند. عوامل مختلفی مثل جذب تشدیدی، تداخل فازی، نشت انرژی از پایه تماس حلقه ها، لایه بندی گرانشی و نحوه انحنای حلقه در میرایی نوسانات عرضی حلقه ها موثر هستنند که قبلا تاثیر هریک از این عوامل توسط افراد مختلف بررسی شده است. مطالعات نظری نشان می دهند که باید وابسته به فرکانس باشد. در این مقاله میرایی امواج عرضی کینک و نحوه وابستگی آن به فرکانس در حلقه ها با استفاده از تصاویر حاصل از ابزار ای آی ای روی ماهواره ی اس دی او، در طول موج ۱۷۱ آنگستروم مورد مطالعه گرفته است. نتایج حاصل از این تجزیه و تحلیل نشان می دهد فرکانس نوسانات در محدوده ۱ تا ٦ میلی هرتز (۲/۵ دقیقه تا ۱۸/۵ دقیقه) و فرکانس های غالب ۳/٦ ، ۱/٦ و ۱ میلی هرتز(۱٦/٦ ، ۱۰/٤ و ٤/٦) می باشند. زمان میرایی به ترتیب برای فرکانس های غالب به ترتیب ۳۵ ، ۲۷/۳ و ۱۲/۳ دقیقه می باشد. نسبت زمان میرایی به پریود به ترتیب ۱/۹ ، ۲/٦ و ۲/۸ می باشد که نشان دهنده ضعیف بودن میرایی نوسانات عرضی است. اگرچه با افزایش فرکانس زمان میرایی کاهش می یابد ولی نسبت زمان میرایی به دوره تناوب متناظر کاهش می یابد.

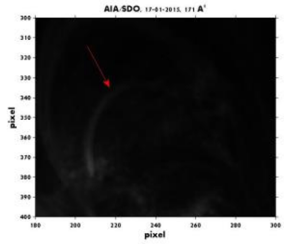
مقدمه

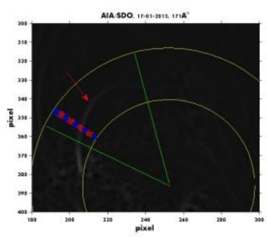
امروزه، داده های ماهواره های خورشیدی همچون تریس، هینوده، سوهو و اس-دی -او، زمینه مطالعه دقیقتر ساختار درون و جو خورشید را فراهم کرده است. قبلا، با استفاده از مدل های تئوری، اخیرا با استفاده از پردازش تصاویر ماهواره ها و لرزه شناسی از امواج منتشر شونده و امواج ساکن موجود در ساختار پلاسمای تاج اطلاعات خوبی از کمیت های فیزیکی همچون میدان مغناطیسی، دما، چگالی ذرات تشکیل دهنده درون و جو خورشید بدست آمده و پیشرفت قابل توجهی در نظریه امواج مغناطو هیدرو دینامیکی صورت گرفته است (اشواندن و همکاران (۲۰۰٦)، اندرز و همکاران (۲۰۰۹)، عابدینی و همکاران (۲۰۱۲)، کرمی و بهار(۲۰۱۰) و کریشنا و همکاران(۲۰۱٤)). برای نمونه به بعضی از افراد و ابزار های مورد استفاده اشاره می کنیم. تامسون و همکارانش در سال (۱۹۹۹) با استفاده از ابزار ای آی تی در ماهواره سوهو امواج مغناطو هیدرو دینامیکی موجود در تاج خورشید در مقیاس بزرگ آشکارسازی شد. در سال ۱۹۹۹ ناکارایوف و همکارانشان بطور جداگانه به کمک ماهواره تریس موفق به شناسای

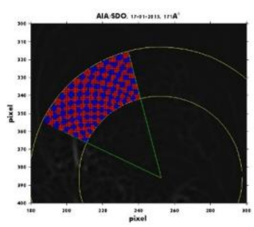
نوسانات سریع کنکی در حلقه های تاج شدند. همچنین با استفاده از تریس رابرت و همکاران ۱۹۸٤ ، اشواندن و همکارانش در ۲۰۰٤ وجو نوسانی امواج سوسیسی سریع را در محدوده طول موج رادیوی استخراج و مورد مطالعه قرار داد. وجوه نوسانی امواج ایستاده آگوستیک آرام توسط وانگ و همکارانش در ۲۰۰۲ با استفاده از ابزار سومر ماهواره سوهو علاوه براین امواج آکوستیک آرام انتشاری توسطا آفمن و همکارانش در سال ۱۹۹۷ توسط ابزار یو ویسی اس ماهواره سوهو و اردلی و تاریون در ۲۰۰۸ با استفاده از هینوده مشاهده شده شد. امواج سریع آلفن توسط ویلیامز و همکارانش در ۲۰۰۱ با استفاده از اس ای سی آی اس، امواج سریع کینک در سال ۲۰۰٤ به کمک تریس توسط ویرویخت و همکارانش نیز مشاهده شدند. و مورتون و همکارانش در سال ۲۰۱۱ به کمک تریس نوسانات سوسیسی در حلقه های تاج خورشیدی را از روی تغییر شکل سطح مقطع حلقه های تاج آنها پیدا کردند. از آنجاییکه آهنگ زمانی تصویربرداری از فرابنفش دور در ماهواره های همچون سوهو، تریس و استریو در حدود ۱-۲ دقیقه است و مدت دوره تناوب در نوسانات سریع در محدوده چند ثانیه تا چند دقیقه است. بدین ترتیب در هر دوره نوسان تعداد تصاویر کافی برای استخراج دقیق نوسانات سریع وجود نداشت. اما امروزه با پیشرفت تجهیزات تصویر ماهوارهای قادریم تصاویری با آهنگ زمانی ۱۲ ثانیه در طول موجهای مختلف از رویدادهای تاج خورشید دریافت نماییم در نتیجه این ابزار پیشرفت بزرگی را در زمینه تجزیه و تحلیل تصاویر خورشیدی ایجاد و زمینه استخراج ویژ ه گیهایی نوسانات سریع را مهیا کرده است. در این مقاله، با یک روش جدید، میرایی نوسانات عرضی(کینکی) حلقه های تاج و وابستگی میرایی به فرکانس را با استفاده از تصویر متوالی از حلقه واقع شده روی ناحیه فعال در طول موج ۱۷۱ آنگستروم و با فاصله زمانی ۱۲ ثانیه مورد مطالعه و بررسی قرار می دهیم. این مقاله به صورت زیر مرتب شده است. در بخش ۲ مشخصات نواحی مشاهده شده توصیف شده است. در بخش ۳ محاسبه دوره تناوب و زمان میرایی و در بخش پایانی نتایج مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفته و نتیجه گیری شده است.

مشخصات ناحیه مشاهده شده

مشاهدات مورد علاقه در این مطالعه بر اساس داده های ابزار ای- آی- ای ماهواه اس دی او (AIA/SDO) است. داده های این ابزار از ماهواره شامل تصاویری با فاصله زمانی ۱۲ ثانیه در ۱۰ طول موج مختلف است.



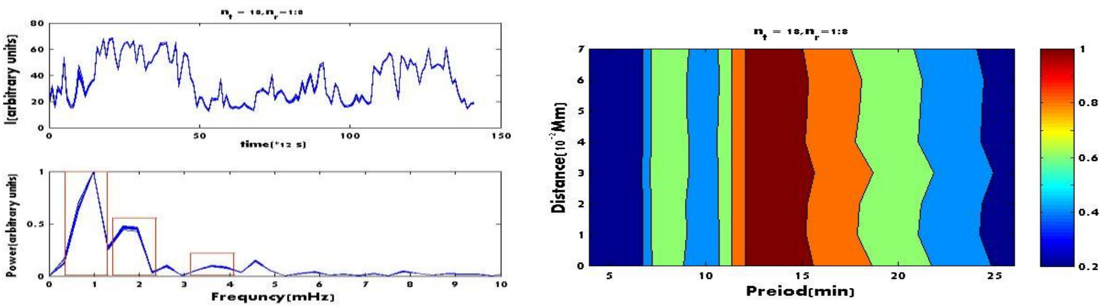




شکل ۱: یک نمونه از ۱۵۰ تصویر متوالی در طول موج ۱۷۱ آنگستروم قبل از اعمال صافی که درآن حلقه موردنظر با فلش قرمز رنگ مشخص شده است (شکل بالا)، بعد از اعمال صافی مد مکس(شکل سمت چپ پایین)، ناحیه تقسیم بندی شده به سلول های به ابعاد تقریبی ٤ پیکسل در ٤ پیکسل که حلقه مورد نظر را در بر گرفته اند(شکل پایین سمت راست).

تصاویر اولیه و خام هر ماهواره دارای یک سری معایبی هستند که باید پیرایش شوند. تصاویر مورد استفاده ی ما تصاویر سطح ۱/۵ هستند که یک سری از معایب آن از قبیل جریان تاریک، میدان تخت و خانه های (پیکسل های) غیر یکنواخت و داغ آن پیرایش شده اند همچنین با چرخش و انتقال، مرکز و محور دوران مشترک پیدا کرده اند. در اینجا از تعداد ۱۵۰ تصویر متوالی در طول موج ۱۷۱ آنگستروم با فاصله زمانی ۱۲ ثانیه که در تاریخ ۲۰۱۵-۱-۱۷ بین ساعت ۱۵-۱٤ (به وقت جهانی TU) که از مجموعه حلقه های واقع در روی ناحیه فعال با مشخصات SPOCA: 15377 گرفته شده، استفاده می شود. شکل۱ به صورت نمونه، یکی از این تصاویر را نشان می دهد که مشخصات آن در بالای آن نوشته شده و همچنین حلقه مورد نظر که با فلش زرد رنگ مشخص شده، حلقه ای است که نوسانات عرضی آن استخراج و مورد تجزیه تحلیل قرار گرفته است.

محاسبه دوره تناوب و زمان میرایی نوسانات



شکل ۲: تغییرات شدت برحسب زمان برای تعدادی از سلولها (شکل چپ بالا)، چگالی توان طیفی حاصل از شدتها(شکل سمت چپ پایین)، نقشه رنگی تراز دوره تناوب – فاصله در امتداد سلول های در امتدند شعاع دوایر شکل ۱ (شکل پایین سمت راست). که مشخصات آنها روی تصاویر نوشته شده است که n_r , n_t به تر تیب شماره سلول در امتداد محور افقی و قائم هستند.

همانطوریکه در بخش قبل توضیح داده شد، سلول های صفحه دربرگیرنده حلقه به ابعاد تقریبی ٤ در ٤ خانه تقسیم شده و شدت میانگین در هریک از آنها برحسب زمان استخراج شد. در شکل۲ در ردیف بالای سمت چپ یک نمونه از نوسانات شدت حول میانگین بر حسب زمان و همچنین چگالی توان طیفی مربوطه را برای ۱۵۰ تصویر متوالی در یک ردیف از سلول ها و در ردیف پایین چگالی توان طیفی بهنجار شده برحسب فرکانس برای زیر بخش ها نمایش داده شده است. در سمت راست نمودار تراز چگالی توان طیفی همچنین محل واقع شدن هریک از سلول ها برحسب مگامتر از ابتدای مسیر در امتداد شعاع نشان داده شده است. چگالی توان طیفی نشان می دهد فرکانس نوسانات در محدوده ۱ تا ٦ میلی هرتز یا به طور معادل، پریود نوسانات بین ۲/۵ تا حدود ۱۸/۵ دقیقه قرار دارند. و از چگالی توان طیفی در دیده می شود که فرکانس های ۱، ۱/٦، ۳/٦ میلی هرتز نوسانات غالب هستند. با اعمال فیلتر گاوسی

روی فرکانس های غلب، شدت بر حسب زمان میرا می شود که با فیت کردن یک تابع میرای سینوسی به شدت حاصل از تمام سلول ها پارامترهای مورد نظر استخراج و در جدول ۱ نمایش داده شده است.

جدول ۱: یک نمونه از ۱۵۰ تصویر متوالی در طول موج ۱۷۱ آنگستروم قبل از اعمال صافی که حلقه موردنظر با فلش قرمز رنگ مشخص شده است (شکل بالا)، بعد از اعمال صافی مد مکس(شکل سمت چپ پایین)، ناحیه تقسیم بندی شده به سلول های به ابعاد تقریبی ٤ پیکسل در ٤ پیکسل که حلقه مورد نظر را در بر گرفته است(شکل پایین سمت راست).

کمیت	A(km) دامنه نوسان			τ(min) زمان میرایی			P(min) دوره تناوب			τ/p
F(mHz) فرکانس	حداقل	حداکثر	متوسط	حداقل	حداکثر	متوسط	حد اقل	حد اکثر	متوسط	
F1=1	9.63	10.90	10.42	29.82	38.80	34.95	17.52	18.23	17.94	1.90
F2=1.6	6.67	8.24	7.53	24.04	31.31	27.26	9.43	9.64	9.51	2.65
F=3.6	2.67	3.50	3.28	11.14	15.55	12.28	4.36	4.48	4.41	2.85

نتیجه گیری

۱–دامنه نوسانات حول وضعیت تعادلی به ترتیب ۹/۶ ، ٦/۷٦ و ۲/۷٦ **کیلومتر برای فرکانس های غالب** ۱، ۱/٦، ۳/٦ میلی هرتز.

۲– زمان میرایی به ترتیب**۳٤/۹٥، ۲۷/۲٦ و ۱٥/٥٥ دقیق برای فرکانس های غالب** ۱، ۱/٦، ۳/٦ میلی هرتز بدست می آید که با فرکانس افزایش می یابد.

۳– نسبت زمان میرایی به دوره تناوب متناظر به ترتیب **۱/۹۰، ۲/٥٦ و ۲/٥۸ بدست می آید که نشان دهنده میرایی ضعیف می باشد.**

۴– نتیجه کلی اینکه نوسانات عرضی واداشته حلقه وابسته به فرکانس عامل تحریک کننده بوده و بسته به عامل تحریک ممکن است سریع یا آهسته باشد.

مرجع ها

[1] Aschwanden, M. J. 2006, *Phil. Trans. R. Soc.*, 364, 417.
[2] Abedini, A., Safari, H and Nasiri, S. *Solar Phys.* 280 (2012) 137A.
[3] Karami, K., and Bahari, K., *Solar Phys*. **263** (2010) 87.
[5] Krishna Prasad, S. Banerjee, D., and Van Doorsselaere, T *ApJ*. **789** (2014) 118.
[6] Thompson, B. J., et al. 1999, *ApJ*, 517, L151.
[7] Nakariakov, V. M., Ofman, L., DeLuca, E., Roberts, B., and Davila, J. M.1999, *Science*, 285, 862.
[8] Roberts, B., Edwin, P. M., & Benz, A. O. 1984, *ApJ*, 279, 857.
[9] Aschwanden, M. J., Nakariakov, V. M., & Melnikov, V. F. 2004, *ApJ*, 600, 458.
[10] Wang, T. J., Solanki, S. K., Curdt,W., Innes, D. E.,&Dammasch, I. E. 2002, *ApJ*, 574, L101.
[11] Ofman, L., Romoli, M., Poletto, G., Noci, G., & Kohl, J. K. 1997, *ApJ*, 491, L111.
[12] Erdelyi, R., & Taroyan, Y. 2008, *A&A*, 489, L49.
[13] Williams, D. R., et al. 2001, *MNRAS*, 326, 428.
[14] Morton, R. J., Erdelyi, R., Jess, D. B., & Mathioudakis, M. 2011, *ApJ*, 728, L18.

دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان
هجدهمین گردهمایی پژوهشی نجوم ایران
۲۴ و ۲۵ اردیبهشت ۱۳۹٤

Torsional Alfvén waves in Solar Spicules

Ebadi, H.[1,2]
[1] *Astrophysics Department, Physics Faculty, University of Tabriz, Tabriz, Iran*
[2] *Research Institute for Astronomy and Astrophysics of Maragha, Maragha 55134-441, Iran.*

Based on observational data it is cleared that the spicules axis have transversal oscillations. These oscillations may be modeled via either Kink waves or Alfvén waves. In the present work we model these waves as torsional Alfvén waves. The SUMER/SOHO spectroscopic data are used to calculate the period ratio of fundamental mode and its first harmonic. It is showed that this value has departures from its canonical value of 2 because of steady flows and density stratification.

PACS numbers: 05.10.-a ,05.10.Gg, 98.70.Vc

I. INTRODUCTION

Observation of oscillations in solar spicules may be used as an indirect evidence of energy transport from the photosphere towards the corona. Transverse motion of spicule axis can be observed by both, spectroscopic and imaging observations. The periodic Doppler shift of spectral lines have been observed from ground based coronagraphs [1]. The observed transverse oscillations of spicule axes were interpreted by kink [1,2] and Alfvén [3] waves. The kink mode, amongst others, differs from the torsional Alfvén mode, in that it displaces the whole flux tube in the transverse direction, while torsional mode does not displace the tube at all. Hence the kink mode is a bulk motion of the internal and external plasma, whereas the torsional Alfvén mode can exist independently on each magnetic surface. However, despite this significant difference, the kink mode is still highly Alfvénic [4].

One of the most important functions of coronal seismology is determining the period ratio P_1/P_2 between the period P_1 of the fundamental mode and the period P_2 of its first harmonic. [5] analyzed the time series of oxygen line profiles, obtained from SUMER/SOHO on the solar south limb spicules. They calculated Doppler shifts and consequently Doppler velocities on a coronal hole region. They performed wavelet analysis to determine the periods of fundamental mode and its first harmonic mode. The calculated period ratios have departures from its canonical value of 2. Different factors such as the effect of density stratification and magnetic twist [6] can cause the deviation of the period ratio from its canonical value.

II. OBSERVATIONS

SUMER is a high-resolution normal incidence spectrograph operating in the range 666-1610∼Å (first order) and 333-805∼Å (second order). The angular pixel size is ∼Ĭ. The spectral pixel size depends slightly on the wavelength. Contriving normally allows sub-pixel resolution. It can vary from about 45 mÅ/pixel at 800∼Å to about 41∼mÅ/pixel at 1600∼Å and its precision on the time is very good (100 ms).

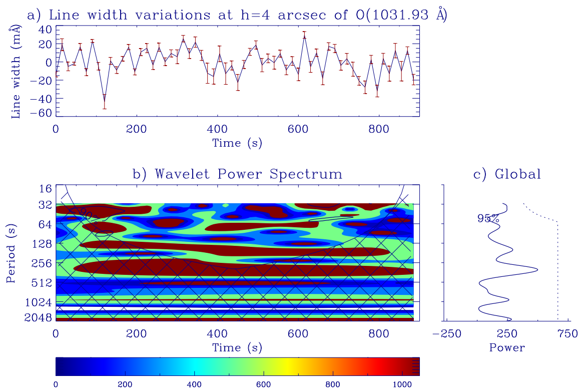


FIG. 1. a. Line width variations of the studied spicule $4''$ above the limb in OVI (1031.93 Å) line. b. The wavelet power spectrum. The contour levels are chosen so that 75%, 50%, 25%, and 5% of the wavelet power is above each level, respectively. The cross-hatched region is the cone of influence, where zero padding has reduced the variance. c. The global wavelet power spectrum.

We analyze OVI (1031.93 Å) line profiles from the time series by fitting to a Gaussian and calculated line widths. we used the two stable photospheric neutral oxygen emission lines (i.e. OI (1027.43 Å) and OI (1028.16 Å)) that happen to be in the same spectral window with the OVI lines. Line width variations and proper wavelet analysis results are presented in Figure 1 for OVI (1031.93 Å). The wavelet power spectrum, the cone of influence, and the global wavelet power spectrum are plotted in each figure. The contour levels are chosen so that 75%, 50%, 25%, and 5% of the wavelet power is above each level, respectively.

III. RESULTS AND DISCUSSION

We consider an equilibrium configuration in the form of an expanding straight magnetic flux tube with varying density along tube. We use cylindrical coordinates r, φ, and z with the z-axis coinciding along tube axis. it is claimed that about 20% of observed spicule kink waves are standing. Possibly there is a similar percentage of standing torsional Alfvén waves in spicules. So, in what follows we continue on standing torsional Alfvén waves with the nodes located at $z=0$ and $z=L$ (L is spicule length). To describe the plasma motion we use the linear ideal MHD equations for a cold plasma. The final equation is as follows:

$$\frac{\partial^2 \xi_\varphi}{\partial z^2} - \frac{1}{H_B}\frac{\partial \xi_\varphi}{\partial z} + \left(\frac{1}{4H_B^2} + 4\pi^2\omega^2 e^{-\alpha z}\right)\xi_\varphi = 0, \quad (1)$$

where $\alpha \equiv \left(\frac{H_B - 2H_\rho}{H_\rho H_B}\right)$. In this equation the lengths are normalized to spicule length (L), and frequencies to Alfvén frequency ($\omega_A \equiv \frac{V_A}{L} = 0.06$ rad/s; $V_A = \frac{B_0}{\sqrt{\mu_0 \rho_0}} = 75$ km/s; $B_0 = 12$ G, $\rho_0 = 1.9 \times 10^{-10}$ kg m^{-3}, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ T m A^{-1}, and $L = 8000$ km). Magnetic and density scale heights are determined as $H_B = 1816$ km and $H_\rho = 752$ km.

We solve equation 1 numerically by using differential transform method (DTM) to obtain both eigenfrequencies and eigenfunctions of standing torsional Alfvén waves in stratified and expanding solar spicules. We use the rigid boundary conditions and assume that $\xi_\varphi(0) = \xi_\varphi(L) = 0$. In Figure 2 we plotted Torsional Alfvén modes frequencies and the period ratio P_1/P_2 between the period P_1 of the fundamental mode and the period P_2 of its first harmonic. Frequencies are increasing with an increase of α. The ratio P_1/P_2 is decreasing with α and reaching to observed values around $\alpha = 3$ ($H_B \simeq 3H_\rho$). The fundamental mode and its first harmonic period ratios have departures from its canonical value of 2.

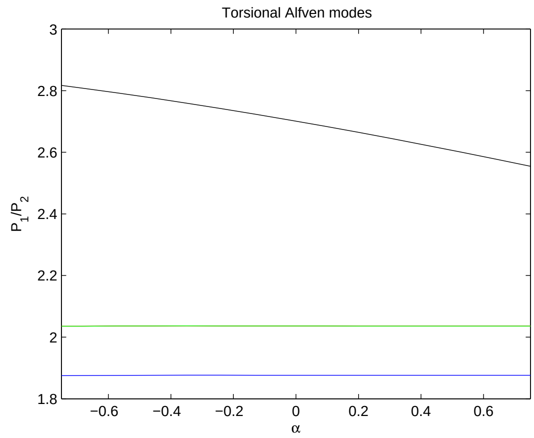


FIG. 2. Torsional Alfvén modes period ratio P_1/P_2 between the period P_1 of the fundamental mode and the period P_2 of its first harmonic are plotted. The colors black, blue, red, and green are corresponded to $M_A = 0, 0.2, 0.3, 0.4$, respectively.

IV. CONCLUSION

We consider an equilibrium configuration in the form of an expanding straight magnetic flux tube with varying density along tube. We use cylindrical coordinates r, φ, and z with the z-axis coinciding along tube axis. It is claimed that about 20% of observed spicule waves, are standing torsional Alfvén waves. More realistic background magnetic field, plasma density, and spicule radios inferred from the actual magnetoseismology of observations are used. We used a novel mathematical method which was explained in the last section to solve equation 1. Fundamental and its first harmonic frequencies are increasing with α. On the other hand their ratio is decreasing with α and reaching to the observed values around $\alpha \simeq 3$. The fundamental mode and its first harmonic period ratios have departures from its canonical value of 2 which was distinguished by observations. The density stratification and magnetic twist are two main factors which make the period ratio departures from its canonical value of 2. These two factors are studied in spicules both observationally and theoretically. Eigenfunction variations with height show that the oscillations amplitude are increasing towards higher heights. It is in agreement with the results of spicule observations. This means that with a little increase in height, amplitude of oscillations become expanded due to significant decrease in density, which acts as inertia against oscillations.

Acknowledgements We wish to thank ...

[1] Zaqarashvili, T.V., Khutsishvili, E., Kukhianidze, V., Ramishvili, G., 2007, Astronomy and Astrophysics, 474, 627.
[2] Ebadi, H., Zaqarashvili, T.V., Zhelyazkov, I., 2012, Astrophysics and Space Science, 337, 33.
[3] De Pontieu, B., McIntosh, S.W., Carlsson, M., et al., 2007, Science, 318, 1574.
[4] Verth, G., Erdélyi, R., Goossens, M., 2010, Astrophysical Journal, 714, 1637.
[5] Ebadi, H., Khoshrang, M., 2014, Astrophysics and Space Science, 352, 353.
[6] Karami, K., Bahari, K., 2012, Astrophysical Journal, 757, 186.

ناپایداری حرارتی در یک محیط انبساطی با حضور خودگرانشی، اثر هال و پخش دوقطبه

قریشی، سیده معصومه   خصالی، علیرضا [۱]

[۱] گروه فیزیک، دانشگاه مازندران

چکیده

ناپایداری حرارتی یک ابر خودگرانشی را با در نظر گرفتن اثر هال و پخش دوقطبه، تحت شرایطی بررسی کرده‌ایم که حالت غیراختلالی آن به صورت یک محیط انبساطی در نظر گرفته شده است. معادله مشخصه‌ای از درجه هشتم بدست آورده‌ایم که در غیاب اثرات اضافه شده، منجر به نتایج پیشین می شود. ملاک‌های ناپایداری جدید نشان دادند که انبساط پس‌زمینه سبب پایداری محیط می شود، ولی خودگرانشی اثری ناپایدار کننده روی مد هم‌فشار دارد. مکانیسم‌های پخشی نیز می‌توانند تغییراتی در ملاک پایداری سیستم ایجاد کنند. بررسی های انجام شده نشان دادند که می توانیم شاهد شکل گیری ساختار در راستای میدان مغناطیسی باشیم.

مقدمه

رصدها نشان داده‌اند که چگالی در ابرهایی که ستارگان را شکل می‌دهند، غیرهمگن می باشد. این مطلب لزوماً ناشی از ناپایداری گرانشی نیست و ناپایداری حرارتی نیز می‌تواند پاسخگوی این پدیده باشد [3]. از این‌رو، ناپایداری حرارتی توجه بسیاری از افراد را به خود جلب کرده است و هر یک از آن‌ها، به طور جداگانه اثر مکانیسم‌های متفاوتی همچون پرتوهای کیهانی، پخش‌دوقطبه و ... را روی این ناپایداری بررسی کرده‌اند [5 & 2]. ما نیز در این مقاله، سعی داریم تا اثر خودگرانشی و انبساط پس‌زمینه را روی ناپایداری حرارتی محیطی که اثر هال و پخش‌دوقطبه در آن غیرقابل صرف‌نظر کردن است (همچون ابرهای مولکولی)، مورد بررسی قرار دهیم و ملاک‌های ناپایداری را برای چنین سیستمی بدست آوریم. در واقع، این کار تعمیمی بر کار [4] است.

معادلات اساسی

معادلات اساسی که تحول سیستم را با درنظر گرفتن خودگرانشی و اثرات غیرایده‌آل توصیف می‌کنند، به صورت زیر می‌باشند

$$\frac{d\rho}{dt}+\rho\nabla\cdot\mathbf{u}=0 \tag{۱}$$

$$\rho\frac{d\mathbf{u}}{dt}=-\nabla \mathrm{P}+\frac{1}{4\pi}(\nabla\times\mathbf{B})\times\mathbf{B}-\rho\nabla\psi \tag{۲}$$

$$\frac{1}{\gamma-1}\frac{d\mathrm{P}}{dt}+\frac{\gamma}{\gamma-1}\mathrm{P}(\nabla\cdot\mathbf{u})+\rho\Omega-\nabla\cdot(\mathrm{K}\nabla\mathrm{T})=0 \tag{۳}$$

$$\frac{d\mathbf{B}}{dt}=(\mathbf{B}.\nabla)\mathbf{u}-\mathbf{B}(\nabla.\mathbf{u})-\frac{1}{\mathrm{B}}\eta_{\mathrm{H}}\nabla\times[(\nabla\times\mathbf{B})\times\mathbf{B}]+\frac{1}{\mathrm{B}^2}\eta_{\mathrm{A}}\nabla\times[((\nabla\times\mathbf{B})\times\mathbf{B})\times\mathbf{B}] \tag{٤}$$

$$\nabla^2\psi=4\pi G\rho \tag{٥}$$

$$\mathrm{P}-\frac{\mathrm{R}}{\mu}\rho\mathrm{T}=0 \tag{٦}$$

که $\eta_{\rm H}=(cB/4\pi e\, n)$ و $\eta_{\rm A}=\rho_n{}^2 B^2/4\pi\rho^2\rho_i\upsilon_{in}$ به‌ترتیب ضریب پخش هال و دوقطبه می‌باشند. چون پس‌زمینه به‌طور یکنواخت در حال انبساط فرض شده است، انبساط را به صورت $\mathbf{r}=a(t)\mathbf{x}$ درنظر می‌گیریم، که $\mathbf{r}$ بیانگر مختصات اولری، $\mathbf{x}$ بیانگر مختصات لاگرانژی و $a(t)$ پارامتر انبساط می‌باشد. بنابراین می‌توان میدان سرعت پس‌زمینه را به صورت $\mathbf{u}_0(\mathbf{r},t)=(da/dt)\,a(t)^{-1}\,\mathbf{r}$ و دیگر کمیت‌های تحولی پس‌زمینه را به صورت زیر تعیین نمود

$$\mathbf{B}_0(t)=\mathbf{B}_0(t=0)\,a(t)^{-2},\ P_0(t)=P_0(t=0)\,a(t)^{-3\gamma},\ \ \rho_0(t)=\rho_0(t=0)\,a(t)^{-3},T_0(t)=T_0(t=0)\,a(t)^{-3(\gamma-1)}.$$

برای وارد کردن اختلال به معادلات، هر متغیر را به صورت مجموع یک کمیت غیراختلالی و یک کمیت اختلالی می‌نویسیم. برای نمونه، داریم

$$\rho_1(\mathbf{r},t)\equiv\rho(\mathbf{r},t)-\rho_0(t)\ ,\ \mathbf{u}_1(\mathbf{r},t)\equiv\mathbf{u}(\mathbf{r},t)-\mathbf{u}_0(\mathbf{r},t).$$

دیگر متغیرها نیز اینگونه بیان می‌شوند. اختلال را در مختصات اولری اعمال کرده و در نهایت معادلات حاصل را در مختصات لاگرانژی بازنویسی می‌کنیم. سپس، جوابی به صورت زیر برای کمیت‌های اختلالی درنظر می‌گیریم

$$\rho_1(\mathbf{x},t)=\rho_1(t)\,\exp(\mathrm{i}\mathbf{k}.\mathbf{x}),\ \mathbf{u}_1(\mathbf{x},t)=\mathbf{u}_1(t)\exp(\mathrm{i}\mathbf{k}.\mathbf{x}).$$

دیگر متغیرها نیز به همین صورت بیان می‌شوند. این فرم از کمیات را وارد معادلات اساسی کرده و در نتیجه خواهیم داشت

$$Y^{(1)}=NY$$

که $Y^{(1)}$ و Y ماتریس‌های ۸×۱ و N یک ماتریس ۸×۸ از کمیت‌های تعادلی است. $Y^{(1)}$ و Y به صورت

$$Y^{(1)}\equiv\begin{pmatrix}dy_1/dt\\ .\\ .\\ .\\ dy_8/dt\end{pmatrix}\ \ \&\ \ Y\equiv\begin{pmatrix}y_1\\ .\\ .\\ .\\ y_8\end{pmatrix}$$

تعریف می‌شوند، که در آن ها y_iها به صورت زیر فرض شده اند

$$y_1\equiv\frac{\rho_1}{\rho_0},\ y_2\equiv\frac{P_1}{P_0},\ y_3\equiv au_{1x},\ y_4\equiv au_{1y},\ y_5\equiv au_{1z},\ y_6\equiv\frac{B_{1x}}{B_0},\ y_7\equiv\frac{B_{1y}}{B_0},\ y_8\equiv\frac{B_{1z}}{B_0}.$$

حل متداولی را برای اختلال‌ها درنظر می‌گیریم. از این‌رو داریم

$$\begin{aligned}&y_1(t)\equiv y_1(t_0)a^3\exp(\omega(t-t_0)),\quad y_2(t)\equiv y_2(t_0)a^{3\gamma}\exp(\omega(t-t_0)),\\ &y_m(t)\equiv y_m(t_0)a\exp(\omega(t-t_0))\qquad \&\qquad m=3,4,5,\\ &y_n(t)\equiv y_1(t_0)a^2\exp(\omega(t-t_0))\qquad \&\qquad n=6,7,8,\end{aligned}$$

که ω آهنگ رشد و t_0 زمان اولیه است. این روابط منجر به رابطه $Y^{(1)}=\omega Y+MY$ می‌شود که در آن، $M\equiv(\dot a/a)\,diag[3,3\gamma,1,1,1,2,2,]$ یک ماتریس قطری است. با استفاده از روابط $Y^{(1)}=NY$ و $Y^{(1)}=\omega Y+MY$، در صورتی جواب وجود خواهد داشت که $Det[\omega I+M-N]=0$ برقرار باشد (I ماتریس یکانی است). در نتیجه، به یک معادله پخش از درجه هشتم خواهیم رسید. این معادله پخش را می‌توان به صورت زیر بیان کرد

$$b_0\omega^8+b_1\omega^7+b_2\omega^6+b_3\omega^5+b_4\omega^4+b_5\omega^3+b_6\omega^2+b_7\omega+b_8=0\qquad (۷)$$

با استفاده از کمیت‌هایی بدون بعد

$$y\equiv\frac{\omega}{\omega'_s},\ y[A]\equiv\frac{\omega'_A}{\omega'_s},\ y[H]\equiv\frac{\omega'_H}{\omega'_s},\ \sigma_\rho\equiv\frac{\omega'_\rho}{\omega'_s},\ \sigma_T\equiv\frac{\omega'_T}{\omega'_s},\ \sigma_K\equiv\frac{\omega'_s}{\omega'_K},$$

$$\sigma_{T'}\equiv\sigma_T+\sigma_K,\ \alpha\equiv(\frac{\omega'_{Al}}{\omega'_s})^2,\ \mathrm{G}\equiv\frac{\omega'_g}{\omega'_s},\ E\equiv\frac{\omega'_e}{\omega'_s},\ \Theta\equiv\cos^2\theta.$$

و برخی دیگر از تعاریف بیان شده در مقاله های [4 & 2]، می‌توان معادله (۷) را به صورت

$$\begin{aligned} &c_0 y^8 + c_1 y^7 + c_2 y^6 + c_3 y^5 + c_4 y^4 \\ &\quad + c_5 y^3 + c_6 y^2 + c_7 y + c_8 = 0 \end{aligned} \qquad (۸)$$

بازنویسی نمود. زمانی‌که خودگرانشی و انبساط پس‌زمینه صرف‌نظر شوند، این معادله مشخصه به معادله مشخصه مقاله [2] کاهش خواهد یافت. برای تعیین ملاک‌های ناپایداری از ملاک Routh- Hurwitz استفاده می‌کنیم.

نتیجه گیری

زمانی که انبساط پس‌زمینه قابل صرف نظر باشد، خودگرانشی تنها روی ملاک هم‌فشار اثر می‌گذارد. برای مثال، ملاک هم‌فشار یک محیط غیرمغناطیده از $\sigma_\rho > \sigma_{T'}$ به $\sigma_\rho > (1-\gamma\,\mathrm{G})\,\sigma_{T'}$ تغییر خواهد یافت. بررسی ها نشان داده اند که برای محیطی مغناطیده تحت شرایط MHD ایده آل، بیشترین تأثیر میدان مغناطیسی را برای اختلالی با بردار موج عمود بر میدان خواهیم داشت. بررسی های ما حاکی از آن است که تحت چنین شرایطی، خودگرانشی ملاک هم‌فشار را از $\sigma_\rho > (1+\alpha\gamma)\sigma_{T'}$ به $\sigma_\rho > (1+\alpha\gamma-\gamma\,\mathrm{G})\,\sigma_{T'}$ تبدیل خواهد نمود. از این رابطه پیدا است که خودگرانشی می تواند از اثرات پایدار کننده میدان مغناطیسی بکاهد و محیط را ناپایدار سازد. در این صورت، می‌توان انتظار شکل‌گیری ساختار را در محیط مورد نظر داشت.

اگر در یک محیط انبساطی، خودگرانشی قابل صرف نظر کردن باشد، نه تنها ملاک هم‌فشار بلکه ملاک هم‌آنتروپی نیز تغییر خواهد یافت. برای نمونه، ملاک‌های یک محیط غیرمغناطیده از

$$\sigma_\rho > \sigma_{T'} \quad \& \quad \sigma_\rho < -\sigma_{T'}(\gamma-1) \text{ ،}$$

به

$$\begin{aligned} &\sigma_\rho > (1+3\gamma E^2)(\sigma_{T'}+3\gamma E) \\ &\& \\ &\sigma_\rho < -4\gamma E\,\sigma_{T'}^{\,2} - (24\gamma^2E^2+16\gamma E^2+\gamma-1)\sigma_{T'} - \gamma E\,(36\gamma^2E^2+48\gamma E^2+12E^2+3\gamma+1) \end{aligned}$$

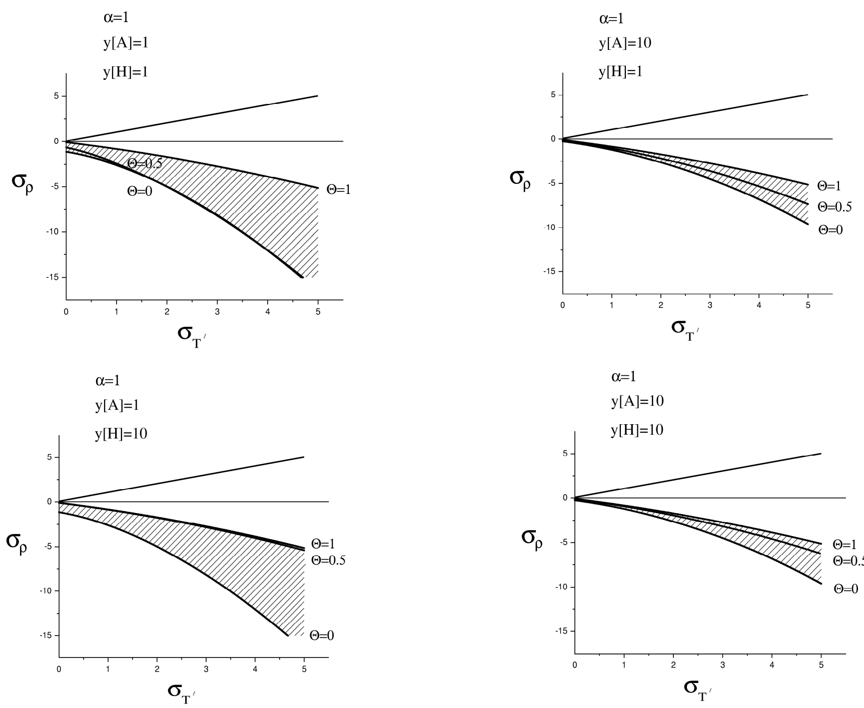
تبدیل خواهند شد. با توجه به این که پارامتر E برای یک محیط انبساطی مثبت می باشد، می‌توان نتیجه گرفت که انبساط پس‌زمینه می‌تواند سیستم را پایدار کرده و مانع از شکل‌گیری ساختار گردد.

حال فرض کنید که خودگرانشی و انبساط پس‌زمینه قابل صرف نظر نباشند. برای یک محیط غیرمغناطیده ملاک‌های ناپایداری هم‌فشار و هم‌آنتروپی به ترتیب به صورت

$$\begin{aligned} &\sigma_\rho > (1+3\gamma E^2-\gamma\,\mathrm{G})(\sigma_{T'}+3\gamma E) \\ &\& \\ &\sigma_\rho < -4\gamma E\,\sigma_{T'}^{\,2} - (24\gamma^2E^2+16\gamma E^2+\gamma-1)\sigma_{T'} - \gamma E\,(36\gamma^2E^2+48\gamma E^2+12E^2+3\gamma-4\,\mathrm{G}+1) \end{aligned}$$

بیان می‌شوند. این ملاک‌ها نشان می‌دهند که با آن که خودگرانشی سبب ناپایداری محیط می‌گردد، ولی اثر انبساط پس‌زمینه بیشتر بوده و در نتیجه منجر به پایداری محیط خواهد شد.

تأثیری که مکانیسم‌های پخشی روی محدوده پایداری و ناپایداری محیط می‌گذارند، در نمودارهای زیر نشان داده شده است.



شکل۱ : نواحی پایداری و ناپایداری در صفحه $\sigma_\rho - \sigma_{T'}$. نواحی هاشور زده شده بیانگر تغییر ناحیه پایدار و ناپایدار به ازای زوایای مختلف است.

نتایج نشان داده که پخش هال به تنهایی تأثیری روی ملاک پایداری سیستم ندارد. برخلاف فرآیند پخش هال، فرآیند پخش دوقطبه قادر است تا تأثیر پایدارسازی میدان مغناطیسی را برای اختلالاتی با بردار موج عمود بر میدان مغناطیسی تحت شرایط فشار ثابت از بین ببرد؛ ملاک هم فشار $\sigma_\rho > (1+\alpha\gamma)\sigma_{T'}$ به واسطه پخش دوقطبه به $\sigma_\rho > \sigma_{T'}$ تبدیل خواهد شد. قابل ذکر است که وجود فرآیند پخش دوقطبه می تواند سبب تغییر ملاک های هم‌آنتروپی (به ازای زوایای $\pi/4$ و $\pi/2$) نیز گردد. زمانی که هر دو این مکانیسم‌ها در محیط وجود داشته باشند، شاهد تغییراتی در ملاک هم‌آنتروپی به ازای زاویه $\pi/4$ خواهیم بود که این تغییرات ناشی از فرآیند پخش هال می باشند. البته این تغییرات برای محیط هایی با اثر هال بسیار مؤثر، چشمگیرتر خواهد بود. با توجه به این نمودارها می‌توان گفت که محدوده پایداری به پارامترهای بدون بعد پخشی بستگی دارد و با افزایش آن‌ها، از مساحت ناحیه پایدار کاسته می‌شود. در نهایت، می توان نتیجه گرفت که احتمال شکل‌گیری ساختار، برای حالتی که بردار موج موازی با میدان پس‌زمینه است، وجود خواهد داشت.

مرجع‌ها

1. A. J. Gomez-Pelaez, and F. Moreno-Insertis, *ApJ* **569**, (2002) 766.
2. A. R. Khesali, S. M. Ghoreyshi, and M. Nejad-Asghar, *MNRAS* **420**, (2012) 2300.
3. G. B. Field; "Thermal Instability"; *ApJ* **142**, (1965) 531.
4. M. Nejad-Asghar, J. Ghanbari, *Ap&SS*. **302**, (2006) 243.
5. M. Shadmehri, *MNRAS* **397**, (2009) 1521.

The Frontiers of Galaxy Formation & Evolution

Moein Mosleh

IPM

ABSTRACT

Over the last decade, we have witnessed enormous progress in the ability to understand the formation and evolution of galaxies. However, there are many open questions still remaining on all aspects of the galaxy formation and evolution. More work needs to be done in order to link between observed properties of galaxies and their underlying physics. I will briefly introduce some of the important current questions on galaxy formation and evolution. And will talk about upcoming opportunities to resolve different aspects of these questions.

RY Aquarius a binary with pulsating δ-scuti primary component

Davood Manzoori, Salar Abbasvand, Farshid Najafi Nezhad[1]
[1]Department of Physics, University of Mohaghegh Ardabili , P. O.Box. 179, Ardabil, Iran

We present analysis of period and Light Curve (LC) variations in Ry Aqr system, the Fourier frequency analysis indicates that primary is a pulsating, δ-scuti variable star, moreover O-C curve analysis shows that the period of the system is secularly decreasing with a rate of dp/dt=0.074 sec/yr. This decrease in the orbital period variations was attributed to a mass and angular momentum loss from the system with rate $2.57 \times 10^{-10} M_{\odot}/yr$. Apart from the secular period decreases the orbital period of the system is modulated by a cyclic period of 72.69 yr, this period was attributed to a third body orbiting around the barycenter of the system.

I. INTRODUCTION

RY Aqr (HD 203069) is a semidetached rather low mass eclipsing binary of period 1.966d, visual magnitude 8.81 and spectral type A7-8V+K2V, as reported by Pickering (1908). Its peculiar characteristic is intrinsic variability reported by Helt (1987) with out analysis the system was discovered as a variable star by Leavit. Dugan (1924) carried out the first photometry of the system and first spectroscopic observations of the system was made by Popper (1980, 1982). Helt (1987) observed the system photometrically in narrow band Stromgreen uvby passband filters. He used two different Methods of WINK (Wood, 1972) and Wilson-Devinney (1971) codes to analyze the obtained data, his result indicated a main sequence star of mass $1.27M\odot$ for primary and a low mass $0.26M\odot$ companion, which nearly fills its Roche critical surface. Helt (1987) also reported a period of 1.98d for intrinsic variability of the system. Popper (1989) reobserved spectroscopically the system and reported $M1 = 1.26M\odot$ and $M2 = 0.26M\odot$.
The period changes of the system was studied by Soydugan (2008) who found a period of 90 yr cycle is modulating the orbital period and he attributed this to (LTTE). The system was reported to be an X-Ray source observed by Einstein survey of Algol like system.
In this study of the system we purpose to redetermine the physical and orbital elements of the system and discuss variations in the period as well as fluctuations in the LC, and phenomena causing these variations, using modern software PHOEBE.

II. PERIOD VARIATIONS

To study the period changes of the system, we have collected the O-C values from different source mainly from the updated O-C webpage of Czech Astronomical Society*. All the collected data were converted to the a common Epoch using the following linear Ephemeris from Keriner,

$$T_{minI} = HJD\ 2423977.191500 + 1.3572855E \qquad (1)$$

then the O-C data were plotted against Epoch cycles, shown in Fig. 1, and is roughly fitted by a downward parabolic curve described by the Eq.

$$ax^2 + bx + c = 0 \qquad (2)$$

where,$a = -(2.296 \pm 0.096) \times 10^{-9}$, $b = (-9.4254 \pm 0.552) \times 10^{-6}$, c=0.03920.002, The residuals between the fitted parabola and $O - C$ normal points are displayed in Fig. 2, as obvious from Fig. 2. these residual indicate a quasi-sinusoidal behavior, which can be fitted by a sin curve with the following particulars:

$$Z = Z_0 + sin(\omega t + \phi_0) \qquad (3)$$

Where $A = 0.075 \pm 0.003$d, $\omega = (4.653.0 \pm 0.32) \times 10^{-4} d^{-1}$, $(\phi_0 = 4.734 \pm 0.172)$ $Z_0 = -0.027640.003d$ And corresponding period $P_3 = 72.69 \pm 2.50yr$. For more discussions and interpretation (see section V B). the parabolic behavior of O-C curve described in above and indicated in Figs. 1 & 2, implies a secular period decrease which can be attributed to the mass angular momentum loss from the system. Moreover the quasi periodic changes of the residuals plotted in Fig. 2 can be due to cyclic (or periodic) effect modulating the orbital period. (see the subsection V.B for interpretations and discussions).

III. OBSERVATIONS AND LIGHT CURVE ANALYSIS

We have downloaded photometric data in the BVI passbands from webpage of American Association of

*http://var.astro.cz/ocgat

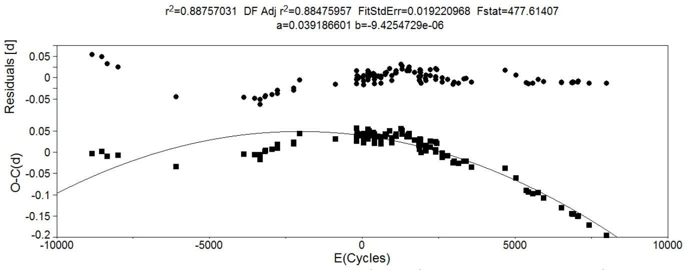


FIG. 1. Representation of the (O-C)residual values (filled squares) and its description by a downward curved parabola (continuous curve)for RY Aqr.

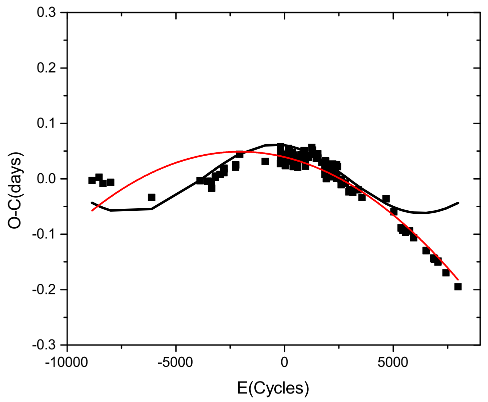


FIG. 2. Representation of the residuals between parabolic fit and (O-C)residual values (filled circles) and its description by a sine curve(continuous curve), for RY Aqr.

Variable Star Observers (AAVSO). A total of 1627 points in B and I and 1644 data points in V, passband filters were selected. The downloaded data were phased by the following Ephemeris given by Keriner

$$T_{minI} = HJD\ 2423977.191500 + 1.3572855E \qquad (4)$$

Then the phased data are plotted against magnitude in Fig. 3. Since the appearance of the plotted data, was resembled a typical semidetached LC, moreover the system was reported to be a semidetached (see Helt 1978, Popper 1989), therefore the semidetached mode of the PHOEBE program was chosen to obtain simultaneous BVI, LCs analysis. Furthermore, the appropriate gravity darkening and Bolometric Albedo coefficients are selected according to the spectral types of the primary and secondary components, i.e., g1=1.0, A1=1.0 and g2=0.32 , A2=0.5. The limb darkening coefficients are read from Van Hamme (1993) tables automatically by the PHOEBE program according to the input data. To avoid the solution degeneracy and obtain reliable parameters, following the Popper (1989), we fixed the mass ratio ($q = M_2/M_1$) at q=0.206, moreover, since the spectral type of the primary component was reported to be A7-A8, and reference to the discussion of Helt (1987), the temperature T1, of the primary is set to T1=7800K,

TABLE I. Spot parameters obtained through PHOEBE Programme for SV Cam components

Star	*Colat* − (*Deg*)	*Long* − (*Deg*)	*size* − (*Deg*)	*Temp.*− *factor*
2	75	310	17	0.90

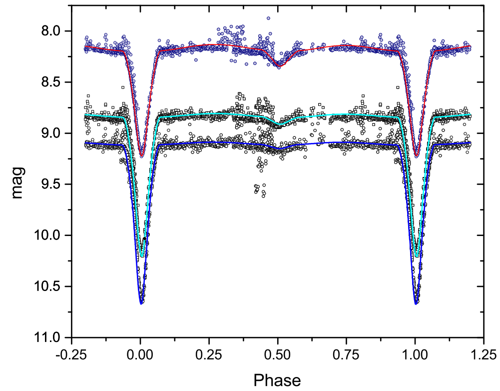


FIG. 3. Synthetic BVI LCs (continuous curves), obtained using SD mode of the PHOEBE program observed LCs (filled circles), for RY Aqr.

and did not further adjusted. The other main parameters, i.e.,Ω_1,the dimensionless surface potential of the primary,T_2,the effective temperature of the secondary, i, the inclination of the orbital plan, e, the eccentricity and L_1, the monochromatic luminosity of the primary component were set as free parameters. The free parameters were adjusted by trial and error method so that to minimize the cost (and χ^2) function along with the formal errors of the adjustable parameters. However, It was observed, during the process of fitting to get the best LCs solutions the assumption of a dark spot with particulars given Tabel 1 below was necessary.

So by considering statement of the Helt (1987) in mind i.e., "The Roche lobe filling solution gives much poorer fits than those solution that size of the star B can be adjusted freely." The mode was switched to the detached mode, however by keeping the parameters at the same values the errors of the parameters particularly the $\Delta\Omega$ in this mode were reduced to considerably lower values.

IV. FOURIER ANALYSIS OF THE LC RESIDUALS

As evident from the observed light curve presented in the Fig. 3, there are a clear fluctuations, with low amplitudes at out of eclipse phase in all the three filters. In Fig. 4 we have plotted the out of eclipse residuals in B-Parsband after subtraction of by syntactic LC. oscillatory character of residual curve is clear. Therefore

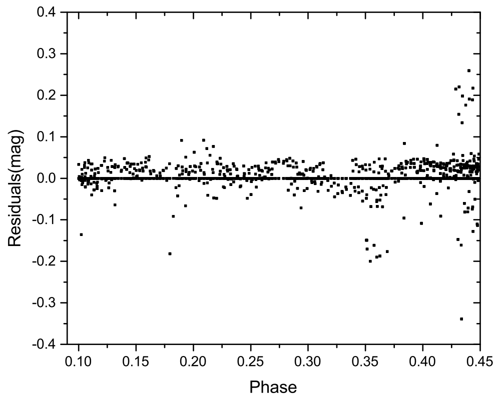


FIG. 4. Residuals between the synthetic and observed LC in B-passband, for RY Aqr. system, fluctuations in the residuals are clear,

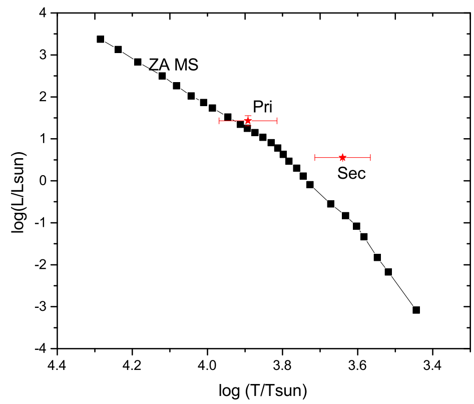


FIG. 5. H-R diagram and positions of both components of RY Aqr. as evident the primary lies on the base of the instability strip

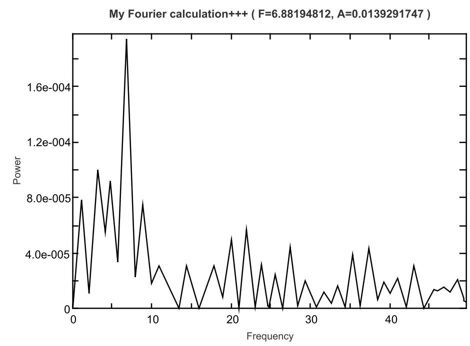


FIG. 6. Fourier frequency spectrum of the residuals after subtraction of synthetic LC from the photometric data except around the primary eclipse phase, for RY Aqr

to investigate these oscillations, since the spectral type of the primary was reported to be $A3$ type, moreover the position of the primary component on the H-R diagram was well in the base of instability strip see the Fig. 5. Therefore, the LC residuals in the passband B (shown in Fig. 4), were subjected to frequency analysis, using period 0.4 software (Lenz & Breger 2005) which is based on the Fourier analysis. To perform this we have subtracted the synthetic LC from the observed data, excluded the data for primary minimum residuals, then carried out, the analysis only for the out of eclipse phases, i.e., residuals between 0.1-0.95 phases, after subtraction of zero level i.e. frequency . The frequency spectrum of these data is illustrated in Fig. 3, as evident from Fig 6, there is a distinct peak in the frequency f=6.881948 with amplitude=0.014, which corresponds to a period of $P_1 = 0.003d = 3.4h$, this period is quite close to the range of period 1-3 h, the range of δ-scuti type pulsator . Hence the RY Aqr is an algol type binary with a pulsating (primary) component.

V. RESULTS AND DISCUSSIONS

A. Period variations

Visual inspections of the Figs. 1 & 2, the general trend of O-C point indicates a downward curved parabolic variations as described in section 2, which indicates a secular decrease in orbital period with a rate of dp/dt=0.074 sec/yr. This decrease in orbital period may be attributed to mass and angular momentum loss from the system with a rate of $\dot{m} = 2.57 \times 10^{-10} M_{\odot} yr$. Since the secondary component is a late (G-K type) star moreover as stated in section 3, due to appearance of the dark spots on the secondary component, therefor the solar like phenomenon (e.g. Flaring,) can occur on the surface of the secondary which explains the detected mass loss and AML from the system. The other possible mechanism for the mass loss and AML could be through magnetized star winds (magnetic breaking). The moving out ejected charged particles in the star wind from the star surfaces are trapped in the magnetic field of the star. However, since the secondary in the Algol-type binaries exhibit a fast rotation, and deep convective layer and hence possesses strong magnetic field therefore those particles carrying momentum are twisted up due to rapid rotation of the star, shown the star rotation momentum is lost. However since in the binary stars, synchronization of orbital and rotation periods are expected the loss of rotational angular momentum, as pointed out above causes the decrease of the orbital period, through spin orbital coupling consistent with observations.

B. Cause of quasi periodic variation

The cyclic variation in the orbital period may be caused by one of the followings,

a) Apsidal motion,
b) Magnetic cycle effect,
c) Light Travel. Time effect (LTTE).

Requirements for apsidal motion, are that variations modulating the orbital period should be strictly periodic and also eccentric orbit is a must, however these are not supported by the finding of this paper, see Fig 1, the other requirement is that the O-C residual points for primary and secondary eclipses should be in complete opposite phase which are again not supported by the results of present paper, as they are in phase agreement (see the Fig.1). On the other hand the period 72.69 yr found for cyclic variation, seems to be too long to be due to magnetic cycle effects, as for instance these magnetic cycle duration for Sun is 11 yr, for U Sge, 9 yr, for UW Boo 22 yr. Therefore this period 72.69 yr cycle, may be attributed to the presence of an additional third body in orbit around the barycenter of the system the particulars of which may be estimated as below:
Assuming a third body with circular orbit and coplanar with the system, then we may estimate the the radius of the orbit and a lower limit to the mass of the possible third body using the equation 5 below, by putting the orbital inclination of the presumed third body $i_3 = 90°$ and using the amplitude (A), from the Eq. 3, we get (see Mayer 1990),
$a_{12} sin i_3 = A \times c$

$$F(m_3) = \frac{(a_{12} sin\ i_3)^3}{P_3^2} = \frac{(m_3 sin\ i_3)^3}{(m_1+m_2+m_3)^2} = \frac{1}{P_3^2}[\frac{173.15A}{\sqrt{1-e^2cos^2\omega}}] \quad (5)$$

where the quantities,
$\omega =$ longitude of periastron,
$a_{12} = 12.97AU$, orbital radius of the eclipsing pair relative to common center of mass,
$m_1 = 1.27M_\odot$, mass of the hotter component (primary),
$m_2 = 0.26M_\odot$, mass of the cooler component (secondary)
$e = 0$, orbital eccentricity of the third body orbit
$P_3 \simeq 72.69 \pm 2.51$ yr, orbital period of the third body
and $A = (7.5 \pm 0.3) \times 10^{-2}$ d, the semiamplitude of the LTTE
based on these values the estimated mass of the possible third body $m_3 \simeq 1.59 \pm 0.50\ M_\odot$ and its orbital radius $a_3 \simeq 12.47 \pm 2.34AU$.

The mass and period of the presumed third body found are notagseed with those of Soydugan (2008),i.e., 90 yr and $1.06M_\odot$.

VI. CONCLUSION

The main conclusions are 1- The primary component of the system is a pulsating δ scuti star with perod of 3.4 h. 2- The system is a three body system and the secondary is a near contact spotted subgaint. In addition the system is losing mass and angular momentum with a rate of $2.57 \times 10^{-10} M_\odot$.

Acknowledgements We acknowledge with thanks the variable star observations from the AAVSO International database contributed by observers worldwide and used in this research.

[1] Dugan, R. S., 1924, CoPri, 6, 1.
[2] Girardi, L, Williams, B. F., Gilbert, K. M., Rosenfield, P., Dalcanton, J. J., Marigo, P., Boyer, M. L., Dolphin, A., Weisz, D. R., Melbourne, J., Olsen, K. A. G., Seth, A. C., Skillman, E. J.: 2010, ApJ, 724, 1030
[3] Helt, B. E., 1987, A&A, 172, 155
[4] Pickering, E. C., 1908, Harvard Coll. Obs. Circ. 142
[5] Prsa, A., and Zwitter, T., 2005, APJ, 628, 426
[6] Popper, D. M., 1980, IAUS, 88, 203
[7] Popper, D. M., 1982, PASP, 94, 945
[8] Popper, D. M., 1989, ApJS, 71, 595
[9] Wood, D. B. 1972, Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Maryland
[10] White, N. E.Marshall, F. E., 1983, APJ, 263, L117.
[11] Soydugan, F., 2008, AN, 329, No. 6, 587.

دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان
هجدهمین گردهمایی پژوهشی نجوم ایران
۲۴ و ۲۵ اردیبهشت ۱۳۹۴

Light and period analyses of two ultrashort binaries KIC 8758716 and KIC 10855535

Davood Manzoori, Salar Abbasvand, Farshid Najafi Nezhad and Neda Amjadi[1]
[1] *Department of Physics, University of Mohaghegh Ardabili , P. O.Box. 179, Ardabil, Iran*

Light and period analyses for two ultra-short binary systems, found by Kepler Space Telescope were carried out for the first time, using PHOEBE code. Analysis of period variations for KIC 8758716 system, shows mass and angular momentum loss with rates $\dot{m} = 1.087 \times 10^{-12}$, $\Delta J = -3.99 \times 10^{36}$kg.m yr^{-1}, respectively. However period analysis of the KIC 10855535 indicates a sinusoidal variation indicative of presence of a third body orbiting the system with period 412 d. In addition analysis of photometric light curves (LC) were performed in both detached and over contact modes. The results of analysis indicate that these systems are in detached configuration rather than contact, consistent with the Stepien's theory of angular momentum loss (AML).

I. INTRODUCTION

In recent years, the different projects e.g. COROT, MACHO, OGLE, Kepler, etc. Proposed to study and find exoplanet objects, provided vast amount of photometric data and as a side product data for large number of eclipsing binary and other type of variable stars. In this study of eclipsing binary we purpose to study and determine the orbital and physical elements of some ultrashort period or detach over contact binary stars. The over contact W UMa stars are class of binary stars, in which both of the components fills their roche lobes and form a common envelope, these kind of E.B usually have mass ratio between 0.2-0.5 however their periods between 0.1-1.5d and they have spectral type between F-K. As pointed of out above since these type of binaries form a common envelope, therefore the surface temperatures of the components in a system are close a each other. Binnendijk(1970) divided the contact systems in to, two categories based on LC morphology i.e. class A & W type binaries. The W subtype have deeper primary minimum in their LC produced through occultation of smaller component by bigger one. While in A-subtype the primary of the LC is a transit.

II. PERIOD VARIATIONS

A. variations in the period of KIC 8758716

To study the period changes of the system, we have collected the Eclipse Time Variations (ETV) values from Conroy et al. (2013). The ETV are plotted against the corresponding barycentric Julian Dates (BJD). All the collected data were converted to the a common Epoch using the following linear Ephemeris,

$$T_{minI} = BJD\ 2454953.673258 + 0.107205E \quad (1)$$

then the ETV data were plotted against BJD, shown in Fig. 1, and is roughly fitted by a downward parabolic curve described by the Eq.

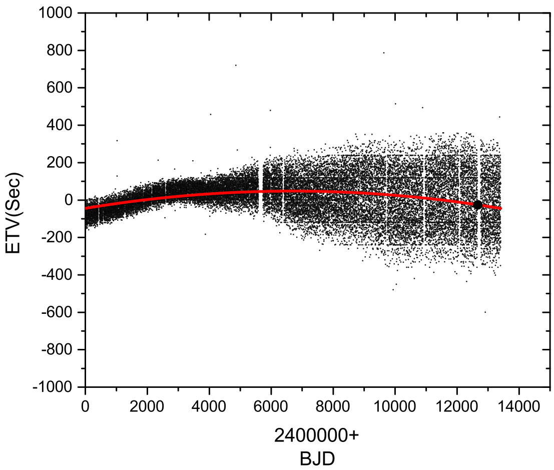


FIG. 1. Representation of the ETV residual values (Points) and its description by a downward curved parabola (continuous curve)for KIC 8758716.

$$a_1x^2 + a_2x + a_3 = 0 \quad (2)$$

where,$a_1 = (-2.05491 \pm 0.04788) \times 10^{-6}$, $a_2 = (0.0275 \pm 6.612) \times 10^{-4}$, $a_3 = -44.188 \pm 1.914$. The residuals between the fitted parabola and $O - C$ normal points are displayed in Fig. 2, as obvious from Fig. 2. these residual indicate no significant variations (see the subsection V.B for interpretations and discussions)

B. Period Variations in KIC 10855535

ETVs for this system are plotted in FIG. 2, as evident from the Fig. these values indicate a sinusoidal behavior, which can be fitted by a sin curve with the following particulars:

$$Z = Z_0 + A\ sin(\omega t + \phi_0) \quad (3)$$

Where $A = 138.54 \pm 0.22$ Sec, $\omega = 0.0024187 \pm 0.0001 d^{-1}$, ($\phi_0 = 0.969 \pm 0.002$), $Z_0 = 54.71 \pm 0.16 sec$ And corre-

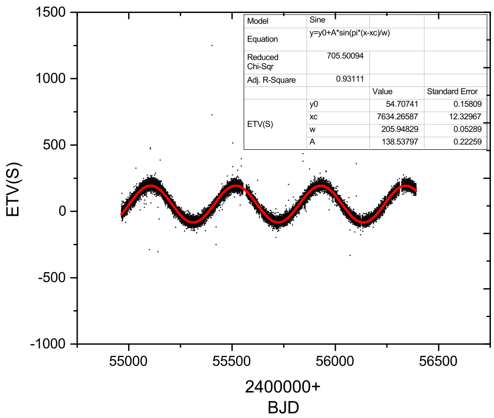


FIG. 2. Representation of ETV/BJD (points) and sin fit (continuous curve)for KIC 10855535.

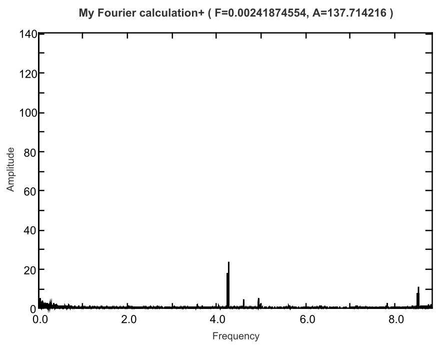


FIG. 3. Frequency spectrum of ETV for KIC 10855535.

sponding period $P_3 = 413 \pm 17d$. For more discussions and interpretation see section IV. the parabolic behavior of O-C curve described in section and indicated in Fig. 1, implies secular period decrease which can be attributed to the angular momentum loss (AML) from the system. Moreover the periodic changes of the residuals plotted in Fig

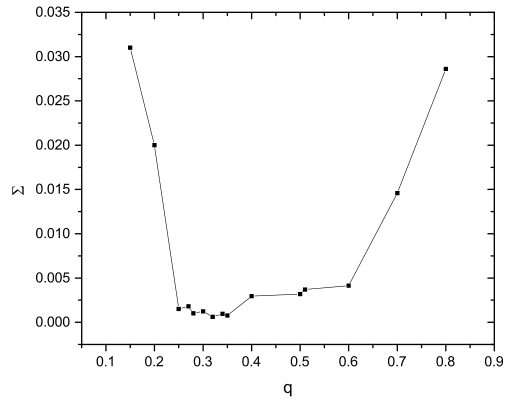


FIG. 4. The relation between qs and Σ s for KIC 8758716.

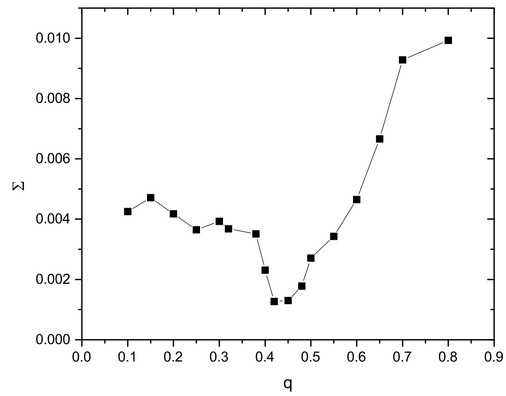


FIG. 5. The relation between qs and Σ s for KIC 10885535

III. DATA REDUCTION

In this study of eclipsing binaries we have used photometric data from Kepler Space Telescope mission (2009), which were collected during years 2009-2012, morder to have accurate filtering a results have, selected only for few nights of observe these observation were obtained in wide range pass band 430-780 nm. We use PHOEBE code to obtain LCS solutions use of PHOEBE require suitable input parameters, for this purpose we have selected over contact W UMa mode of the program and accor-dance to this mode we set the reflection albedos A1=A2=0.5, and g1=g2=0.32, appropriate to convective envelope. The lambda darking coefficient, were read automatically from Van Hamm (1993) in accordance input temperatures for the components. Since there exist no spectroscopic observations of the system. Therefore we proceeded to find the photometric mass ratio (q) through a synthetic q-search method, by setting the value of q to set of values (0.1, 0.2, 0.3, etc.) and for each value of q, we adjusted the other main parameters (i.e. T1, T2, Ω1, i, L1, the luminosity) of the binary system so that to make the χ^2 function Minimum Σ errors to be less, then these values of the ?s one plotted against the respected q-value, in Figs and the value for the q & selected this value of q as a variable and then we have adjusted the other parameters i.e. T1, T2, Ω1. so that to minimum the χ^2 function value, and also find best fitting and super position of observed and the synthetic LCS with each other by eye inspection. The obtained parameter value one tabulated is table 1, and LCS are plotted in Figs 2. During the fitting process, in same ease to best fit the observed and synthetic, it was necessary to assume dark spots the primary and or secondary components these spots are arranged in table 2.

However, It was observed, during the process of fitting

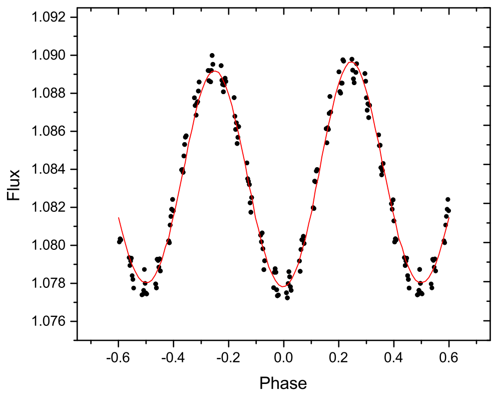


FIG. 6. Synthetic LC (continuous curves), obtained using contact W UMa mode of the PHOEBE program observed LC (filled circles), for KIC 8758716.

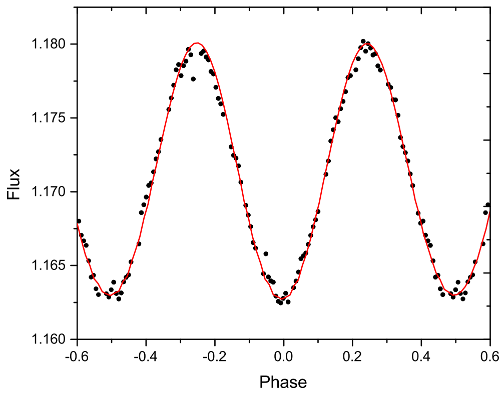


FIG. 7. Synthetic LC (continuous curves), obtained using contact detach mode of the PHOEBE program observed LC (filled circles), for KIC 10855535.

to get the best LCs solutions the assumption of a dark spot with particulars given Tabel 1 below was necessary. The mode was switched to the detached mode, however by keeping the parameters at the same values the errors of the parameters particularly the $\Delta\Omega$ in this mode were reduced to considerably lower values.

these residual indicate a sinusoidal behavior, which can be fitted by sin curve with the following particulars:

IV. RESULTS AND DISCUSSIONS

A. Period variations

Visual inspections of the Fig. 1 i.e. ETV for KIC 8758716 system indicates, a general trend of ETV points indicates a downward curved parabolic variations with particulars, described in section 2, which indicates a secular decrease in the orbital period with a rate of dp/dt=-0.002 sec/yr. This decrease in orbital period may be attributed to mass and angular momentum loss from the system with a rate of $\dot{m} = 1.10 \times 10^{-12} M_{\odot} yr^{-1}$. Referring to the table 1, the temperatures of the components stars are relatively low, close to F-G spectral type and capable of mass and angular momentum loss(AML) from the system through magnetic braking, therefore the decrease in period. The rate of angular momentum loss from the system calculated by using the period decrease is $\Delta J = 3.99 \times 10^{36}$ kg.m/yr which is at least 3-4 orders of magnitude lower than the regular mass losing systems. This is consistent with the Stepein (2006, 2011), theory of the mass and angular momentum loss and evolution of short period low mass close binaries, according to which theory, they had no enough time within the age of the Universe, for the components evolve and fill their Roche lobes and to form a contact system.

Apart from the above statements regarding the AML theory, to get an accurate LC solution, we started with over contact W-UMa mode of the PHOEBE program, but, despite relativity good fit of the LC and reasonably low errors of the adjusted parameters, the configuration of the system obtained using the obtained parameters indicated a detached one. Moreover the solution of the LC obtained in detached mode gave relatively more ac-

TABLE I. The results obtained through LCs analysis using PHOEBE program

$Param$	$Values for - KIC8758716$	Values for KIC 10855535
e	0.001±0.003	0.001±0.002
i(Deg)	67.300±0.069	62.820±0.680
$T_1(K)$	6550±5	6850±4
$T_2(K)$	6550 ± 5	6500 ± 4
Ω_1	4.088±0.009	3.984±0.008
Ω_2	3.986±0.009	3.922±0.007
q	0.325±0.0013	0.455±0.001
L_1	11.370±0.014	10.564±0.013
$el3$	-	0.070±0.001

TABLE II. Absolute physical and orbital parameters, of the XZ And system obtained through LC analysis

$Param$	$Values for KIC8758716$	Values for KIC 10855535
Period(d)	0.107205(adopted)	0.112782(adopted)
$A(R_{\odot})$	0.4983	0.502
$M_1/M_{\odot}$	0.109	0.092
$M_2/M_{\odot}$	0.035	0.042
$R_1/R_{\odot}$	0.134	0.144
$R_2/R_{\odot}$	0.0613	0.087
$L_1/L_{\odot}$	11.370 ± 0.014	10.564 ± 0.013
$L_2/L_{\odot}$	−	−
$M_{1,bol}$	10.303	9.584
$M_{2,bol}$	8.613	8.256

curate parameters with lower errors of estimations (see table 1). Fig 2, i.e. the ETVs for KIC 10855535 system, indicate a very regular sine curve, this was attributed to the presence of a third body orbiting with a period of 413d around the barycenter of the system. The mass and orbital radius of which and estimated below.

B. Cause of quasi periodic variation

The cyclic variation in the orbital period may be caused by one of the followings,
a) Apsidal motion,
b) Magnetic cycle effect,
c) Light Travel. Time effect (LTTE).
Requirements for apsidal motion, are that variations modulating the orbital period should be strictly periodic and also eccentric orbit is a must, however these are not supported by the finding of this paper, see Fig 1, the other requirement is that the O-C residual points for primary and secondary eclipses should be in complete opposite phase which are again not supported by the results of present paper, as they are in phase agreement (see the Fig.1). On the other hand extrem regularity of ETVs curve and the period 412 d found for cyclic variation, do not favor magnetic cycle effects, as for instance these magnetic cycle duration for Sun is 11 yr, for U Sge, 9 yr, for UW Boo 22 yr. Therefore this period 412 d, may be attributed to the presence of an additional third body in orbit around the barycenter of the system the particulars of which may be estimated as below:

Assuming a third body with circular orbit and coplanar with the system, then we may estimate the the radius of the orbit and a lower limit to the mass of the possible third body using the equation 5 below, by putting the orbital inclination of the presumed third body $i_3 = 90°$ and using the amplitude (A), from the Eq. 3, we get (see Mayer 1990),
$a_{12} sin i_3 = A \times c$

$$F(m_3) = \frac{(a_{12} sin\ i_3)^3}{P_3^2} = \frac{(m_3 sin\ i_3)^3}{(m_1+m_2+m_3)^2} = \frac{1}{P_3^2}[\frac{173.15A}{\sqrt{1-e^2 cos^2\omega}}] \quad (4)$$

where the quantities,
$\omega =$ longitude of periastron,
$a_{12} = 0.227AU$, orbital radius of the eclipsing pair relative to common center of mass,
$m_1 = 0.092M_\odot$, mass of the hotter component (primary),
$m_2 = 0.042M_\odot$, mass of the cooler component (secondary)
$e = 0$, orbital eccentricity of the third body orbit
$P_3 \simeq 412 \pm 17$ d, orbital period of the third body
and $A = (1.5 \pm 0.002) \times 10^{-3}$ d, the semiamplitude of the LTTE

based on these values the estimated mass of the possible third body $m_3 \simeq 0.096 \pm 0.006\ M_\odot$ and its orbital radius $a_3 \simeq 0.387 \pm 0.065AU$.
The mass and period of the presumed third body found are are comparaable to the primary mass, however its orbit is relatively low this might be a reason for regular sinosidal period change..

V. CONCLUSION

The main conclusions, drawn from the results are: system KIC 8758716 is losing mass and AM with rates and $\dot{m} = 1.087 \times 10^{-12}$ $\Delta J = -3.99 \times 10^{36}$kg.m yr^{-1} respectively. The system KIC 10855535 is a Tertiary system. The results in this paper confirms the Stepein theory of AML regarding low mass short period close binaries.

Acknowledgements We acknowledge with thanks the variable star observations from the AAVSO International database contributed by observers worldwide and used in this research.

[1] Binnendijk L. 1970, VA, 217
[2] Conroy Kyle E., Prsa A., Stassun Keivan G. et al., 2014, AJ, 147, 45
[3] Stepien K., 2006, ACA, 56, 347
[4] Stepien K., 2011, ACA, 61, 139
[5] Prsa, A., and Zwitter, T., 2005, APJ, 628, 426

An overview on Topological and Geometrical Properties of Cosmological stochastic Fields

Seyed Mohammad Sadegh Movahed

Shahid Beheshti University

Abstract

Due to many reasons, fluctuations in cosmological fields become stochastic. Therefore, we have to rely on robust methods to extract reliable results. Some of stochastic fields in cosmology and astrophysics in various dimensions are initial conditions, CMB, Large scale fluctuations and lyman-alpha forest and etc. In this talk, I will give some motivations about stochasticity in cosmological fields and then some topological and geometrical measures will be assessed and discussed.

Evolved Stars in Galaxies; Star Formation History and Feedback : NGC 147 and NGC 185

Roya Hamedani Golshan[1], Atefeh Javadi[1], Habib G. Khosroshahi[1] and Jacco Th. van Loon[2]
[1] *School of Astronomy, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM), P.O. Box 19395-5531, Tehran, Iran*
[2] *Lennard-Jones Laboratories, Keele University, ST5 5BG, UK*

NGC 147 and NGC 185 are low metallicity dwarf elliptical galaxies. They are known to be the satellites for Andromeda galaxy and form a pair with a roughly equal mass. In spite of similarities mentioned, NGC 147 and NGC 185 have been through different star formation history and at the present time they have different amount of interstellar gas and dust. We present the first reconstruction of star formation history and explore the feedback from dusty stellar wind.
Our method is based on pulsating Asymptotic Giant Branch stars (AGBs). Stars in this late stages of evolution derive their maximum luminosity which is directly related to birth mass. By using Long Period Variable stars we obtain the amount of gaseous mass converted to stellar mass, looking back in time. As a result we find one peak of star formation as old as 7 Gyr and 10 Gyr in NGC 147 and NGC 185 respectively. However, the star formation rate in NGC 185 swiftly drops down to an approximately constant amount.
Furthermore, AGBs lose most of their mass during the stellar winds. We have modeled the Spectral Energy Distribution of individual stars with DUSTY code and the stellar mass loss rate have been obtained in order of $10^{-6} M_{\odot} yr^{-1}$. Estimation the total mass loss rate is in progress. This will help us to judge the future star formation.

PACS numbers: 05.10.-a ,05.10.Gg, 98.70.Vc

I. INTRODUCTION

NGC147 and NGC185, Andromeda's paired satellite galaxies with the same order amounts of mass and even same structures but different Star Formation History (SFH) offer a unique opportunity to consider star formation histories and dust production. Furthermore, NGC147 and NGC185 categorized as dwarf elliptical galaxies, therefor they are appropriate candidates to be investigated to get insight about evolution of dwarf elliptical galaxies. We have applied $\mu_{NGC147} = 24.15$ and $\mu_{NGC185} = 23.95$ following section 3 in [7], which results NGC 147 and NGC 185 to be $D_{NGC147} = 675 \pm 27kpc$ and $D_{NGC185} = 616 \pm 26kpc$ far apart.

Chemical evolution of galaxies depends on Initial Mass Function (IMF), Star Formation Rate (SFR) and galaxy chemical enrichment that occurs at the end point of stars' evolution. [2] showed the efficiency of using evolved Asymptotic Giant Branch stars (AGBs) with long period variability in the surface brightness in the rang of 100 to 1000 days, known as Long Period Variable stars (LPVs), to achieve SFH. AGBs are evolved stars with low to intermediate mass (0.8-8 $M_{\odot}$). Since cool AGBs emit most of their flux in near-infrared wavelengths, the K-band is a good measure of the bolometric flux. On the other hand the most evolved, dust-enshrouded AGB stars can be detected at infrared wavelengths. Therefore,the K-band is an appropriate wavelength for observing LPVs.

This paper aims to construct the birth mass function of LPVs and derive star formation history in inner $6'.4\times6'.4$ region of NGC147 and NGC185 (section 2.2). In section 2.3, by modeling Spectral Energy Distribution (SED) of individual stars, we have estimated the amount of dust that evolved stars shed into Inter Stellar Medium (ISM). Then in section 3 we have reviewed the results. You can find the discussion under section 4.

II. DATA AND METHODOLOGY

Optical Data : As a part of a photometric survey of local group galaxies to resolve AGBs, NGC 147 and NGC 185 were observed in four optical wavelengths with ALFOSC instrument on Nordic Optical Telescope during the nights from 30 August to 1 September 2000 ([8]). ALFOSC instrument covers a $6.'5 \times 6.'5$ field of view on CCD. The rectangular boxes on Figure 1 specify the area that [8] is observed. The boxes cover an area of $1.27 \times 1.27\ kpc^2$ on NGC 147 and $1.16 \times 1.16\ kpc^2$ on NGC 185. 18300 and 26496 AGBs were detected in this area in NGC 147 and NGC 185 respectively.

Near-IR Data : LPVs are the keystones of our methods to calculate star formation rate. We used catalog of LPVs from [5], which observed NGC 147 and NGC 185 on 38 nights between October 2003 and February 2006 in the Gunn-i-band with ALFOSC. NGC 147 and NGC 185 also were observed on single-epoch K-band using NOTCam, during two sequential nights in September 2004. LPVs

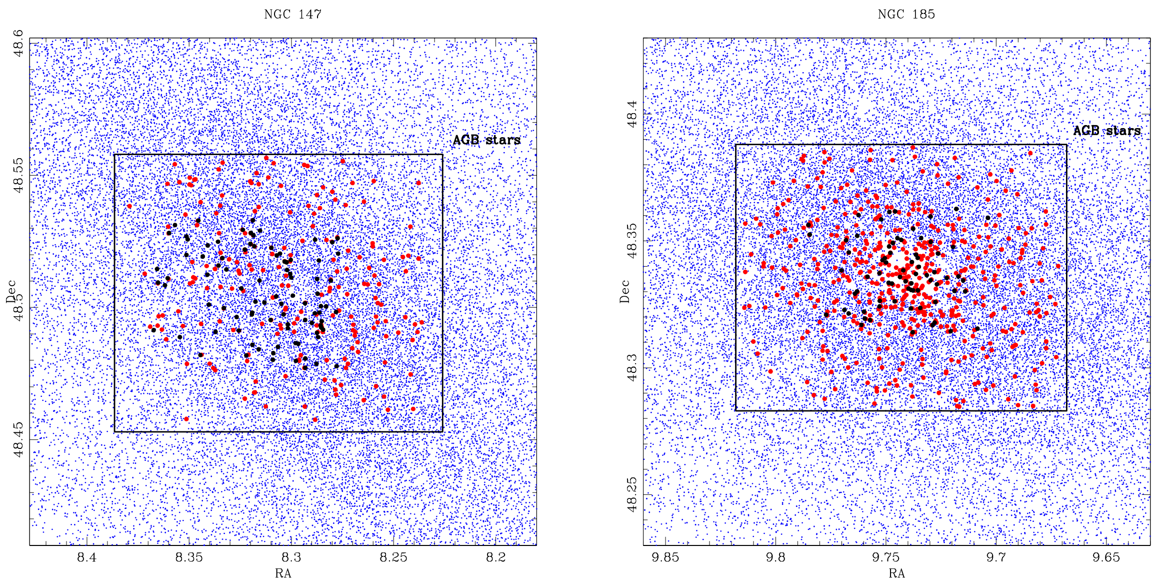


FIG. 1. Spatial distribution of AGB stars (*blue*) from [1], LPV stars (*red*) from [5] and Carbon stars (black) from [9] and [4] over NGC 147 (*left*) and NGC 185 (*right*) galaxies.

were detected by image subtraction. And ultimately [5] contains 726 LPVs: 213 of them belongs to NGC 147 and 513 to NGC 185.

We have also made use of the carbon stars photometeric data published in Sohn et. al. (2006) and Kang et. al. (2005). Observations were obtained with Canada-France-Hawaii Telescope, using the CFHTIR imager. The field centered on NGC 147 was observed with J, H and K' filters during the night of June 5, 2004 and the images of NGC 185 were obtained during the night of June 3, 2004 in the same filters. [9] reported near-IR photometery data of 91 carbon stars for NGC 147. Near IR photometery data for 73 carbon stars in NGC 185 is available in [4].

Mid-IR Data : To estimate the amount of dust with the method explained in section 3.2, mid-IR data plays an important role. DUSTiNGs used the InfraRed Array Camera (IRAC) on-board of Spitzer Space Telescope to obtain images of local group dwarf galaxies in 3.6 μm and 4.5 μm. Imaging covers each galaxy in a distance along the semi-major axes that contains half of the visible light. DUSTiNGs by the aim of detecting variable AGB stars observed each galaxy at two epochs of 6 months apart ([1]).

Spatial distribution of stars in the field of each galaxy is depicted in Figure 1. We have cross matched all the above catalogs to gain appropriate catalog of data, which results the Color-Magnitude-Diagrams in Figure 2 for NGC 147 and NGC 185.

A. Star Formation History

SFH of a galaxy is the description of gas amount, in solar mass unit, which has been converted to stars over a time interval in the past. In other words, SFH could be reported by Star Formation Rate (SFR), ξ, as a function of elapsed time. Therefore the amount of stars' mass, dM, created during a time interval, dt, is:

$$dM(t) = \xi(t)dt \tag{1}$$

[2] indicates that to calculate SFR based on variable stars counts the following relation is applicable:

$$\xi(t) = \frac{dn'(t)}{\delta t} \frac{\int_{min}^{max} f_{IMF}(m) m dm}{\int_{m(t)}^{m(t+dt)} f_{IMF}(m) dm} \tag{2}$$

where f_{IMF} is the initial mass function, $dn'(t)$ and δt are an statement of numbers of LPVs and pulsation duration respectively.

LPVs reach their maximum luminosity that relate their birth mass. Theoretical models of Padova [6] are appropriate tools to transform this maximum luminosity to birth mass. We have applied Padova models to construct mass-K band magnitude relation. The left panel in Figure 3 and 4 show this relation for the mean metallicity of target galaxies; Z = 0.0019 and 0.0015. We can see a veer to lower K-band magnitudes for super-AGBs. [2] indicates that beside the advantages of Padova models, the evolution of super-AGB with the birth mass of $0.7 < M < 1.2 - 1.3 M_\odot$ through the thermal pulsating phase is not fully included in these models. Therefor we

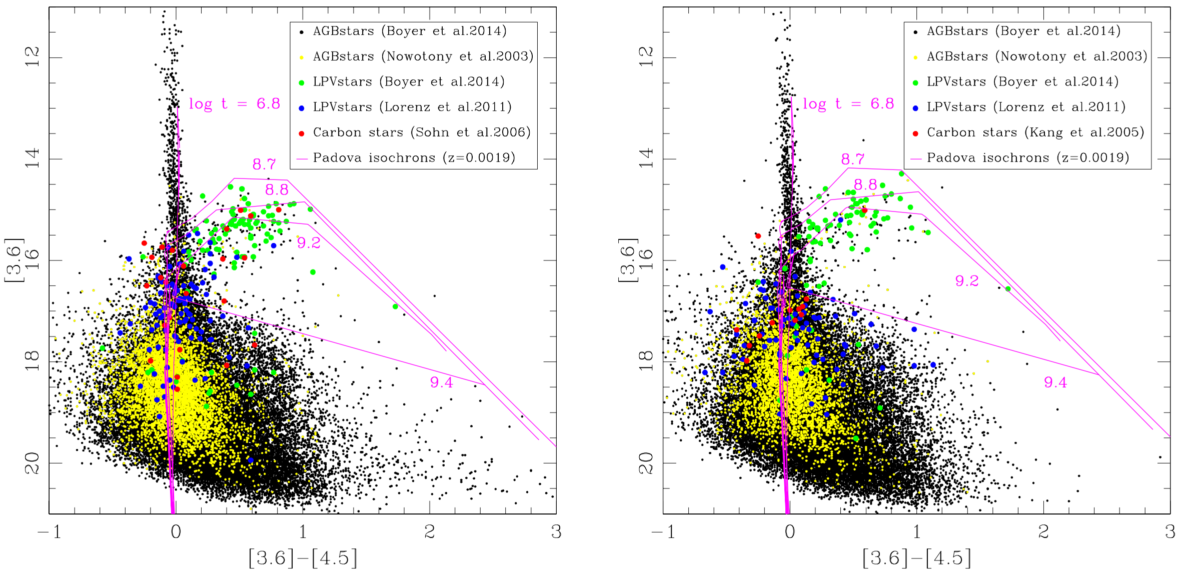


FIG. 2. Color-Magnitude-Diagram of NGC 147(*left*) and NGC 185 (*right*). Isochrons are depicted with labeled logarithmic time [6].

accept the red lines as the best fits and we use the coefficient of linear relation between K-band magnitude to calculate birth mass of stars.

K-band magnitude for the Carbon-stars that are the more dusty stars have been corrected with respect to the slope of Isochrons as follows:

$$K_0 = K + a(1.25 - (J - K)) \tag{3}$$

a is slope of isochrons. Mass-age relation, like the ones in the 2^{nd} panel of Figure 3 and 4 are obtained from isochron tables of Padova model. These graphs relate the birth mass of variable stars that are observable at present time to the time is spent from their birth.

A correction factor is appeared in equation 2, this factor is a statement of the duration in which star pulsates with large amplitude. For an LPV to be detected in the observations, pulsation duration is an important factor. Massive stars spend less time in this phase than lower mass stars. By using isochrons table and fitting a multiple Gaussian function, we are able to achieve pulsation duration as a function of Mass in the 3^{rd} panel of Figure 3 and 4.

B. Driving Mass Loss

Stars in their late stages of evolution are of the most important sources of dust in the galaxies. To derive the mass loss rates of the variable stars we follow a two-step approach. First, we model the SEDs of variable stars for which both near and mid-IR data is available. We use

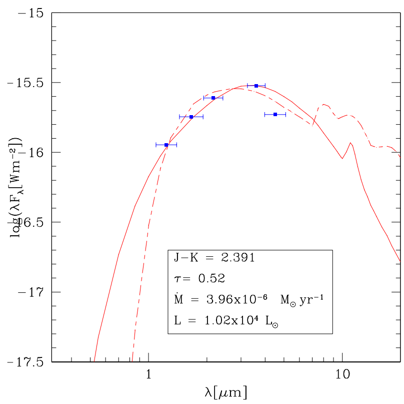


FIG. 5. curves: SEDs from DUSTY code, dots: Observed Fluxes

.

these results to construct relations between the dust optical depth and bolometric corrections on the one hand, and infrared colors on the other. Then, we apply those relations to the variable stars for which no mid-IR counterpart was identified, to derive their mass loss rates too ([3]). Figure 5 displays our modeling for one of the stars.

III. RESULTS AND DISCUSSION

SFR as a function of elapsed time is depicted in Figure 6 for NGC147 and NGC185. The horizontal error bars

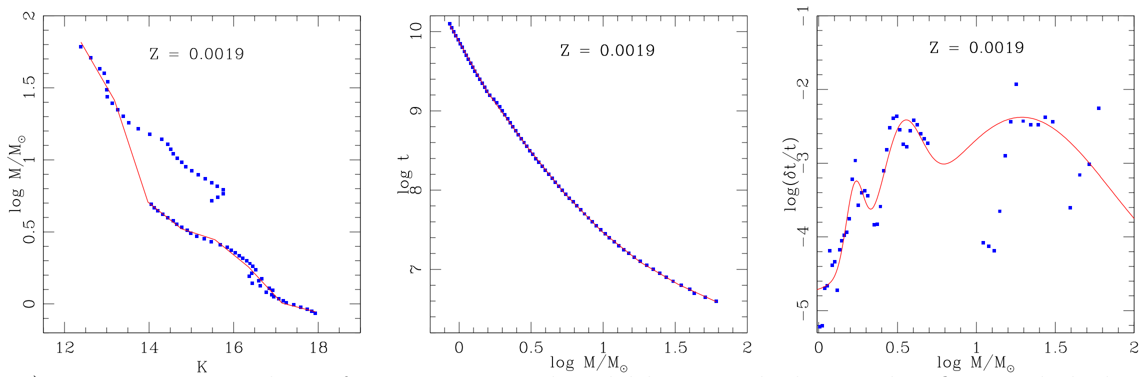


FIG. 3. a) Mass-Luminosity relation for Z = 0.0019. The solid lines are the linear spline fits, in which the function is interpolated over the super-AGB phase to massive red super-giants, i.e. for $0.7 < log(M/M_{\odot}) < 1.2 - 1.3$.
b) (Birth) Mass-Age relation for AGB stars and red super-giants derived from the [6] isochrones for Z = 0.0019, along with linear spline fits.
c) Mass-Pulsation relation. The points show the ratio of pulsation duration to age as tabulated in the [6] isochrones for Z = 0.0019; the solid lines are our multiple-Gaussian fits to these data: interpolating over the super-AGB regime. (Metallicity of NGC 147 is assumed to be Z = 0.0019).

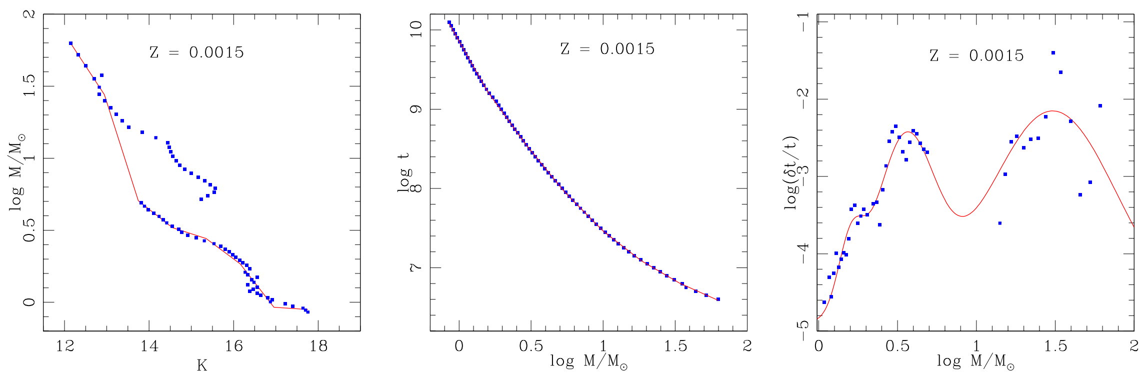


FIG. 4. Same as Figure. 3 for Z = 0.0015

correspond to the start and end time for which the SFR was calculated in a bin. We found that 78% of NGC147 total mass, $1.1 \times 10^8 M_{\odot}$, formed in its peak of star forming epoch. NGC185 shows a peak of star formation with interchanging 61% of its total mass, $2.7 \times 10^8 M_{\odot}$, to stars. The SFR dramatically decrease to a nearly constant amount after this epoch.

We have also achieved the whole mass loss rate as follows for carbon stars, using the relation in section 2 and 3 of [3]; $1.1 \times 10^{-4} M_{\odot} yr^{-1}$for NGC147 and $2.9 \times 10^{-4} M_{\odot} yr^{-1}$ for NGC 185.

IV. CONCLUSION

The total mass of stars created in NGC 185 is $2.7 \times 10^8 M_{\odot}$. Davidg (2005) proposed this amount to be $2 \times 10^8 M_{\odot}$. NGC147 total mass of stars is $1.1 \times 10^8 M_{\odot}$.

Modeling the dust of carbon stars gives an estimate of the total mass entered ISM. For $NGC147$ and $NGC185$ this amount is $1.1 \times 10^{-4} M_{\odot} yr^{-1}$ and $2.9 \times 10^{-4} M_{\odot} yr^{-1}$ respectively. Welch et al.(1996) predicted $1.8 \times 10^{-4} M_{\odot} yr^{-1}$ mass loss rate for NGC185. Gallagher et al. (1981) drive a mass return rate of $1 - 2 \times 10^{-3} M_{\odot} yr^{-1}$ for NGC 185.

[1] Boyer M. L., et al., 2014, ApJS, 777, 142
[2] Javadi A., et al., 2011, MNRAS, 414, 3394
[3] Javadi A., et al., 2013, MNRAS, 432, 2824

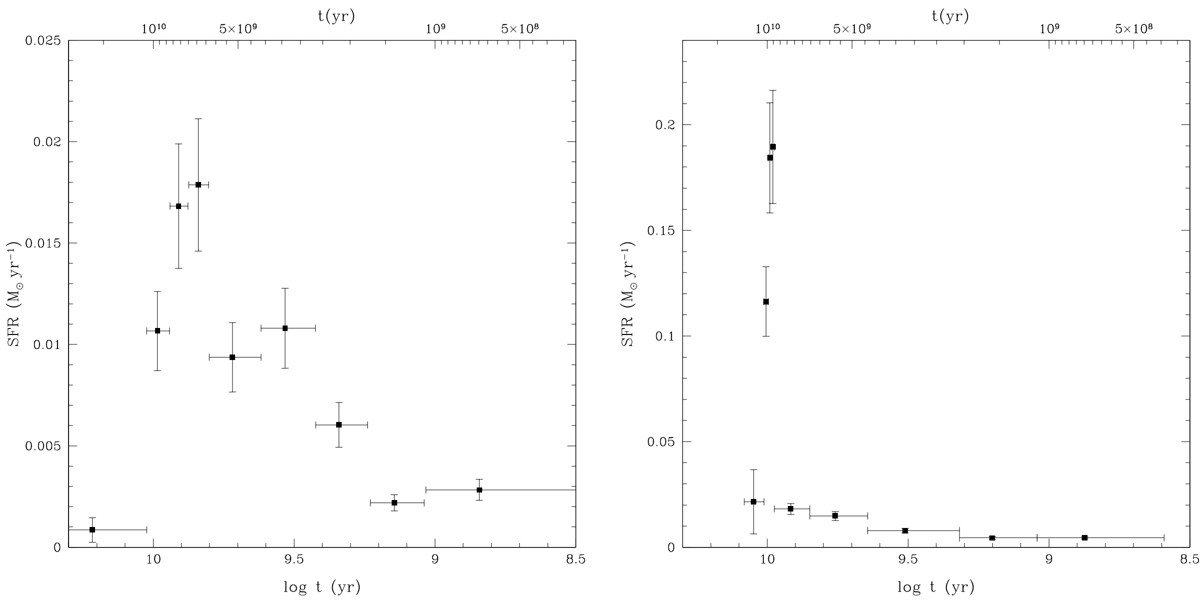


FIG. 6. The star formation history in $6'.5 \times 6'.5$ of NGC147 (*left*) and NGC185 (*right*), derived from near-IR AGB variable stars.

[4] Kang A., et al., 2005, A&A, 437, 61
[5] Lorenz D., et al., 2011, A&A, 532, 78
[6] Marigo P., et al., 2008, A&A, 482, 883
[7] McConnachie A. W., et al., 2004, MNRAS, 356, 979
[8] Nowotny W., et al., 2003, A&A, 403, 93
[9] Sohn Y. -J., et al., 2006, A&A, 445, 69

ساختار ستاره نوترونی با هسته کوارکی با در نظر گرفتن بر همکنش کوارکها از طریق تبادل یک گلوآن

طیبه یزدی زاده[۱]،غلامحسین بردبار[۲]

[۱]دانشگاه آزاد اسلامی واحد بافق

[۲] بخش فیزیک دانشگاه شیراز

چکیده

در این مقاله، ستاره نوترونی شامل یک قلب کوارکی، یک لایه مختلط کوارک-هدرون و یک پوسته هدرونی در نظر گرفته شده است. برای ماده کوارکی از مدل معروف کیسه ای MIT استفاده شده است. مهمترین مشخصه ی مدل MIT، توصیف محبوسیت است و این مهم را با ثابت کیسه ی وابسته به چگالی تأمین و اثر برهمکنش کوآرکها را از طریق تبادل یک گلوآن بررسی نموده ایم. معادله حالت فاز مختلط را نیز با توجه به شرایط گیبس به دست آورده، سپس با استفاده از معادله حالتهای به دست آمده و حل عددی معادله TOV ساختار ستاره نوترونی با قلب کوارکی را محاسبه کرده ایم. ماکزیمم جرم و شعاع برای این ستاره با ثابت های جفت شدگی مختلف محاسبه شده است. نتیجه به دست آمده این است که با در نظر گرفتن برهمکنش از نوع تبادل یک گلوآن، با زیاد شدن ثابت جفتیدگی جرم بیشینه,و شعاع ستاره نوترونی افزایش می یابد.

مقدمه

در یک ستاره نوترونی وقتی که از مرکز به سطح ستاره پیش می رویم، ابتدا ماده کوارکی خالص، سپس یک فاز مختلط کوارک-هدرون و سرانجام نزدیک سطح یک پوسته که از ماده هدرونی تشکیل شده، وجود دارد. معادلات ماده کوآرکی با عدم قطعیت فراوان همراه می باشد. در این تحقیق ما مدل کیسه ای MIT را برای ماده کوارکی در نظر می گیریم. مدل MIT از اولین مدل های کوآرکی سازگار با محبوسیت و بطور مجانبی آزاد است. در مدلMIT هادرون ها دارای کوآرک های آزادی هستند که در یک ناحیه ای از فضا به نام کیسه محدود می باشند. محبوسیت نتیجه ی دینامیکی این مدل نیست بلکه آن را با تعریف ثابتی در معادلات و از طریق اعمال شرایط مرزی مناسب در نظر می گیرند. ثابت تعریف شده که باعث تثبیت کیسه نیز می گردد، را ثابت کیسه می نامند. ثابت کیسه با علامت مثبت به چگالی انرژی و با علامت منفی به تابع فشار اضافه می شود. تعادل نیروی رو به داخل ناشی از فشار ثابت کیسه با انرژی جنبشی کوآرکهای، درون کیسه عامل ایجاد پایداری کیسه است.

در ایده اصلی این روش فرض بر این است که کوآرکها محبوس در ناحیه ی کروی کیسه بوده و درون آن برهمکنش ضعیفی (در حد اختلالی) دارند. این کیسه باعث بوجود آمدن حفره ای درون خلاء حقیقی می گردد که خود نوع دیگری از خلاء (خلاء اختلالی) می باشد و حالت برانگیخته ی خلاء حقیقی است. خلاء اختلالی درون حفره با وارد کردن ثابت کیسه بوجود می آید و همان طور که گفته شد باعث پدید آمدن فشاری از بیرون بر سطح کیسه می شود. برای آنکه یک ذره به درون خلاء حقیقی وارد شود نیاز دارد که فشار این خلاء را خنثی کند تا بتواند از کیسه خارج گردد. نیروی لازم برای غلبه بر فشار خلاء حقیقی ناشی از انرژی ذرات داخل کیسه می باشد، بنابراین این نیرو متناسب با قدرت برهمکنش کوآرکی و همینطور اندازه ماده کوآرکی است. در نتیجه برای ماده کوآرکی انرژی کلی سیستم برابر جمع فشار کیسه و انرژی درونی کوآرک ها است. مقدار عددی قدرت برهمکنش قوی با دو پارامتر

توصیف می گردد، اولی ثابت کیسه که فشار ناشی از خلاء را توضیح می دهد و دومی قدرت برهمکنش کوآرک - کوآرک است که بیانگر مقدار برهمکنش کوآرک های مجزا در کیسه است. پایداری سیستم در وهله ی اول با مقدار ثابت کیسه تنظیم می شود[۱و۲و۳].

معادله حالت ستاره نوترونی با هسته کوارکی

معادله حالت ماده کوآرکی همگن و غیر محبوس در ماده هادرونی با تعادل ایستایی بتا از طریق روش MIT تعیین می شود. چگالی انرژی برای کوآرکها با طعم بالا، پایین و شگفتی(u,d,s) در گاز کوآرکی توسط جمع قسمت انرژی جنبشی و قسمت انرژی برهمکنش (از طریق تبادل یک گلوآن) که متناسب با ثابت ساختار ضعیف در QCD است، نوشته می شود. در اینجا مقدار کمتر نشان دهنده ی برهمکنشهای ضعیف تر و مقدار بیشتر برای برهمکنشهای قوی تر است. [۴]

$$\varepsilon_Q = B + \sum \varepsilon_f$$

$$\varepsilon_f = \frac{3{m_f}^4 c^5}{8\pi^2\hbar^3}\left[x_f\sqrt{({x_f}^2+1}(2{x_f}^2+1)-\sinh^{-1}x_f\right]-\alpha_c\frac{{m_f}^4}{\pi^3}\left[x^4-[\frac{3}{2}(x_f\sqrt{({x_f}^2+1)}-\sinh^{-1}x_f]^2\right]$$

$$x_f = \frac{k_F^{(f)}}{m_f} \qquad \text{و} \qquad k_F^{(f)} = (\rho_f\pi^2)^{1/3}$$

$k_F^{(f)}$ تکانه فرمی است، ε_Q انرژی کل و ε_f انرژی به ازای هر ذره برای هر طعم کوآرک است. B یا ثابت کیسه اختلاف چگالی انرژی بین خلاء اختلالی و خلاء واقعی است. f بیانگر طعم کوآرک و m_f جرم کوآرک است که جرم در حال سکون را برای کوآرک بالا و پایین مقدار 5.5 Mev و برای کوارک شگفتی مقدار140.7 Mev را در نظر می گیریم.

در این تحقیق برای ثابت جفتیدگی مقادیر ۰، ۰.۵ و ۰.۱۶ را در نظر می گیریم. این مقادیر ضمن اینکه کوچک و اختلالی هستند با این حال گستره ی مناسبی از قدرت برهمکنش را در بر می گیرند[۵].

برای فاز مختلط شرایط تعادلی گیبس را در نظر می گیریم. طبق این شرایط پتانسیل شیمیایی و فشار باید در دو فاز برابر باشد،

$$\mu_p^H(p) = \mu_p^Q(p) \quad \text{و} \quad \mu_n^H(p) = \mu_n^Q(p)$$

کسر اشغال شده توسط کوارکها را با χ نشان می دهیم و با استفاده از شرط خنثایی بار آن را بدست می آوریم. حال می توان انرژی قسمت مخلوط و چگالی باریونی مربوطه را محاسبه نمود،

$$\chi(\frac{2}{3}n_u - \frac{1}{3}n_d - \frac{1}{3}n_s) + (1-\chi)n_p - n_e = 0$$

$$n_B = \chi n_Q + (1-\chi)n_H$$

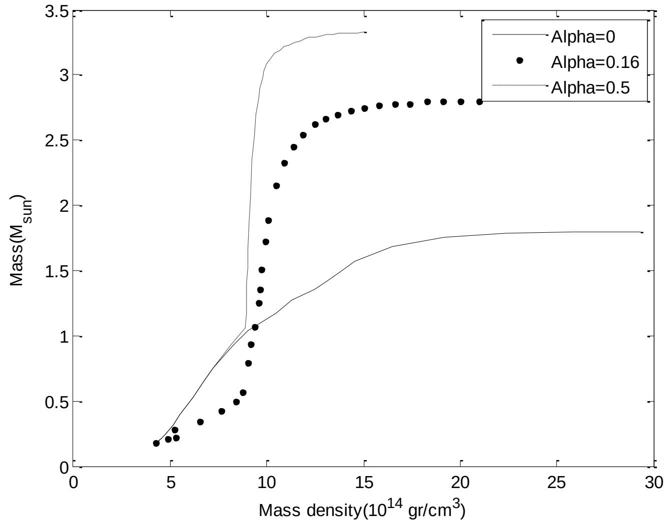
$$\varepsilon_{MP} = \chi\varepsilon_{QP} + (1-\chi)\varepsilon_{HP}$$

محاسبات کامل فاز مختلط در مرجع [۶] آورده شده است.

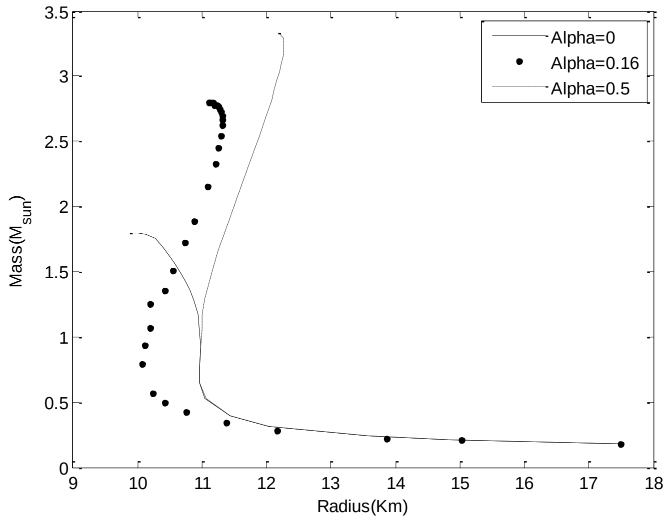
در نهایت برای معادله حالت ستاره نوترونی در چگالی زیر $0.05\ fm^{-3}$ از معادله حالت محاسبه شده توسط Baym و همکاران استفاده می کنیم [۷]. از این چگالی تا نقطه شروع فاز مختلط معادله حالت ماده هدرونی را در نظر می گیریم و انرژی ماده هدرونی را از داده های مربوط به ماده هدرونی با پتانسیل $UV_{14}+TNI$ که از روش وردشی بدست آمده است، استفاده می کنیم [۸]. در طول فاز مختلط معادله حالت مربوط و بعد از نقطه نهایی آن معادله حالت ماده کوارکی را در نظر می گیریم. در آخر با بکارگیری این معادله حالت و حل عددی معادله تولمن-اپنهایمر-ولکوف (TOV) ساختار ستاره را محاسبه می کنیم [۹].

نتایج

ما معادله TOV را با استفاده از معادله حالت های محاسبه شده در فصل قبل به روش عددی حل کرده و ساختار ستاره نوترونی با قلب کوارکی را در مدلهای مختلف محاسبه نموده ایم. ماکزیمم جرم و شعاع برای این ستاره برای ثابتهای مختلف محاسبه شده است. نتایج محاسبات در شکلهای ۱ و ۲ و به طور خلاصه در جدول ۱ آورده شده است. از شکلهای مذکور و نیز جدول ۱ مشخص است که با در نظر گرفتن برهمکنش از نوع تبادل یک گلوآن، با زیاد شدن ثابت جفتیدگی، جرم بیشینه و شعاع ستاره افزایش می یابد.



شکل ۱: جرم گرانشی بر حسب چگالی جرمی مرکزی ستاره نوترونی با هسته کوارکی برای ثابتهای جفتیدگی مختلف.



شکل ۲: رابطه جرم-شعاع برای ستاره نوترونی با هسته کوارکی برای ثابتهای جفتیدگی مختلف.

جدول ۱ : ماکزیمم جرم و شعاع و چگالی جرمی مرکزی مطابق با آن برای ستاره نوترونی با هسته کوارکی

	$\varepsilon_c (10^{14} gr/cm^3)$	$R(Km)$	$M_{\max}(M_{sun})$
α=۰	۲۵.۸	۱۰	**۱.۸**
α=۰.۱۶	۲۰	۱۱.۱	**۲.۸**
α=۰.۵	۱۴.۴	۱۲.۲	**۳.۳۲**

مرجع ها

1. Chodos, A., Jaffe, R. L., Johnson, K., Thorn, C. B. and Weisskopf, V. F.; 1974**,** *Phys. Rev*. **D9**, 3471.

2. Buballa, M. ; 2005**,** *Phys. Rep*. **407**, 205.

3. Farhi, E. and Jaffe, R. L.; 1984, *Phys. Rev*. **D30**, 2379.

4. Prakash , J. M. Lattimer, A.W. Steiner, D. Page; 2003**,** *Nucl. Phys*. **A 715**, 834.

5. Alberico, W. M. and Ratti, C.; 2003, AIP Conf. Proc. **644**, 348.

6. Bordbar, G. H.; Bigdeli, M.; Yazdizadeh, T.; 2006, *Int. J. Mod. Phys*. **A21**, 5991

7. Baym, G.; Pethick, C.and Sutherland, P.; 1971; *Astrophys. J*. **170**, 299.

8. Bordbar, G. H. and Hayati, M.; 2006, *Int. J. Mod. Phys*. **A 21**, 1555.

9. Galendenning, N. K., Compact Star, *Nuclear Physics, Particle Physics, and General Relativity* (Springer, New York, 2000).

دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان
هجدهمین گردهمایی پژوهشی نجوم ایران
۲۴ و ۲۵ اردیبهشت ۱۳۹۴

سن ساختارهای بزرگ مقیاس در رمبش غیرکروی در رهیافت موند(MOND)

ابری، افسانه[۱] محمدزاده جسور، داود [۱] ملک جانی، محمد[۲]

[۱] *دانشگاه تبریز*

[۲] *دانشگاه بوعلی سینا همدان*

چکیده

سن ساختارهای کیهانی یکی از پارامترهایی است که علاقمند به محاسبه آن هستیم. در این اثر سن ساختارهای کیهانی از نقطه نظر مدل موند غیرکروی بررسی شده است. در گام نخست، معادلات حاکم بر تحول ساختار بزرگ مقیاس در رژیم موندی در رمبش غیر کروی را بدست آوردیم و تحول را تا رسیدن به حالت ویریاله پیگیری کردیم. با دانستن زمان ویریالگی، سن ساختار را که از لحظه ویریالگی تا زمان حال می باشد را تخمین زدیم.

مقدمه

امروزه شاهد مدلهای مختلفی برای بررسی تشکیل ساختار در رژیم نیوتنی و رژیم های تعمیم یافته گرانشی هستیم. ولی مدل موند یا دینامیک تعدیل یافته نیوتنی توانسته به موفقیت های چشمگیری در زمینه توجیه منحنی چرخش کهکشانها و ... دست یابد. در مدل موند، تشکیل ساختار بدون لحاظ ماده تاریک و تنها با مؤلفه ماده باریونی مورد بررسی قرار می گیرد. در این مقاله در ابتدا یک پیش ساختار با جرم فرضی یک کهکشان در نظر گرفتیم که در اثر افت و خیزهای کوانتومی، منطقه موردنظر مختل شده و شروع به رمبش میکند. میدان گرانشی موندی کروی گون را بدست آوردیم و سپس با دانستن شعاع بحرانی ورود به رژیم موندی، تحول کروی گون در رژیم موند را بررسی کردیم و با رسیدن به مقادیر عددی انتقال به سرخ زمان ویریالگی، سن ساختارهی بزرگ مقیاس را استنتاج کردیم و در پایان نتیجه گرفتیم که با توجه به اینکه در رمبش غیرکروی، ساختارها زودتر ویریاله می شوند، سن ساختارها بیشتر است.

میدان گرانشی موندی کروی گون

با توجه به غیرکروی بودن پیش ساختار، شعاع اولیه ساختار را که با استفاده از هماهنگ های کروی نوشته می شود با فرض تقارن سمتی، در نهایت بصورت زیر می نویسیم:

$$R = R_0\left(1 + \sqrt{\frac{5}{4\pi}}\,\alpha P_2(\cos\theta)\right) \qquad (۱)$$

که R_0 شعاع مؤثری می باشد که برابر است با شعاع کره ی هم حجم با کروی گون موردنظر و α خروج از کرویت است که بسیار کوچک انتخاب شده است ($|\alpha| \ll 1$).

پتانسیل گرانشی خارج از یک توزیع جرمی برای کروی گونی با تقارن سمتی بصورت زیر است[۱].

$$\Phi(r,\theta) = -2\pi G\rho \sum_n \frac{P_n(\cos\theta)}{r^{n+1}} \int_{-1}^{1}\int_{0}^{R} \rho(r',\theta') r'^{\,n+2} P(\cos\theta')\, dr'\, d(\cos\theta') \qquad (۲)$$

که با فرض یکنواخت بودن چگالی در کل منطقه مختل شده به رابطه زیر می رسیم،

$$\Phi(r,\theta) = -\frac{Gm}{r} X(\theta) \qquad (۳)$$

$$X(\theta)=1+\frac{\sqrt{\frac{9}{20\pi}}\alpha P_2(\cos\theta)}{1+\sqrt{\frac{5}{4\pi}}\alpha P_2(\cos\theta)} \qquad (4)$$

میدان گرانشی نیوتنی از گرادیان این پتانسیل حاصل می شود.

$$\vec{g}_M=-\vec{\nabla}\Phi=-\frac{Gm}{r^2}(a\hat{e}_r+b\hat{e}_\theta) \qquad (5)$$

که aو b برابرند با:

$$a=1+\frac{\sqrt{\frac{9}{20\pi}}\alpha P_2(\cos\theta)}{1+\sqrt{\frac{5}{4\pi}}\alpha P_2(\cos\theta)} \qquad b=\frac{\frac{3}{2}\sqrt{\frac{9}{20\pi}}\alpha\sin 2\theta}{(1+\sqrt{\frac{5}{4\pi}}\alpha P_2(\cos\theta))^2} \qquad (6)$$

رابطه ای که بین میدان گرانشی نیوتنی و میدان گرانشی موندی برقرار است بصورت زیر می باشد[۲]:

$$\vec{g}_M=\frac{\vec{g}_N}{\mu(x)} \qquad (7)$$

$\mu(x)$ تابع گذاریست که زمانیکه $g\ll a_0$ باشد به x تبدیل می شود و زمانیکه $g>a_0$ باشد به سمت ۱ میل می کند. (a_0 شتاب آستانه موندی است و مقدار آن برابر است با $a_0=1.2\times10^{-8}\,\mathrm{cm/s^2}$ و $x=\frac{a}{a_0}$)

تحول کروی گون در رژیم موندی

زمانیکه شتاب گرانشی به مقدار a_0 می رسد، یعنی لحظه ورود به رژیم موندی، گرانش نیوتنی و موندی با هم برابر می شوند و می توان از این طریق شعاع بحرانی را بدست آورد. با داشتن شعاع بحرانی و دانستن میدان گرانشی از قسمت قبل، به پتانسیل موندی که انتگرال این میدان است میرسیم.

$$\Phi_M(r)=\sqrt{Gma_0X(\theta)}(a(\theta))\ln(\frac{r}{r_c}+\frac{1}{X(\theta)}) \qquad (8)$$

$$X(\theta)=\sqrt{a^2+b^2}$$

با توجه به اینکه رابطه پتانسیل گرانشی شامل جمله چهارقطبی نیز هست، به سیستم تکانه زاویه ای اعمال می شود در نتیجه جمله انرژی جنبشی سیستم بصورت زیر نوشته می شود:

$$K=\frac{1}{2}\dot{r}^2+\frac{L^2}{2r^2} \qquad (9)$$

از آنجا که اختلال اولیه در سیستم در رژیم موندی رخ میدهد و پیش ساختار شروع به رمبش می کند، تحول در ابتدا با استفاده از روابط دینامیک نیوتنی پیگیری می شود، در نتیجه مقدار تکانه زاویه ای اولیه برابر است با:

$$L=r_i\times\lambda\sqrt{\frac{Gm}{r}} \qquad (10)$$

بهترین تقریب برای ساختارهای کهکشانی $\lambda=0.05$ است[۳]. پارامتر هابل در هر زمان بصورت زیر خواهد بود:

$$H(t)=H_0(t)[\Omega_m(1+z)^3]^{\frac{1}{2}} \qquad (11)$$

برای تحول زمینه کیهانی، همانند مدل CDM، با تقریب خوبی می توان کیهان را تحت درنظر گرفت[٤]، بنابراین

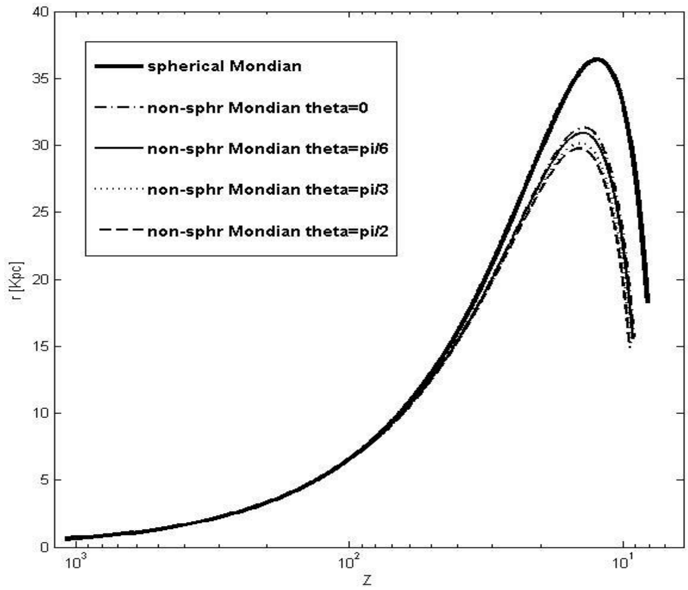
پارامتر چگالی Ω_m پارامتر چگالی مربوط به کل ماده است. در مدل موند تنها مؤلفه ماده، ماده باریونی است و ماده تاریک وجود ندارد در نتیجه: $\Omega_m = \Omega_{bm}$.

با این توضیحات، دینامیک حاکم بر تحول ماده باریونی بصورت زیر است:

$$E = \frac{1}{2}\dot{r}^2 + \frac{L^2}{2r^2} - \Phi(r,\theta) \qquad (12)$$

$$\frac{dr}{da} = \frac{1}{aH(t)}\left(2E - 2\sqrt{Gma_0 X^3(\theta)}\ln\left(\frac{r}{r_{ent}} - \frac{1}{X(\theta)}\right) - \frac{L^2}{r^2}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (13)$$

با استفاده از قانون هابل می توان $\dot{r}$ را بر حسب شعاع اولیه بدست آورد و در نهایت با استفاده از رابطه (۱۳) می توان تغییرات شعاع را نسبت به انتقال به‌سرخ از زمان واجفتیدگی تا زمان ویریاله شدن ساختار و رسیدن به حالت تعادل در طول تحول بدست آورد. تا زمان رسیدن به شعاع بحرانی، پتانسیل گرانشی مورد استفاده در معادله حاکم بر ساختار نیوتنی است و از لحظه ورود به رژیم موندی، پتانسیل مربوطه موندی میشود. تحول در رژیم موندی ادامه پیدا می کند و ساختار به بیشینه انبساط میرسد و در رژیم موندی نیز ویریاله می شود. نمودار تحول ساختار فراچگال موردنظر به ازای زوایای ۰، ۳۰، ۶۰ و ۹۰ درجه در شکل (۱) رسم شده است. نتایج عددی حاصل نیز در جدول (۱) آمده است.



شکل (۱): مقایسه مدل موند کروی با موند غیر کروی به ازای زوایای مختلف

جدول (۱): داده‌های عددی از تحول ساختار فراچگال در مدل موند غیرکروی

	$r_i(Kpc)$	$r_{ent}(Kpc)$	z_{ent}	z_{vir}	$r_{vir}(Kpc)$	z_{Max}	$r_{Max}(Kpc)$
$\theta = ۰$	۰.۶۰۸۲	۱۳.۴۸۱۸	۴۸.۲۲۰۹	۹.۱۱۹۸	۱۵.۵۸۹۰	۱۳.۹۴۴۰	۳۱.۳۲۳۷
$\theta = ۳۰$	۰.۶۰۸۱	۱۳.۴۷۷۹	۴۸.۲۲۰۹	۹.۲۱۲۸	۱۵.۴۵۱۳	۱۴.۰۷۹۲	۳۰.۹۲۸۹
$\theta = ۶۰$	۰.۶۰۷۷	۱۳.۴۷۰۳	۴۸.۲۲۰۹	۹.۳۸۲۴	۱۵.۰۴۶۹	۱۴.۳۳۳۵	۳۰.۱۵۴۰
$\theta = ۹۰$	۰.۶۰۷۵	۱۳.۴۶۶۴	۴۸.۲۲۰۹	۹.۴۶۹۴	۱۴.۷۹۸۳	۱۴.۴۷۵۹	۲۹.۷۷۳۹

سن ساختارهای بزرگ مقیاس در مدل موند غیرکروی

آنچه علاقمند به محاسبه آن بودیم، سن ساختارهای کیهانی بود. هر کدام از انواع ساختارها در انتقال به سرخ خاصی ویریاله می شوند و می توان سن ساختار را که از لحظه ویریالگی تا زمان حال می باشد تخمین زد[۵]. در اینجا سن یک کهکشان نمونه با جرم $M_{\odot}\ ۱۰^{۱۲}$ مدنظر است. با انتگرال گیری از رابطه زیر، سن کهکشان محاسبه می شود:

$$t_{age}=\int_{t_{vir}}^{t_{۰}} dt = H_{۰}^{-۱}\int_{۰}^{z_{vir}} \frac{dz}{(۱+z)\sqrt{\Omega_b(۱+z)^{۳}+\Omega_r(۱+z)^{۴}+(۱-\Omega_t)(۱+z)^{۲}}} \qquad (۱٤)$$

با توجه به اینکه در مدل موند تنها مؤلفه ماده تشکیل دهنده کیهان، ماده باریونی می باشد، تنها جمله مربوط به Ω_b باقی می ماند و همچنین با تقریب خوبی می توان کیهان را تخت در نظر گرفت، در نتیجه $\Omega_{bm}\sim ۱$ و نهایتاً رابطه () به رابطه زیر منجر می شود:

$$t_{age}=H_{۰}^{-۱}\int_{۰}^{z_{vir}} \frac{dz}{(۱+z)^{\frac{۵}{۲}}} \qquad (۱۵)$$

در مدل موند کروی با مقیاس جرمی $M_{\odot}\ ۱۰^{۱۱}$ سن یک کهکشان تقریباً Gy ۹.۲۷ بدست می آید. با قرار دادن z_{vir} به ازای زوایای مختلف در رمبش غیر کروی موندی، سن ساختار را تحت این زوایا بدست می آوریم. نتایج بدست آمده در جدول (۲) برای حالت کروی و غیر کروی ارائه شده است.

جدول (۲): سن و انتقال به سرخ ساختارهای کهکشانی در مدل موند کروی و غیرکروی به ازای زوایای مختلف

	$\theta=۰$	$\theta=۳۰$	$\theta=۶۰$	$\theta=۹۰$	حالت کروی
z_{vir}	۹.۱۱۹۸	۹.۲۱۲۸	۹.۳۸۲٤	۹.٤٦۹٤	۸.۱۳۹٤
(Gyr)t_{age}	۹.۳۱۵۳۳	۹.۳۱۹٤	۹.۳۲٦۵۹	۹.۳۳۰۱۷	۹.۲۷

نتیجه گیری

با مقایسه حالت کروی گون در مدل موند و حالت کروی در این مدل، این نتیجه حاصل شد که ساختارهایی که در مدل رمبش غیر کروی موندی تشکیل شدند، پیرتر از ساختارهای شکل گرفته در رمبش کروی موندی هستند.

مرجع‌ها

1. R. Snieder, *A guided tour of mathematical methods: for the physical sciences*: Cambridge University Press, 2004.
2. M. Milgrom, "A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis," *The Astrophysical Journal*, vol. **270**, pp. 365-370, 1983.
3. X. Hernandez, C. Park, B. Cervantes-Sodi, and Y.-Y. Choi, "Empirical distributions of galactic $\ lambda $ spin parameters from the SDSS," *arXiv preprint astro-ph/0607605*, 2006.
4. B. Famaey and J. Binney, "Modified newtonian dynamics in the milky way," *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. **363**, pp. 603-608, 2005.
5. B. Chaboyer, P. Demarque, P. J. Kernan, and L. M. Krauss, "The age of globular clusters in light of Hipparcos: resolving the age problem?," *The Astrophysical Journal*, vol. **494**, p. 96, 1998.

محاسبه آهنگ برافزایش جرم در هسته‌های پیش‌ستاره‌ای

اردکانی، مریم[۱] محمدپور، مطهره[۱]

[۱] گروه فیزیک، دانشگاه دامغان

چکیده

در این مقاله در مدلی ایده آل برافزایش متقارن کروی گاز را بر روی جرم نقطه ای مرکزی (ستاره) درنظر می‌گیریم. در هنگام فروریزش، گاز دارای سرعت های فروصوتی در نواحی بیرونی هسته می‌باشد که با مشاهدات خطوط گسیلی مولکولی نامتقارن هسته‌های کروی سازگار می‌باشد. در این مدل ابر دارای مرز باز می‌باشد. مشاهده می‌کنیم که آهنگ برافزایش جرم بر روی ستاره مرکزی نسبت به حالت مرز بسته کاهش یافته و به چگالی مرز بیرونی نیز وابسته است. بنابراین این مدل شاید بتواند تقریب اولیه برای حل مشکل تابندگی درنظر گرفته شود. زیرا مقادیر به دست آمده *از طریق روش های تئوری کنونی تابندگی از مرتبه ده برابر بزرگتر از رصدها را نشان می‌دهد.*

مقدمه

ابرهای مولکولی به عنوان مکان اصلی شکل گیری ستارگان، گازهای مولکولی چگالی هستند که در محیط گسترده‌ای از گازهای رقیق اتمی پخش شده‌اند. این ابرها دارای ساختار سلسله مراتبی می‌باشند. شکل‌گیری ستارگان در کوچکترین و چگال‌ترین قسمت این ابرها روی می‌دهد که هسته‌های ابرهای مولکولی نامیده می‌شود. مطالعات تجربی این هسته‌ها که به روشهای مختلف صورت گرفته است نشان می‌دهند که کمتر از نیمی از این هسته‌های چگال مشاهده شده دارای ستاره هستند. سرعت‌های مشاهده شده حتی در هسته‌های چگال دارای ستاره‌های جوان کم‌جرم نیز همچنان فروصوتی بوده اما در نواحی درونی فراصوتی می‌باشد. وسعت فضایی این درون ریزی فراصوتی بسیار محدود در فاصله حدود $۰٫۰۲\ pc$ از پیش‌ستاره که ابعادی حدود $۰٫۱\ pc$ را دارا می‌باشد است [۱].

یکی از اختلافاتی که میان تئوری و مشاهدات رصدی وجود دارد در قالب مبحث مهم مشکل تابندگی مطرح می‌شود. تابندگی یک پیش‌ستاره توسط برافزایش جرم بر روی سطح آن فراهم می‌شود که با $\dot{m}_*$، آهنگ بر افزایش جرم آنی متناسب است. $\dot{m}_*$ به دست آمده از طریق روش‌های تئوری تابندگی‌ای از مرتبه ده برابر بزرگتر از از رصدها را نشان می‌دهد [۲]. در مدل شو [۳]، $\dot{m}_* = m_\circ \frac{c_s^۳}{G}$، $m_\circ$ ضریبی نزدیک به یک می‌باشد. در شبیه‌سازی‌های عددی $\dot{m}_*$ با زمان تغییر می‌کند، اما این تغییرات نیز بسیار بزرگ بوده و سبب تشدید اختلاف نتایج تئوری با رصدی می‌شود [۴]. حل این مشکل نیازمند مدل اصلاح شده فروریزش ابر می‌باشد.

گاهی اوقات علائم فروریزش در هسته‌های بی‌ستاره می‌تواند در نواحی به اندازه کافی دور از چگال‌ترین گاز، آشکار شود [۵]. تصویرهای به دست آمده از ماهواره هرشل نشان می‌دهد که عمود بر رشته‌های باریکی که هسته‌ها را دربردارند، خطوط کم‌نورتری قرار دارند که تقریباً با میدان مغناطیسی محیط موازی می‌باشند [۶]. گاز ممکن است در امتداد این خطوط جریان یابد تا به رشته بپیوندد. این یافته‌ها نشان می‌دهد که اثرمحیط بیرونی هسته‌ها در تحول دینامیکی هسته‌ها بایستی لحاظ شود. درواقع هیچ حایلی بین هسته چگال و محیط خارجی وجود ندارد. بنابراین حرکت آرام گاز از محیط بیرونی به سمت درون هسته، بایستی به طور مداوم ادامه یابد. نظریه‌پردازان درنظر گرفتن مدل های بهبودیافته فروریزش ابر، که مرزی باز را نیز دربر داشته باشد، را آغاز کرده‌اند [۷].

دالبا و استالر [۸] مدل هسته کروی همدما با مرز باز را مورد مطالعه قرار دادند که گاز به طور فروصوتی وارد سیستم می‌شود. در مدل آن‌ها برای سادگی مرز هسته در بی‌نهایت قرار گرفته که بسیار بزرگتر از مقدار بر افزایش $\frac{2GM_*}{c_s^2}$ بوده که در آن M_* جرم پیش‌ستاره در حال تغییر می‌باشد. آنها همچنین فرض نمودند که M_* توسط شاره حالت پایا افزایش می‌یابد که در آن آهنگ‌های انتقال جرم در تمامی پوسته‌های کروی که ستاره مرکزی را در بر دارند یکسان و برابر با $\dot{m}_*$ می باشد. با فرضیات درنظر گرفته شده، نتایج جالب توجهی بدست آمد، بدین صورت که مقدار واقعی آهنگ بر افزایش از مقدار $\frac{c_s^3}{G}$ با ضریب 2β کاهش یافت که β نشان دهنده عدد ماخ شار در حال ورود می‌باشد که ۰/۲ در نظر گرفته شده است.

در این مقاله برافزایش شار متقارن کروی و پایا را در ابری با مرز باز در نظر می‌گیریم. برای سادگی مرز هسته در بی-نهایت درنظر گرفته شده است. گاز در این ابر نامحدود را به صورت بی‌دررو درنظر گرفته و معادلات حاکم بر مسئله را می‌نویسیم. می‌خواهیم آهنگ برافزایش جرم بر روی ستاره مرکزی را محاسبه نماییم و با روش‌های به دست آمده قبلی مقایسه نماییم.

معادلات حاکم بر مسئله

بدون در نظر گرفتن اثر میدان مغناطیسی، در یک کره متقارن، بقای اندازه حرکت در یک جریان پایا را به صورت زیر در نظر می‌گیریم که درآن ρ چگالی تحت فشار P بوده و M_* و M_r به ترتیب جرم ستاره مرکزی و جرم محصور شده ابر در شعاع r می‌باشد.

$$u\frac{du}{dr}=\frac{-G(M_*+M_r)}{r^2}-\frac{1}{\rho}\frac{dp}{dr} \qquad (1)$$

فرض می‌کنیم که ابر دارای شعاع نامحدود بوده و به صورت بی‌دررو رفتار می‌کند.

$$P=K\rho^{\gamma} \qquad (2)$$

جرم ابر و چگالی توسط رابطه زیر با یکدیگر مرتبط می‌باشند.

$$\frac{dM_r}{dr}=4\pi r^2\rho \qquad (3)$$

برای جریان پایا، آهنگ‌های انتقال جرم در تمامی پوسته‌های کروی که ستاره مرکزی را در بر دارند یکسان و برابر با $\dot{m}_*$ می باشد.

$$\dot{M}_*=\dot{M}=4\pi r^2\rho u \qquad (4)$$

شرط مرزی داخلی و خارجی ابر را به صورت زیر در نظر می‌گیریم.

$$\lim_{r\to 0}u=\sqrt{\frac{2GM_*}{r}} \qquad (5)$$

$$\lim_{r\to\infty}u(r)=u_\infty \qquad (6)$$

که در آن u_∞ سرعت شاره در مرز بیرونی ابر می‌باشد. برای آن عدد ماخ را به صورت زیر تعریف می‌کنیم.و مطابق با مقاله [۸]، مقدار آن را ۰٫۲ انتخاب می‌کنیم. که با حرکت فروصوتی گاز مطابق با داده‌های رصدی در توافق است.

$$\beta=\frac{u_\infty}{u_0}=0.2 \qquad (7)$$

روش حل مسئله

با معرفی پارامترهای زیر، معادلات را بی‌بعد می‌نماییم.

$$u \equiv \tilde{u}u_0 \qquad M_r \equiv M_* \tilde{M}_r \qquad \rho \equiv \tilde{\rho}\rho_0 \qquad r \equiv r_0 \tilde{r} \qquad (۸)$$

معادلات (۱)، (۳) به صورت زیر به‌دست می‌آیند:

$$\tilde{u}\frac{d\tilde{u}}{d\tilde{r}} = \frac{-(1+\tilde{M}_r)}{\tilde{r}^2} - \gamma\tilde{\rho}^{\gamma-2}\frac{d\tilde{\rho}}{d\tilde{r}} \qquad (۹)$$

$$\frac{d\tilde{M}_r}{d\tilde{r}} = 4\pi\tilde{r}^2\tilde{\rho} \qquad (۱۰)$$

با معرفی $\lambda \equiv \dot{M}/\dot{M}_0$ و $\dot{M}_0 = u_0^3/G$ معادله (۴) را به صورت زیر می‌نویسیم.

$$\lambda = 4\pi\tilde{r}^2\tilde{\rho}\tilde{u} \qquad (۱۱)$$

از معادله (۱۰) مشتق لگاریتمی می‌گیریم و معادله زیر را به دست می‌آوریم:

$$(\tilde{u} - \frac{\gamma\tilde{\rho}^{\gamma-1}}{\tilde{u}})\frac{d\tilde{u}}{d\tilde{r}} = \frac{-(1+\tilde{M}_r)}{\tilde{r}^2} + \gamma\tilde{\rho}^{\gamma-1}\frac{2}{\tilde{r}} \qquad (۱۲)$$

و همچنین از ترکیب دو معادله (۱۰) و(۱۱) داریم:

$$\frac{d\tilde{M}_r}{d\tilde{r}} = \frac{\lambda}{\tilde{u}} \qquad (۱۳)$$

رابطه (۱۳) به ما می‌گوید که $\frac{d\tilde{M}_r}{d\tilde{r}}$ برای شعاع های بزرگ (مرز بیرونی) به یک مقدار معلوم مجانب می‌شود. بنابراین $\tilde{M}_r$ بدون محدودیت افزایش می یابد. از طرف دیگر در شعاع های بزرگ (مرز بیرونی) $\tilde{u}$ به مقدار معلوم معین (مقدار فروصوتی) نزدیک می‌شود. از آنجایی‌که λ مقداری ثابت دارد، بنابراین چگالی در محیط بیرونی به مقادیر مثبت کوچک نزدیک می‌شود.

از طرفی زمانی که سرعت به یک مقدار محدود برسد (در شعاع‌های بزرگ) تغییرات سرعت نسبت به شعاع، $\frac{d\tilde{u}}{d\tilde{r}}$، به طور مجانبی ناپدید می‌شود. در نتیجه طرف چپ معادله(۱۲) برابر با صفر در نظر گرفته می‌شود و طرف راست این معادله منجر به نتیجه زیر می‌شود:

$$\lim_{r\to\infty}\tilde{M}_r = 2\tilde{r}\gamma\tilde{\rho}_\infty^{\gamma-1} \qquad (۱۴)$$

از رابطه (۱۳) و (۱۴)، آهنگ برافزایش جرم بی‌بعد به صورت زیر به‌دست می‌آید.

$$\lambda = 2\gamma\beta\tilde{\rho}_\infty^{\gamma-1} \qquad (۱۵)$$

آهنگ برافزایش جرم بابعد را به‌صورت زیر به‌دست می‌آوریم:

$$\dot{M}_* = \dot{M} = 2\gamma(\frac{u}{u_0})(\frac{\rho_\infty}{\rho_0})^{\gamma-1}(\frac{u_0^3}{G}) \qquad (۱۶)$$

اگر u_0 را برابر با سرعت صوت در محیط مرز بیرونی در نظر بگیریم، آنگاه رابطه زیر را داریم:

$$\dot{M}_* = 0{,}4\gamma(\frac{\rho_\infty}{\rho_0})^{\gamma-1}(\frac{c_s^3}{G}) \qquad (۱۷)$$

نتیجه گیری

در این مقاله اثر برافزایش جرم از محیط خارجی را در شکل‌گیری ستاره مرکزی در چارچوب شارش پایای کروی با معادله حالت آدیاباتیک مورد بررسی قرار دادیم. اثر برافزایش جرم از محیط خارجی همچنان مساله قابل توجه است زیرا نمی‌توان حایلی بین هسته چگال و محیط خارجی آن تصور نمود. آهنگ برافزایش جرم در این تحقیق با ضریب آدیاباتیک متناسب است. ضریب رابطه به‌دست آمده ۰٫۴۶ را اگر برای مقادیر مختلف ضریب آدیاباتیک در نظر بگیریم، نسبت به مدل شو[۳] که ضریب یک دارد، کاهشی را نشان می‌دهد. علاوه بر آن رابطه (۱۷) نشان می‌دهد که آهنگ برافزایش جرم با چگالی محیط بیرونی متناسب است.کامینسکی و همکاران در سال ۲۰۱۴ [۹] با استفاده از شبیه‌سازی به بررسی نقش محیط خارجی در فروریزش کره بونور- ابرت پرداختند. در این مدل آن‌ها چگالی‌های مختلف را برای محیط خارجی خود در نظر گرفتند و نقش آن را در فروریزش اولیه ابر و قبل از تشکیل ستاره مورد بررسی قرار دادند. در این مدل مجموعه کره بونور- ابرت و محیط خارجی دارای مرز بسته بوده است. مطالعه آن‌ها نشان داد که دینامیک فروریزش به شدت به چگالی محیط بیرونی وابسته است. مدلی که در این مقاله در نظر گرفته شد، مدلی ایده‌آل بوده که شعاعی بی‌نهایت را برای ابر در نظر گرفته است، بنابراین برافزایش جرم نیز از بینهایت صورت می‌گیرد. در صورتی‌که هسته‌های چگال دارای شعاع محدود در حدود ۰٫۰۵pc می‌باشند. برای بررسی بهتر این مسئله نیاز است که تحول دینامیکی سیستم را مورد بررسی قرار داده و آهنگ برافزایش جرم را برای ابری با شعاع محدود و در مرز محدود در نظر بگیریم. محمدپور و استالر در سال ۲۰۱۳ [۱۰] فروریزش وابسته به زمان ابری با مرز باز و یک شعاع محدود و در چارچوب یک شارش متقارن کروی را شبیه‌سازی نمودند. به طوری‌که گاز از محیط خارجی به طور مداوم در سراسر فروریزش به روی ابر افزوده شود. سوق گاز در سراسر این مرز ثابت دارای سرعت ثابت و چگالی ثابت بوده است. بنابراین آهنگ برافزایش جرم خارجی در هر بار اجرای برنامه ثابت فرض شده است لحاظ نمودن این اثر نیز نتوانست مشکل تابندگی در عدم تطبیق نتایج تئوری با رصدی را حل نماید. این مشکل از آنجایی شکل می‌گیرد که جرم کلی ستاره زمانی که هنوز آهنگ برافزایش بالا بوده، انباشته می‌شود. بنابراین نیازمند مدل اصلاح شده برای فروریزش ابر می‌باشیم. همچنین انتظار نداریم که در نظرگرفتن اثرات چرخشی و یا فرایندهای گرمایشی و سرمایشی بتواند نتایج را تغییر دهد [۱۱]. شاید در نظر گرفتن اثر میدان مغناطیسی بتواند پاسخگوی مناسبی برای حل این مشکل باشد.

مرجع‌ها

1. Choi, M., Evans, N. J., Gregersen, E. W., and Wang, Y. (1995) *ApJ*, 448, 742.
2. Kenyon, S. J., Hartmann, L.W., Strom, K. M., and Strom, S. E. (1990) *AJ*, 99, 869.
3. Shu, F. H. (1977), *ApJ*, 214, 488.
4. Ogino S., Tomisaka K., and Nakamura F. (1999) *PASJ* 51, 637.
5. Lee, C. W., Myers, P. C., Tafalla, M., (2001) *ApJS*, 136, 703
6. Palmeirim, P., et al. (2013) *A&A*, 550, A38.
7. Gong, H., and Ostriker, E. C. (2011) *ApJ*, 729, 120.
8. Dalba, P.A., and Stahler, S. W. (2012) *MNRAS*, *425*,*1591*
9. Kaminski, E., Frank, A., Carroll, J., Myers, P.(2014) *ApJ*, 790, 70.
10. Mohammadpour, M., and Stahler, S. W. (2013) *MNRAS*, *443*,*3389*
11. Banerjee, R., Pudritz, R. E., and Holmes, L. (2004) MNRAS, 355, 248

نحوه‌ی گرمایش ژول در خال‌های سایه‌ای

اسماعیلی فاضل، فرزین
دانشگاه آزاد اسلامی واحد تبریز

چکیده

در این مقاله بررسی میدان‌های مغناطیسی در خال‌های سایه‌ای و پیامدهای آنرا بر روی گرمایش ژول خال‌های سایه‌ای ارائه می‌کنیم. (اخترشناسی، اخترفیزیک، ٤٠٧، ٧٦١، ۲۰۰۳، Hamedivafa)، گرمایش ژول را با استفاده از مؤلفه عمودی میدان مغناطیسی مورد مطالعه قرار داده است. نمایه میدان مغناطیسی در خال‌های سایه‌ای با توجه به مؤلفه سمتی جدید میدان مغناطیسی بررسی می‌شود که می‌تواند تقویت نسبتاً زیاد گرمایش ژول را توصیف کند که در نزدیکی پیرامون خال‌های سایه‌ای، درخشندگی بیشتری را سبب می‌گردد.

کلمات کلیدی: خورشید، لک خورشید، میدان مغناطیسی، خال‌های سایه‌ای

۱– مقدمه

خال‌های سایه‌ای، اشکال درخشانی هستند که در سایه‌های لک خورشید مشاهده می‌شوند. مطالعات گسترده در مورد چنین اشکال درخشان، نقش مهمی در شناخت انتقال انرژی در لک‌های خورشید ایفاء کرده و پارامترهای فیزیکی مهم متعددی از قبیل دما، درخشندگی، عمر متوسط، میدان مغناطیسی، اندازه و جریان‌های خروجی جرمی را نشان می‌دهد.
در مورد بررسی‌های غیر پیرامون این موضوع، به (Solanki،۲۰۰۳) و (Thomas, Weiss ،۲۰۰٤) رجوع کنید.
دو مدل برای خال‌های سایه‌ای وجود دارد. نوع اول مدل‌ها ابتدا توسط (Parker ،۱۹۷۹) پیشنهاد شده و بعداً توسط (Choudhuri،۱۹۸٦) توسعه یافت. (Parker ،۱۹۷۹) در مدل لک خورشید خود اظهار کرد که ناحیه زیر سطح قابل رؤیت که فرورفتگی ویلسون مثبت نامیده می‌شود از لوله‌های شار شراره‌ای تکی واقع در پلاسمای خارج از میدان تشکیل شده است. این لوله‌ها در یک لوله شار تکی رأس– مانند درست بالای سطح سایه‌ای (سطح فرورفتگی ویلسون منفی) لک خورشید، به تدریج ادغام می‌شود. جریان رو به بالای در حال انبساط پلاسما، یک شکاف ایجاد کرده و زمانیکه به سطح فرورفتگی ویلسون صفر در لک خورشید می‌رسد، خال‌های سایه‌ای را توسعه می‌دهد. علاوه بر این، (Choudhuri ،۱۹۸٦) نشان داد که اگر فشار ستون پلاسما در رأس ستون گاز خارج از میدان افزایش یابد، آنگاه تا ارتفاع معینی بالا خواهد رفت جایی که فشار میدان مغناطیسی ناگهان نامحسوس می‌شود. نهایتاً گاز خارج از میدان محصور (به دام افتاده) با سرعت تقریباً ۱۰ کیلومتر بر ثانیه به یک ستون منفجر شده و یک خال سایه‌ای تشکیل می‌دهد.
در نوع دیگر مدل‌ها، مدل‌های مغناطوهیدرودینامیک، خال‌های سایه‌ای به عنوان رئوس سلول‌های همرفت موجود در میدان‌های مغناطیسی همگن در نظر گرفته می‌شوند (Knobloch,Weiss ،۱۹۸٤).
بعداً (Degenhardt, Lites ،۱۹۹۳) تصریح کردند که خال‌های سایه‌ای، لوله‌های مغناطیسی عمودی نازک با قدرت میدان مغناطیسی کاهش یافته، افزایش دما و جریان ماده از پایین به بالا و واقع در سایه لک خورشید ثابت هستند.
برخی مطالعات مشاهده‌ای نشان داده‌اند که عمر متوسط خال‌های سایه‌ای در دامنه ۱۵ دقیقه تا ۲ ساعت با قطر متوسط ۱۵۰ تا ۳۰۰ کیلومتری بوده و شدت‌های نسبی با توجه به سایه لک خورشید از ۱/۱ تا ۲/٦ متغیر است. عده‌ای از محققان نیز حرکت جرمی رو به بالا در دامنه ۰/۳ تا ۱ کیلومتر بر ثانیه را مشاهده کرده‌اند. قدرت میدان مغناطیسی در خال‌های سایه‌ای و رابطه آن با محیط پیرامون، عناوین جالبی هستند. (Choudhuri،۱۹۸٦) اثبات کرد که قدرت میدان مغناطیسی در ستون خال سایه‌ای نسبت به سایه پیرامون کاهش می‌یابد. مشاهدات اسپکتروسکوپی توسط (۱۹۸۳، Ajabshirzadeh, Koutchemy)، (Pahlke, Wiehr ،۱۹۹۰)، و (Wiehr, Degenhardt ،۱۹۹۳) نشان داده که خال‌های سایه‌ای درخشان نزدیک پیرامون سایه دارای میدان‌های مغناطیسی هستند که تقریباً ۲۰٪ ضعیف‌تر هستند، در حالیکه بررسی بسیار دقیق (Lites et al ،۱۹۹۱) نشان داده که قدرت میدان مغناطیسی در خال‌های سایه‌ای تفاوت چندانی با قسمت‌های تاریک‌تر پیرامون این سایه ندارد.

در بخش ۲، نمایه میدان مغناطیسی در خال‌های سایه‌ای را بحث خواهیم کرد. در بخش ۲-۲، سعی می‌کنیم تا یک نمایه میدان مغناطیسی اصلاح شده را از طریق معرفی مؤلفه سمتی $B_\phi(r)$ بسط داده و اثر آنرا روی گرمایش ژول بررسی خواهیم کرد.

بردار مغناطیسی منتج بدست آمده برای خال‌های سایه‌ای را می‌توان به افزایش چگالی جریان نسبت داد که می‌تواند قدرت گرمایش ژول را افزایش داده و درخشندگی بیشتر در نزدیکی محیط پیرامونی را در مقایسه با مرکز خال‌های سایه‌ای سبب گردد.

۲- نمایه مغناطیسی خال‌های سایه‌ای و گرمایش ژول

هنوز در مورد ساختار و ماهیت میدان مغناطیسی در خال‌های سایه‌ای اطلاعات اندکی در دسترس داریم چون سنجش‌های تفکیک بالای محدودی راجع به ساختار میدان مغناطیسی برداری در خال‌های سایه‌ای وجود دارد. علیرغم این چالش‌های مشاهده‌ای انتخاب درست نمایه مغناطیسی می‌تواند مطابقت بهتری با این مشاهدات فراهم سازد. در بخش ۲، ابتدا بررسی کلی ساختار میدان مغناطیسی عمودی خال‌های سایه‌ای را ارائه کرده و سپس میدان مغناطیسی سمتی دیگری را در بخش ۲-۲ پیشنهاد خواهیم کرد.

۲-۱- مؤلفه عمودی میدان مغناطیسی در خال‌های سایه‌ای

توان گرمایش ژول شاید تا حدودی عامل درخشندگی خال‌های سایه‌ای بوده و مستقیماً تحت کنترل چگالی جریان الکتریکی می‌باشد که در اصل به نمایه میدان مغناطیسی نسبت داده می‌شود. بنابراین، برای سهولت کار فرض شده که بردار میدان مغناطیسی در ستون خال سایه‌ای فقط یک مؤلفه عمودی (موازی) دارد که تابع فاصله از محور ستون خال سایه‌ای را بصورت زیر تغییر می‌دهد:

$$B = B_z(r)a_z \qquad (۱)$$

که در آن a_z عبارت از بردار واحد در طول محور z نرمال با فوتوسفر خورشید و r عبارت از فاصله شعاعی در مختصات استوانه‌ای (r,ϕ,z) می‌باشد. (Hamedivafa ،۲۰۰۳)، گرمایش ژول را به عنوان مکانیسم درخشندگی خال‌های سایه‌ای مورد مطالعه قرار داد. وی نمایه‌های میدان مغناطیسی را به صورت زیر فرض کرد:

$$B_z(r) = B_\circ - \gamma B_\circ \exp\left(-\frac{r^۲}{u^۲}\right) \qquad (۲)$$

که در آن $B_\circ$ میدان مغناطیسی اشباع شده در سایه لک خورشید، γ جزء کاهش میدانی و u حداکثر شعاع ستون خال سایه‌ای در هر لحظه می‌باشد. (Hamedivafa, Sobotka ،۲۰۰٤)، شواهد مشاهده‌ای مستقیمی را برای گرمایش ژول در برخی خال‌های سایه‌ای پیدا کردند.

۲-۲ مؤلفه سمتی میدان مغناطیسی در خال‌های سایه‌ای

ارزیابی دقیق مدل‌های موجود برای میدان مغناطیسی خال‌های سایه‌ای ضروریست چون ماهیت مغناطیسی اشکال درخشنده در سایه لک خورشید هنوز بطور کامل شناخته نشده است. (Lites et al ،۱۹۹۱) اظهار کرد که قدرت این میدان در خال‌های سایه‌ای با میدان سایه زمینه تفاوت زیادی ندارد. (Socas- Navarro et al ،۲۰۰٤) اثبات کردند که خال‌های سایه‌ای دارای میدان‌های شیب‌دار هستند. این نتایج مشاهده‌ای به دو فرض مهم منتهی می‌شوند که در بررسی‌های تئوریکی متصور شده‌اند.

۱- $B_z(r)$ عبارت از میدان بردار محوری بدون نیرو می‌باشد که به همراه جریان محوری موازی در حال انبساط و افزاینده ستون پلاسما (باریکه پلاسما) در ستون خال سایه‌ای وجود دارد. آن به علت گرادیان فشار تندتر پلاسمای توده‌ای در خال سایه‌ای ، شکل رأس- مانندی را توسعه می‌دهد که به کاهش چشمگیر قدرت میدان مغناطیسی در میدان بالایی پلاسما نسبت به لایه مجاور خال سایه‌ای، منجر می‌گردد.

۲- جریان یکنواخت ماده در ستون خال سایه‌ای، میدان الکتریکی موقتاً متغیری ایجاد نمی‌کند (یعنی شار الکتریکی متغیری وجود ندارد).

این فرض‌ها به یک معادله مغناطوهیدرودینامیکی اساسی منجر می‌گردند.

$$(\nabla \times B)_{\phi} \alpha \mu J_z \qquad (۳)$$

اینجا μ عبارت از تراوایی مغناطیسی در ناحیه فعال بوده و چگالی جریان J_z به قالب عمودی نوسان‌دار و بطور همرفتی ناپایدار پلاسما با طول موج عمودی ۱۰۰ کیلومتر و دوره ۱۰۰ ثانیه مربوط است. گذشته از این، آنرا می‌توان بصورت یک جریان الکتریکی احتمالی موازی با $B_z(r)$ بدون نیرو در ستون $r \leq u$ بصورت زیر بیان کرد:

$$I = \oint J_z . da \qquad (٤)$$

اینجا r عبارت از فاصله شعاعی از محور خال سایه‌ای و u حداکثر شعاع خال سایه‌ای می‌باشد که یک توان میدان مغناطیسی یکنواخت سایه در آن وجود دارد. دمای بالای ماده داغ با جریان خروجی ناپایدار برای تولید شکل یونیزه آن کافیست که در ستون جریان الکتریکی کافی ایجاد می‌کند. این مفاهیم موجب می‌شوند تصور کنیم که بواسطه جریان الکتریکی القاء شده در ماده در دمای بالا، یک مؤلفه مغناطیسی سمتی $B_{\phi}(r)$ متصل به ستون خال سایه‌ای نازک وجود دارد. بنابراین، محاسبات مغناطوهیدرودینامیکی تحت شرایط مرزی مناسب بطور موفقیت‌آمیز تکامل این لوله‌های شار را توصیف کرده و به خال‌های سایه‌ای با دمای بالا و شدت بیشتر نسبت به سایه پیرامون می‌انجامند. یک چنین جریان الکتریکی می‌تواند میدان مغناطیسی سمتی $B_{\phi}(r)$ با کمک قانون مداری آمپر، معادله (۳)، تولید کند. $B_{\phi}(r)$ را می‌توان بصورت زیر بیان کرد:

$$B_{\phi}(r) = \frac{\gamma \mu I r}{۲\pi u^{۲}} \quad \text{زمانی که } r < u \qquad (۵)$$

$$B_{\phi}(r) = \frac{\gamma \mu I}{۲\pi u} \quad \text{زمانی که } r > u \qquad (٦)$$

اینجا γ با دامنه $۰ \leq \gamma \leq ۱$ است. (Hamedivafa، ۲۰۰۳) پی برده که کاهش میدان مغناطیسی فراتر از شعاع خال‌های سایه‌ای درخشان نبوده اما پس از $r/u \approx ۲$ اشباع می‌شود. در نظرگیری $B_{\phi}(r)$ در این مدل پیشنهادی را، می‌توان بر پایه فرض‌های زیر توجیه کرد:

۱- مرکز مؤلفه سمتی با محور متقارن خال‌های سایه‌ای منطبق است تا ابهام مرکز $B_{\phi}(r)$ رفع شود. $B_z(r)$ و $B_{\phi}(r)$ کمابیش ساختار ریزمغناطیسی شعاعی در داخل خال‌های سایه‌ای ایجاد کرده و بنابراین لایه‌بندی دمایی و مقادیر وابسته به ارتفاع را برای توان میدان مغناطیسی با توجه به خط دید، تولید می‌کنند.

۲- میدان مغناطیسی خال‌های سایه‌ای دارای دو مؤلفه $B_{\phi}(r)$ و $B_z(r)$ برای ایجاد یک شکل سازگار با نمایه مغناطیسی می‌باشد طوری که میدان مغناطیسی در داخل یک خال سایه‌ای ضعیف‌تر از میدان پیرامون بوده و گرادیان میدان مغناطیسی بزرگی در مرز خال سایه‌ای وجود دارد. مؤلفه $B_{\phi}(r)$ می‌تواند برای گرمایش ژول خال سایه‌ای، توان بیشتری فراهم سازد.

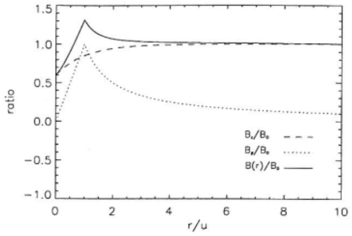
۳- $B_{\phi}(r)$ در پیرامون خال سایه‌ای با میدان مغناطیسی قابل رویت، $B_۰$، سایه قابل مقایسه می‌شود.

بنابراین برآیند $B(r)$ را می‌توان به صورت زیر بیان کرد:

$$B(r) = B_{\phi}(r) a_{\phi} + B_z(r) a_z . \qquad (۷)$$

نمایه‌های $B(r)$، $B_{\phi}(r)$ و $B_z(r)$ نرمالیزه شده و بوسیله $B_۰$ در شکل ۱ رسم شده‌اند. چگالی جریان موثر در خال‌های سایه‌ای را می‌توان از میدان مغناطیسی بصورت زیر محاسبه کرد:

$$J_T = \frac{c}{۴\pi} \nabla \times B(r) \qquad (۸)$$



شکل ۱: شدت میدان مغناطیسی نرمالیزه شده در خال سایه ای به عنوان یک تابعی از فاصله نرمالیزه شده از مرکز خال سایه ای

یا اینکه مقدار J_T را می‌توان در سیستم مختصاتی استوانه‌ای با دترمینال زیر بیان کرد:

$$J_T=\frac{c}{4\pi}\begin{vmatrix} a_r & a_\phi & a_z \\ \frac{\partial}{\partial r} & \frac{\partial}{r\partial\phi} & \frac{\partial}{\partial z} \\ 0 & \frac{\gamma\mu I r}{2\pi u^2} & B_0-\gamma B_0\exp\left(-\frac{r^2}{u^2(r)}\right) \end{vmatrix}=\left[\left(-\frac{c}{4\pi}\gamma B_0\exp\left[-\frac{r^2}{u^2}\right]\right)\times\frac{2r}{u^2}\right]a_\phi+\left[\frac{c\gamma\mu I}{8\pi^2u^2}\right]a_z \qquad (9)$$

حالا، توان گرمایش ژول را به صورت زیر بیان می‌کنیم:

$$Q'=\frac{4\pi}{c^2}\int_0^\infty \eta J_T^2(2\pi r)dr, \qquad (10)$$

که در آن، η عبارت از مقاومت ویژه الکتریکی می‌باشد و

$$J_T^2=J_T.J_T=\frac{c^2}{16\pi^2}\gamma^2B_0^2\frac{4r^2}{u^4}\exp\left(-\frac{2r^2}{u^2}\right)+\frac{c^2\gamma^2\mu^2I^2}{64\pi^4u^4}. \qquad (11)$$

از معادلات (۱۰) و (۱۱)، داریم:

$$Q'=\frac{2\eta\gamma^2B_0^2}{u^4}\left(\frac{u^4}{8}\right)+\frac{\eta\gamma^2\mu^2I^2u^2}{4(4\pi^2u^2)}. \qquad (12)$$

فرض می‌کنیم که وقتی $r\rightarrow u$، آنگاه $|B_\phi(r)|\rightarrow|B_0(r)|$؛ یعنی حداکثر شدت مؤلفه سمتی در مرز خال سایه‌ای با میدان مغناطیسی غیراختلالی B_0 سایه خارج از خال سایه‌ای قابل مقایسه است. بنابراین از معادله (۵)، داریم:

$$B_0=\frac{\gamma\mu I u}{2\pi u^2}=\frac{\gamma\mu I}{2\pi u}, \qquad (13)$$

$$\mu^2I^2=\frac{B_0^2(2\pi u)^2}{\gamma^2} \qquad (14)$$

جدول ۱: نسبت گرمایش ژول با مقادیر مختلف γ

γ	۰/۱	۰/۲	۰/۳	۰/٤	۰/۵	۰/٦	۰/۷	۰/۸	۰/۹	۱/۰
ΔQ	۱۰۱/۰	۲٦/۰	۱۲/۱۱	۷/۲۵	۵/۰۰	۳/۷۸	۳/۰٤	۲/۵٦	۲/۲۳	۲/۰۰

اگر فرض کنیم:

$$U_{\gamma B}=\frac{\gamma^2B_0^2}{8\pi} \qquad (15)$$

آنگاه با کمک معادلات (۱۲)-(۱۵)، توان نهایی را می‌توان بصورت زیر بیان کرد:

$$Q'=\frac{4\pi\eta U_{\gamma B}}{2}\left[1+\frac{1}{\gamma^2}\right] \qquad (16)$$

توان گرمایش ژول با $2\pi\eta U_{\gamma B}$ متناسب است در حالیکه $Q=2\pi\eta U_{\gamma B}$ توسط (Hamedivafa ،۲۰۰۳) محاسبه شده بود. ضریب داخل کروشه بیانگر تقویت توان گرمایش بوسیله جریان الکتریکی تولیده شده از میدان مغناطیسی در

r نزدیک به u می‌باشد. مقدار γ هرچقدر کوچکتر باشد، توان گرمایشی ژول به همان اندازه بیشتر خواهد بود. این، اشکال جالب مشاهده شده توسط (Lites et al ،۱۹۹۱) را توجیه می‌کند که قدرت میدانی داخل سایه‌ها در یک دامنه وسیع (۲۴۰۰G–۱۴۰۰) متغیر بوده و این تغییر بزرگ در قدرت میدان با شدت خال سایه‌ای، همبستگی معکوس دارد.

۳- نتیجه‌گیری

نتیجه ارائه شده در این گزارش به فرض‌های مهم زیر بستگی دارد:

۱- میدان مغناطیسی سمتی $B_\phi(r)$ فقط در وسط خال‌های سایه‌ای گسترش یافته و با r داخل قطر خال‌های سایه‌ای تا حداکثر مقدار $B_\circ$ بطور خطی افزایش می‌یابد. آن در خارج بصورت هذلولی‌وار کاهش می‌یابد.

۲- چگالی جریان J_T در داخل خال‌های سایه‌ای یکنواخت است.

۳- میدان مغناطیسی در خال‌های سایه‌ای متشکل از حداقل دو مؤلفه $B_\phi(r)$ و $B_z(r)$ می‌باشد که ضرورتاً از ارتفاع هندسی یکسان مشتق نمی‌شوند.

میدن مغناطیسی تقویت شده روی سطح پیرامون خال سایه‌ای را طبق شکل۱ پیش‌بینی می‌کنیم. شار پیرامونی بزرگ به مؤلفه میدان مغناطیسی سمتی افزون نسبت داده می‌شود که بوسیله جریان محوری I در نتیجه نفوذ پلاسمای داغ تولید می‌شود. بنابراین، مدل خال سایه‌ای اصلاح شده بدست آمده با افزودن $B_\phi(r)$ در $B_z(r)$ به توصیف تقویت درخشندگی خال‌های سایه‌ای کمک می‌کند. گرمایش ژول نسبی بصورت زیر بیان می‌شود:

$$\Delta Q = \frac{Q'}{Q} = ۱ + \frac{۱}{\gamma^{۲}} \qquad (۱۷)$$

گرمایش ژول نسبی در مقادیر γ کمتر، بزرگتر بوده اما در مقادیر γ بیشتر، بتدریج طبق جدول۱، کاهش می‌یابد. توان گرمایش ژول برآورد شده انتظار می‌رود که همبستگی معکوس درخشندگی و گرادیان میدان مغناطیسی را توجیه کرده و برآیند بردار مغناطیسی با بردار میدان مغناطیسی دارای شیب خال سایه‌ای مشاهده شده ، مطابقت دارد.

گذشته از این، این نتایج کلی را می‌توان بوسیله داده‌های طیف طبش‌سنجی با دقت بالا که بوسیله ابزارهای زمینی از قبیل قطبش‌سنج با پراش محدود (DLSP) در تلسکوپ خورشیدی Dunn (NSO) و طیف قطبش‌سنج روی ماهواره Hinode، توجیه کرد.

سپاسگزاری

از خداوند منان شاکر هستم که توفیق ارزانی فرمود که بتوانم در ذره‌ای از علوم بیکران علم فیزیک جسارت نموده قلم فرسایی نمایم.

از اساتید محترم فیزیک نیز نهایت تشکر را دارم که در این راه مرحله به مرحله عنایت نموده و راهنمایی‌های لازم را مبذول فرمودند و توفیق آنان را از خداوند متعال خواستارم .

مرجع‌ها

1. *Ajabshirizadeh, A, Koutchemy, S.: 1983, Astron. Astrophys.* ***122****, l.*
2. *Bharti, L., Jain, R., Jaaffrey, S.N.A.: 2007, Astrophys. J.* ***665****, L79.*
3. *Choudhuri, A.R.: 1986. Astrophys. J.* ***302****, 809.*
4. *Degenhardt, D.,Lites, B.W.: 1993, Astrophys. J.* ***404****,383.*
5. *Garcia de la Rosa. J.T.: 1987. In: Schroter, E.H., Vazquez. M.V., Wyller, A.A (eds.) The Role of Fine-Scale Magnetic Fields as the Structure of Solar Atmosphere.Cambridge University Press. Combridge. 140*
6. *Hamedivafa, R, Sobotka, M.: 2004. Astron. Astrophys.* ***428****.215.*
7. *Parker, E.N.: 1979, Astrophys. J.* ***230****, 905.*
8. *Tritschler, A., Schmidt, w.: 2002, Astron. Astrophys.* ***388****. 1048.*

Cosmological consequences of a non-canonical scalar field

Ossoulian, Zohdieh[1]; Golanbari, Tayeb and Saaidi, Khaled[1]
[1] Department of Physics, Faculty of Science, University of Kurdistan, P.O.Box 66177-15175, Sanandaj, Iran.

Using the non-cononical model of scalar field, the cosmological consequences of a pervasive, self-interacting, homogeneous and rolling scalar field are studied. In this model, the scalar-field potential is "nonlinear" and decreases in magnitude by increasing the value of the scalar field. A special solution of the nonlinear field equations of ϕ that is a time dependent, fixed point is obtained. The fixed point relies on the non-cononical term of action and q- parameter which is appeared in energy density of scalar field red-shift. The behavior of baryonic perturbations in linear perturbation scenario a considerable amount of energy density of scalar-field at low red-shifts prevents the growth of perturbations in the ordinary matter fluid. The energy density in the scalar field is not appreciably perturbed by nonrelativistic gravitational fields, either in the radiation-dominated, matter-dominated, or scalar-field-dominated epochs.

PACS numbers: 98.80.-k, ...

I. INTRODUCTION

Numerous observational data indicates that the Universe is undergoing a positive accelerated expansion epoch. To justify this, scientists propose that the Universe should be dominated by an ambiguous and unknown form of matter which is called dark energy. The observation strongly states that only 4.9% of the universe is filled by ordinary matter. The evidence indicates that the best candidate for dark energy is cosmological constant Λ, [1], however it suffers from two known problems as fine tuning problem and coincidence problem. These two problems convince scientists to make other proposals to justify the existence and behaviour of dark energy. Amongst such proposals, people interestingly investigate variety of models based on scalar field scenarios, such as Brans-Dicke [2], quintessence [3], k-essence [4], tachyon [5], phantom [6], quintom [7], and chameleon [8].
The main goal of this paper is to try to codify the constraints experiments on the potential of ϕ which is obtained in a noncononical formalism of scalar field. We construct and investigate an acceptable model to see whether there are any important deviations from standard CDM theories. We are actually interested in the behavior, in linear perturbation theory, of density perturbations in the scalar-field energy density and in the densities of baryons and radiation.

II. THE MODEL

The noncanonical version of Einstein scalar field action is defined as

$$\mathcal{S} = \int \sqrt{-g} d^4x \left(\frac{M_p^2}{2} R + F(X) - V(\phi) + \mathcal{L}_m \right). \quad (1)$$

Where the kinetic term of noncanonical scalar field is expressed by an arbitrary function $F(X)$, in which $X = -(g^{\mu\nu}\nabla_\mu\phi\nabla_\nu\phi)/2$. The non-canonical scalar field lagrangian is $\mathcal{L}_\phi = F(X) - V(\phi)$.

We assume the scalar field energy density red-shifts is given by

$$\rho_\phi = \rho_\phi^{(0)} (\frac{a_0}{a})^q, \quad (2)$$

here $q \neq 0$. Therefore by using conservation equation, $\dot{\rho}_i + 3H(\rho_i + p_i) = 0$, we have

$$p_\phi = (\frac{q-3}{3})\rho_\phi. \quad (3)$$

where $\omega = (q-3)/3$ is equation of state parameter of scalar field. By considering $F(X) = F_0 X^n$ and using energy-momentom tensor for scalar field we obtain

$$\dot{\phi} = \left[\frac{\rho_\phi^{(0)} q 2^{n-1}}{3F_0 n} \right]^{\frac{1}{2n}} (\frac{a_0}{a})^{\frac{q}{2n}} \quad (4)$$

$$V(\phi) = \left[\frac{6n - (2n-1)q}{6n} \right] \rho_\phi^{(0)} \left(\frac{a_0}{a}\right)^q. \quad (5)$$

III. A COMPONENT DOMINATED COSMOLOGY

As we mentioned before, in this paper, we have assumed components of fluid in the Universe are matter (ordinary and cold dark matter), radiation and scalar field. In addition in this section we shall consider our paper in which the only contribution to the stress-energy tensor is one components of matter (ordinary and cold dark matter), radiation or scalar field. In fact we assume the energy of one component is dominant and therefore one can neglect the other components of perfect fluid in the Universe. According to conservation equation for density energy and the equation of state for it, $p = (\gamma/3 - 1)\rho$, the energy density of the dominant component is resulted as

$$\rho_\gamma = \rho_\gamma^{(0)} \left(\frac{a_0}{a}\right)^\gamma, \tag{6}$$

which $\rho_\gamma^{(0)}$, is the value of energy density at $a = a_0$ and $(\gamma/3 - 1)$ is the equation of state parameter of dominant component. Therefore the Friedman equation is as bellow

$$(\frac{\dot{a}}{a})^2 = \frac{\rho_\gamma^{(0)}}{3M_p^2} \left(\frac{a_0}{a}\right)^\gamma. \tag{7}$$

Using Eqs. (4) and (7) one can obtain

$$\frac{\dot{\phi}}{\dot{a}} = \left(\frac{q\rho_\phi^{(0)} 2^{n-1}}{3F_0 n}\right)^{\frac{1}{2n}} \left(\frac{3M_p^2}{\rho_\gamma^{(0)} a_0^2}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{a}{a_0}\right)^{\frac{\gamma n - q - 2n}{2n}}, \tag{8}$$

Therefore by integrating (8), we have

$$\phi - \phi_0 = \frac{2n}{\gamma n - q} \left(\frac{q\rho_\phi^{(0)} 2^{n-1}}{3F_0 n}\right)^{\frac{1}{2n}} \left(\frac{3M_p^2}{\rho_\gamma^{(0)}}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{a}{a_0}\right)^{\frac{\gamma n - q}{2n}}, \tag{9}$$

and ϕ_0 is the value of ϕ at $a = a_0$. From Eqs.(5) and (9), we have

$$V(\phi) = V_0 (\phi - \phi_0)^{\frac{2nq}{q - \gamma n}}, \tag{10}$$

where V_0 is constant. The Einstein scalar field equations (with this potential) have a special solution. In this section we study spatially homogeneous perturbations about the special solution. We will have to study the structure of the four-dimensional, spatially homogeneous, phase space $(\phi, \dot{\phi})$. To do this we need to consider the scalar field equation of motion, which are given by

$$y'' + \left(\frac{4(n+1) - \gamma(2n-1)}{2(2n-1)}\right)\frac{y'}{x} \tag{11}$$
$$+ \left(\frac{qV_0 2^n \left(\frac{3M_P^2}{\rho_\gamma^{(0)}}\right)^n}{F_0(2n-1)(q - \gamma n)}\right) \frac{x^{n(\gamma-2)} y^{\frac{(2n-1)q + \gamma n}{q - \gamma n}}}{(y')^{2n-2}} = 0,$$

where prime indicates derivative with respect to x and we have changed variable as $x = a/a_0$ and $y = \phi - \phi_0$. A special solution of differential equation (11) is introduced as

$$y_e(x) = kx^\alpha, \tag{12}$$

To study the structure of the phase space of scalar field's equation of motion, one can make a change of variable as

$$y(x) = y_e(x)u(x). \tag{13}$$

In above $y_e(x)$, the special solution of differential equation, is unperturbed part of scalar field and $u(x)$ is the perturbed part of the scalar field which should have a stable and attractor solution. So for stability of the solutions of scalar field, the differential equation (11), should solve for the perturbed part. All dynamical information in equation of motion for ϕ is at evaluation equation $u(x)$. By substituting the general solution into differential equation (11) and change the variablethe $x = e^t$ result is:

$$\ddot{u} + \left[\frac{3}{(2n-1)} - \frac{\gamma}{2} + 2\alpha\right]\dot{u} \tag{14}$$
$$+ \alpha\left[\frac{3}{(2n-1)} - \frac{\gamma}{2} + \alpha\right]\left[u - \frac{u^{\frac{q(2n-1)+\gamma n}{q - \gamma n}}}{(\frac{\dot{u}}{\alpha} + u)^{2n-2}}\right] = 0,$$

where overdot indicates derivative with respect to t. The critical point of this system is defined as a point which the velocities vanish. So therefore the only critical point is $\dot{u} = 0$. Hence according with (11) we have the evolution of $u(t)$. To study the evolution of function $u(t)$, we use phase space to explain the stability of this nonlinear problem by use linear analyse. Therefore, in phase space $(u(t), \dot{u}(t))$, Eq.(14) is rewritten as

$$\dot{u}(t) = p(t), \tag{15}$$
$$\dot{p}(t) = -\left[\frac{3}{(2n-1)} - \frac{\gamma}{2} + 2\alpha\right]p(t) \tag{16}$$
$$- \alpha\left[\frac{3}{(2n-1)} - \frac{\gamma}{2} + \alpha\right]\left[u(t) - \frac{u(t)^{\frac{(2n-1)q + \gamma n}{q - \gamma n}}}{\left(\frac{p(t)}{\alpha} + u(t)\right)^{2n-2}}\right],$$

then for $p(t) = 0$, we have

$$u(t)^{2n-1} - u(t)^{\frac{q(2n-1)+\gamma n}{q - \gamma n}} = 0. \tag{17}$$

The point $(u_0, p_0) = (1, 0)$ is the only acceptable critical point for the equations (15), and (17). The system at critical point doesn't have evolution and so the differential equation (11), just have the special solution (12). Of course at $p(t) = 0$, there are a number of critical points, that $u(t)$ is $\left[(\gamma n - q)8^{-1}n^{-2}\right]$th root of unity. $u(t)$, should be real, so we don't work with the complex fixed points. It is seen that by changing $y(x) \to -y(x)$, the differential equation (11), for some values of q and n, is invariant. In this case there are two critical points, but our purpose is to explain the solutions which $y'(x) > 0$. So one of the critical points is omitted. The second part of the function $y(x) = y_e(x)u(x)$, $u(x)$ can be perturbed by adding $u_1(t)$ to the critical point (u_0, p_0) and substituting at phase space equations (15) and (17). The result is (in fact $u_1(t)$ is a small fluctuation around the critical point $(u_0, p_0) = (1, 0)$) added and transform it to the critical point $(u_0 + u_1(t), p_0 + p_1(t)) = (1 + u_1(t), p_1(t))$).

$$\dot{u_1}(t) = 0 + p_1(t), \tag{18}$$

$$\dot{p_1}(t) = \gamma\left[\frac{q}{2} - \frac{3n}{2n-1}\right]u_1(t) + \left[q - 3 - \frac{\gamma}{2}\right]p_1(t), \tag{19}$$

The eigenvalues of small oscillations around critical point are given by

$$\lambda_{n,q,\gamma} = f(n,q,\gamma) \pm ig(n,q,\gamma), \tag{20}$$

where

$$f(n,q,\gamma) = \frac{2q - 6 - \gamma}{4},$$

$$g(n,q,\gamma) = \left[\gamma\left(\frac{3n}{2n-1} - \frac{q}{2}\right) - \frac{(q - 3 - \frac{\gamma}{2})^2}{4}\right]^{\frac{1}{2}}, \tag{21}$$

Based on the eigenvalues, one can investigate the behavior of critical points

- if the different eigenvalues are, real and positive, then the critical point is unstable.
- if the different eigenvalues are, real and negative, then the critical point is stable.
- if one of the eigenvalues is positive and another one is negative, the critical point is a saddle point.

While the eigenvalues are complex, there are cases we'll write bellow:

- if $\lambda_1 = \alpha + i\beta$, $\lambda_2 = \alpha - i\beta$ which $\alpha > 0$ and $\beta \neq 0$, the critical point is unstable and spiral.
- if $\lambda_1 = \alpha + i\beta$, $\lambda_2 = \alpha - i\beta$ which $\alpha < 0$ and $\beta \neq 0$, the critical point is stable and spiral.
- if $\lambda_1 = i\beta$, $\lambda_2 = -i\beta$ the answers will be pendulous and the critical point is called central.

In next section we evaluate the eigenvalues λ for different n and q:

IV. INVESTIGATION OF EPOCHS DOMINANT

In this section we want to examine our results of previous section for different epochs of evolution of Universe.

A. Radiation dominated epoch of cosmology

In this subsection we shall consider models in which the only contribution to the stress-energy tensor is radiation component. According to conservation equation for radiation, and the equation of state for radiation, $p = \rho/3$,one can see that in radiation epoch $\gamma = 4$. Therefore the final result for the potential form and eigenvalues for $0 < q < 3$ and different n, are given at Table I, (for $0 < q < 3$ the ratio of scalar field density to radiation density, is an increasing function of time).

		λ	$V(\phi) \sim$
$n = 1$	$q = 1$	$-2 \pm 2.4i$	$(\phi - \phi_0)^{-0.7}$
	$q = 2$	$-1.5 \pm 1.2i$	$(\phi - \phi_0)^{-2}$
	$q = 2.5$	$-1.2 \pm 2.3i$	$(\phi - \phi_0)^{-3.3}$
$n = \frac{3}{2}$	$q = 1$	$-2 \pm 1.7i$	$(\phi - \phi_0)^{-0.6}$
	$q = 2$	$-1.5 \pm 1.7i$	$(\phi - \phi_0)^{-1.5}$
	$q = 2.5$	$-1.3 \pm 1.6i$	$(\phi - \phi_0)^{-2.1}$
$n = 2$	$q = 1$	$-2 \pm 1.4i$	$(\phi - \phi_0)^{-0.6}$
	$q = 2$	$-1.5 \pm 1.3i$	$(\phi - \phi_0)^{-1.3}$
	$q = 2.5$	$-1.2 \pm 1.2i$	$(\phi - \phi_0)^{-1.8}$

TABLE I. The eigenvalues λ for different values of n and q, in radiation dominated epoch.

It is shown that for all values of $n = 1, 1.5, 2$ and $q = 1, 2, 2.5$ the eigenvalues λ are $\lambda = \alpha \pm i\beta$ which $\alpha < 0$ and $\beta \neq 0$, then all critical points are spiral and stable.

B. Matter dominated epoch

According to conservation equation for matter component and the equation of state for matter, one can find that $\gamma = 3$. Therefore the final result for the potential form and eigenvalues for $0 < q < 3$ and different n, are given at Table II.

It is shown that for all values of $n = 1, 1.5, 2$ and $q = 1, 2, 2.5$ the eigenvalues λ are $\lambda = \alpha \pm i\beta$ which $\alpha < 0$ and $\beta \neq 0$, then all critical points are spiral and stable.

C. Scalar field dominated epoch

In this section we shall consider models in which the only contribution to the stress-energy tensor is scalar field component. In fact we assume the scalar part of energy is dominant and therefore we neglect the other components of perfect fluid in the universe. According to conservation equation for scalar and the equation of state for scalar

		λ	$V(\phi)\sim$
$n=1$	$q=1$	$-1.7\pm 2.1i$	$(\phi-\phi_0)^{-1}$
	$q=2$	$-1.2\pm 2.1i$	$(\phi-\phi_0)^{-4}$
	$q=2.5$	$-1\pm 2i$	$(\phi-\phi_0)^{-10}$
$n=\frac{3}{2}$	$q=1$	$-1.7\pm 1.5i$	$(\phi-\phi_0)^{-0.9}$
	$q=2$	$-1.2\pm 1.5i$	$(\phi-\phi_0)^{-4}$
	$q=2.5$	$-1\pm 1.4i$	$(\phi-\phi_0)^{-3.7}$
$n=2$	$q=1$	$-1.7\pm 1.1i$	$(\phi-\phi_0)^{-0.8}$
	$q=2$	$-1.2\pm 1.2i$	$(\phi-\phi_0)^{-2}$
	$q=2.5$	$-1\pm 1.1i$	$(\phi-\phi_0)^{-2.8}$

TABLE II. The eigenvalues λ for different values of n and q, in matter dominated epoch.

,$p_\phi = (q/3-1)\rho_\phi$, one can find $\gamma = q$, Therefore the final result for the potential form and eigenvalues for $0<q<3$ and different n, are given at Table III.

		λ	$V(\phi)\sim$
$n=1$	$q=1$	$-1.7\pm 0.7i$	$e^{-\frac{(\phi-\phi_0)}{M_P}}$
	$q=2$	-1.5 ± 1.9	$e^{-\frac{\sqrt{2}(\phi-\phi_0)}{M_P}}$
	$q=2.5$	$-1.4\pm 2.2i$	$e^{-\frac{\sqrt{2.5}(\phi-\phi_0)}{M_P}}$
$n=\frac{3}{2}$	$q=1$	-1.7 ± 0.9	$(\phi-\phi_0)^{-6}$
	$q=2$	$-1.5\pm 1.1i$	$(\phi-\phi_0)^{-6}$
	$q=2.5$	$-1.4\pm 1.3i$	$(\phi-\phi_0)^{-6}$
$n=2$	$q=1$	-1.7 ± 1.1	$(\phi-\phi_0)^{-4}$
	$q=2$	$-1.5\pm 0.7i$	$(\phi-\phi_0)^{-4}$
	$q=2.5$	$-1.4\pm 0.9i$	$(\phi-\phi_0)^{-4}$

TABLE III. The eigenvalues λ for different values of n and q, in scalar field dominated epoch.

It is clearly seen that all eigenvalues which are complex such as $\lambda=\alpha\pm\beta i$ which $\alpha<0$ and $\beta\neq 0$, describe critical points which are spiral critical point and stable. For $n=1$ and $q=2$ the eigenvalues are $\lambda_1=0.4$ and $\lambda_2=-3.4$ so the critical point is a saddle point. For $n=3/2, 2$ and $q=1$ the different eigenvalues are negative so these two critical points are stable.

V. CONCLUSION AND DISCUSSION

Nowadays, there has been much investigation of cosmological models with scalar fields. This means, a variety purposes such as, hierarchy problem, much s principle in gravitation theory, steady state cosmology model, inflation, as a candidate for CDM, as a candidate for DE and so on. For considering the mentioned models, a variety forms of scalar field model is used. In this paper we want to obtain a definite form of scalar field potential in the non canonical form of scalar field action. It is shaw that for definite scalar field potential which we obtain in definite epoch, the scalar field solutions for an appropriate range of parameter are stable. In fact, we have obtained that in radiation and matter epochs, all eigenvalues of small oscillations around critical point are as $\lambda=\alpha+i\beta$ which $\alpha<0$ and $\beta\neq 0$, then all critical points are spiral and stable. In addition, in scalar field epoch for $(n,q)=(1,2)$ the eigenvalues are $\lambda_1=0.4, \lambda_2=-3.4$, so the critical point is a saddle point and for $(n,q)=(3/2,1)$, and $(2,1)$, the different eigenvalues are negative so the critical point are stable.

[1] A. Einstein, Sitzungsber. K. preuss. Akda. Wiss. **142** (1917), [The prnciple of relativity(Dover, New york, 1952), P. 177].
[2] C. H. Brans and R. H. Dicke, Phys. Rev. **124**, 925 (1961).
[3] P. J. E. Peebles, B. Ratra, Astrophys. J. Lett. **17**, 325 (1988).
[4] C. Armendariz-Picon, V. F. Mukhanov, P. J. Steinhardt, Phys. Rev.Lett. **85**, 4438 (2000).
[5] A. Sen, JHEP **0207**, 065 (2002).
[6] R. R. Caldwell, Phys. Lett. B **545**, 23 (2002).
[7] E. Elizalde, S. Nojiri, S. D. Odinstov, Phys. Rev. D **70**, 043539 (2004).
[8] J. Khoury, A. Weltman, Phys. Rev. Lett. **93**, 171104 (2004).

یافتن معادله ی حالت ستاره ی نوترونی دوتایی باجرمهای برابر توسط مقایسه‌ی شکل-موج عددی و شکل موج ذره- نقطهای

افسری خطیبی محمد علی[1]، بیگدلی محسن[1]، خداقلیزاده جعفر[2]
گروه فیزیک دانشکده علوم دانشگاه زنجان[1] پژوهشگاه دانشهای بنیادی(IPM) تهران[2]

چکیده

شبیه سازی های عددی ستاره های نوترونی دوتایی، انحراف از نقطه-ذره را در خیلی دوره های قبل از زمان ادغام پسانیوتنی نشان میدهند . هنگامیکه سختی معادله حالت، و به تبع آن شعاع ستاره نوترونی افزایش مییابد ، پایان اینسپیرال برای ستارگان نوترونی دوتایی از پایان اینسپیرال برای نقطه-ذرهی پسانیوتنی فاصله میگیرد ؛ ستاره نوترونی بزرگتر (از نظر شعاع و فشار مرکزی) که توسط معادله حالت سخت نوع H ارائه میشود ، فرکانس نوسانی کمتر از آنچه که در معادلهی حالت نوع متوسط یعنی HB و نوع نرم یعنی B تولید شده است، را داراست ؛ لذا میتوان توسط تطابق با معادلات حالاتی که در شرایط آزمایشی پیش از این تعبیه شدهاند معادله حالت درون ستاره را حدس زده و بدست آورد.

مقدمه

مشاهدات موج گرانشی، به‌طور بالقوه قابلیت بدست آوردن معادله حالت ستاره نوترونی را با اندازه‌گیری انحراف از حد نقطه-ذره شکلموج گرانشی تولید شده در طول انتهایی اینسپیرال (مرحله‌ی ابتدایی در هم کشش دوستاره قبل از فروپاشی به سیاه‌چاله) یک سیستم دوتایی دارد. تجزیه و تحلیل شکلموج عددی، مشخص میکند که بهینه سازی حساسیت آشکار سازهای موج گرانشی در فرکانس های بالاتر از 700Hz میتواند به بهبود نتیجهگیری و تمرکز روی یافتن شعاع و معادلهی حالت ستاره نوترونی منتهی شود. تغییر سیستماتیک پارامترهای معادله حالت، امکان تعیین آن-که کدام ویژگی ها بطور خاص، بر تابش گرانشی ایجاد شده، تاثیر میگذارند را میسر میکند، بنابراین میتوان با آشکارسازی دقیق موجهای گرانشی، بر روی آنها محدود شد و معادلات حالت دقیقی را به آنها نسبت داد..

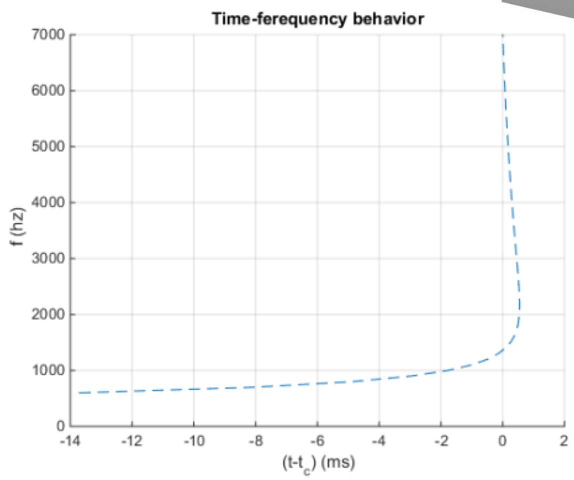
روش کار

مدلهای انتخاب شده برای این مطالعه، از تغییرات پارامتر معادله، در هستهی ستاره نوترونی استفاده میکند. معادلات حالت ستاره (که هسته در آن از اهمیت بیشتری برخوردار است) را با یک تغییر فشار کل p_1 (تنظیم شده روی چگالی $\rho_1 = 10^{14/7}\ \mathrm{gcm}^{-3}$ و با تغییرات شاخص های آدیاباتیک در منطقه هسته) تنوع میدهیم و بهترین تطابق را با دادههای عددی بدست خواهیم آورد. مد غالب در ستاره نوترونی مد چهارقطبی است (با l=2,m=±2)؛ لذا از داده های شکل موج چهار قطبی یک مقدار ترکیبی به صورت زیر میسازیم : $h = h_+ - ih_\times$؛ دامنه و فاز این مقدار، دامنه لحظه ای، یعنی|h|، و فاز، یعنی $\varphi = \arg h$، را برای شکلموج تعیین میکنند. فرکانس لحظهای (f) شکلموج چهارقطبی نیز توسط $f = \frac{1}{2\pi}\frac{\Delta\varphi}{\Delta t}$ بدست میآید.

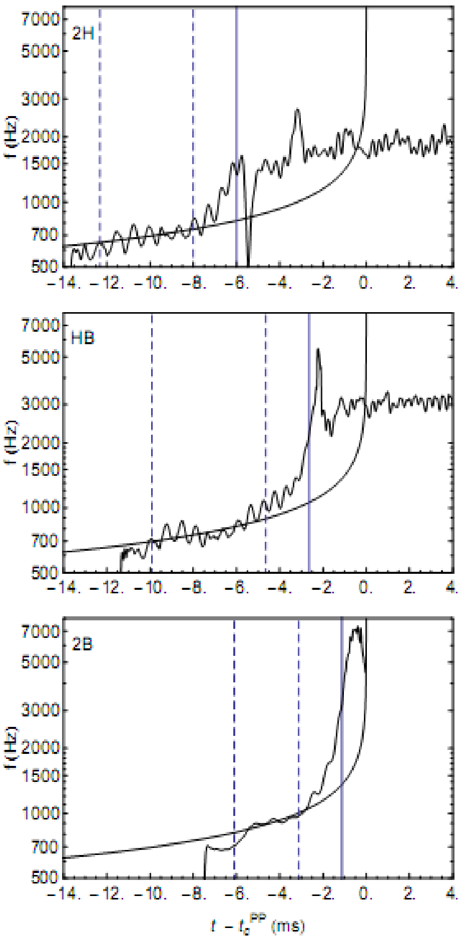
ارتباط فرکانس زاویهای چرخشی که از مشاهدات برمیآید با مشخصهی پسانیوتنی X که برای نقطه–ذره نامگذاری شده است و از معادلات حرکت جسم کروی گرفته شده است به صورت $x = (\frac{GM_{tot}\,\Omega}{c^{۳}})^{\frac{۲}{۳}}$ میباشد. اینسپیرال نقطه–ذرهای در نسبیت عام کامل بخوبی مشخص نشده است و با تقریب نقطه–ذرهای پس‌انیوتنی در نسبیت عام بصورت یک جایگزین متداول، در نظر گرفته میشود . خوشبختانه مشخصات پسا نیوتنی تیلور $\frac{۳/۰}{۳/۵}$ $\mathbf{T}_{۴}$ (بسط فاز تا مرتبهی 3.5 و بسط دامنه تا مرتبهی 3) با شکلموجهای عددی سیاهچالهی دوتایی در بسیاری دورهها تا دورهی قبل از ادغام بطور نزدیکی توافق دارند. لذا این توافق تجربی این امکان را به ما میدهد که شکل موجهای تیلور $\mathbf{T}_{۴}$ را طبق یک شکلموج مناسب نقطه–ذرهای و سازگار با نسبیت عام، تا به دوره های پایانی قبل از ادغام در نظر گرفته وجایگزین کنیم.

$$\begin{aligned}\frac{dx}{dt} &= \frac{16c^3}{5Gm}x^5\left\{1-\frac{487}{168}x+4\pi x^{3/2}+\frac{274229}{72576}x^2\right.\\&- \frac{254}{21}\pi x^{5/2}+\left[\frac{178384023737}{3353011200}+\frac{1475}{192}\pi^2-\frac{1712}{105}\gamma\right.\\&- \left.\left.\frac{856}{105}\ln(16x)\right]x^3+\frac{3310}{189}\pi x^{7/2}\right\} \qquad \textbf{(1)}\end{aligned}$$

. با بکارگیری روابط 1 و2 ، نمودار فرکانس بر حسب زمان برای جرم نقطه–ذره (زمان را با توجه به زمان ادغام دو ستاره که مرجعمان میباشد، در نظر میگیریم)، را ترسیم میکنیم (شکل 1) و با نمودار حاصل از دادههای عددی که توسط آشکارسازهای لایگوی پیشرفته و تلسکوپ اینشتین گرفتهایم (شکل 2) مقایسه میکنیم؛ مشاهده میکنیم که در محدوده فرکانس بین 700HZ تا 1000HZ بالاترین تطبیق وجود دارد. با بکارگیری معادلات حالت پارامتری استاندارد (جدول 1) بهترین معادلهی حالت برای ستارههای نوترونی دوتایی با جرمهای برابر گزینش و انتخاب خواهند شد. معادلات حالت سخت تر (یعنی با فشار مرکزی بیشتر درون ستاره) برای ستارههای با شعاع بزرگتر و معادلات نرمتر برای ستارههای با شعاع کوچکتر بکار گرفته خواهندشد.



شکل1 : نمودار فرکانس-زمان برای نقطه-ذره



شکل2 : مقایسهی نمودارهای حاصل از نقطه-ذره و دادههای عددی حاصل از مشاهدات آشکارساز(تطابق در فرکانسهای بین700 تا1000 هرتزی مشهود است)**[1]**

جدول1 : معادلات حالت پارامتری شده استاندارد**[2],[3]**

EOS		$\log p_1$	Γ	$M_{\max}$	$R_{1.35}$	$k_{2,1.35}$	$\Lambda_{1.35}$
p.3Γ2.4	Bss	34.3	2.4	1.566	10.27	0.0585	142
p.3Γ2.7	Bs	34.3	2.7	1.799	10.74	0.0751	228
p.3Γ3.0	B	34.3	3.0	2.002	10.96	0.0861	288
p.4Γ3.0	HB	34.4	3.0	2.122	11.61	0.0946	422
p.5Γ3.0	H	34.5	3.0	2.249	12.27	0.1029	607
p.7Γ3.0	1.5H	34.7	3.0	2.525	13.69	0.1189	1211
p.9Γ3.0	2H	34.9	3.0	2.834	15.22	0.1342	2324

نتیجه گیری

این کار یک تخمین کمّی اندازه گیری معادله حالت جسم سرد بالای چگالی هسته ای توسط آشکارسازهای موج گرانشی است. ستارگان نوترونی با جرم برابر اما با معادله حالت های متفاوت و همچنین شعاع های متفاوت، شکل

موجهای گرانشی متفاوتی را در طول مرحله پایانی اینسپیرال یک دوتایی گسیل خواهند کرد. ما قدرت سیگنال این تفاوت در شکل موج را با استفاده از منحنی های حساسیت و آشکارسازهای موج گرانشی، محاسبه می کنیم و در می یابیم که یک سیگنال متفاوت و قابل اندازه گیری از اینسپیرالهای ستارگان نوترونی دوتایی با معادله حالت متفاوت، وجود دارد. یک پیکربندی پهنای پهن (burst-optimized) و یا یک پیکر بندی آشکارساز با پهنای باریک لیگوی پیشرفته، می تواند معادله حالت ستاره نوترونی را از همدیگر و از اینسپیرال نقطه-ذره، در یک فاصله موثر کوچکتر یا مساوی 100Mpc، متمایز کند. به علاوه منحنی لرزش استاندارد موقتی تلسکوپ اینشتین، قابلیت حل کردن معادله حالت متفاوت، در دو برابر آن فاصله را به طور تقریبی، می دهد. توسط لایگوی پیشرفته ی پهنای پهن در فرکانسهای بین500 و1000 هرتز، تخمین های اولیه ما نشان می دهد که شعاع می تواند با دقت $\delta R{\sim}1km \times \left(\frac{100MPc}{D_{eff}}\right)$، تعیین شود. تخمین های اولیه ی مربوطه نشان می دهد که برخی مشاهدات می توانند یک پارامتر معادله حالت را محدود کنند. اگر چه این نتایج ابتدایی هستند، اما انگیزه ای قوی برای کار در آینده روی متمرکز شدن موج گرانشی صادره از اینسپیرال دوتایی های ستاره نوترونی، می باشند. دقت در تخمین ها ،توسط شبیه سازی عددی دوره های بیشتر در انتهای اینسپیرال و با جستجوی وسیع تر فضای پارامتر معادله حالت، بهبود خواهد یافت.

مرجع‌ها

1. Referenc Read J S, Markakis C, Shibata M, Ury¯ u K, Creighton J D E, and Friedman J L *Phys. Rev.* ***D 79****, 124033, 2009 Preprint astro-ph/0901.3258, (URL http://prd.aps.org/abstract/PRD/v79/i12/e124033).*
2. K. Kyutoku, H. Okawa, M. Shibata, and K. Taniguchi. Gravitational waves from spinning black hole-neutron star binaries*: dependence on black hole spins and on neutron star equations of state. ArXiv e-prints, August 2011.*
3. M. Vallisneri. *Prospects for Gravitational-Wave Observations of Neutron-Star Tidal Disruption in Neutron-Star-Black-Hole Binaries. Physical Review Letters,* ***84****:3519{ 3522, April 2000*

مطالعه دوبعدی قرص های پیش سیاره ای خودگرانشی

ایرانی، آزاده فاقعی، کاظم

دانشگاه دامغان،دانشکده فیزیک

چکیده

امروزه با گسترش روش های شبیه سازی عددی، اهمیت سرمایش روی ساختار و تحول قرص های برافزایشی خودگرانشی تایید شده است. در این مقاله، ما با مطالعه دوبعدی قرص های پیش سیاره ای خودگرانشی، تاثیرات نرخ سرمایش را روی ساختار عرضی چنین قرص هایی بررسی نموده ایم.بدین منظور برای بررسی نرخ سرمایش از پارمتر سرمایشی $[\beta = \Omega t_{cool}]$و برای بررسی شرایط پایداری قرص از پارمتر تومره استفاده می کنیم. سپس با بهره گیری از روش های خودمشابهی تابعیت شعاعی کمیت ها را بین برده و با حل عددی معادلات به وابستگی عرضی کمیات فیزیک قرص دست می یابیم.

مقدمه

قرص های برافزایشی اجرام نجومی هستند که از گازهای چرخان تشکیل شده اند و به آرامی و به صورت مارپیچی در اطراف جرم مرکزی خودگرانشی حرکت می کنند.این جسم میتواند یک پیش ستاره، کوتوله سفید، ستاره نوترونی و یا حتی یک سیاهچاله باشد(۱).در قرص های برافزایشی اگر جرم قرص در مقایسه با جرم ستاره مرکزی قابل صرف نظر کردن نباشد خودگرانش اهمیت پیدا می کند(۲).از لحاظ تاریخی مطالعه قرص های برافزایشی به حالاتی غیر از حالت خودگرانشی متمرکز بوده و به ندرت اثرات خودگرانشی مورد مطالعه قرار میگرفت(۳).در سال های اخیر،اهمیت مطالعه ی قرص های خودگرانشی به ویژه در قرص های اطراف هسته های فعال کهکشانی به طور چشم گیری افزایش یافته است شواهد جمع شده از طریق مشاهدات نیز موید اهمیت خودگرانش در چنین قرص هایی می باشد(۴)مطالعه بر روی قرص های پیش سیاره ای خودگرانش عمدتاً به روش شبیه سازی صورت میپذیرد و به نسبت کمتر به روش تحلیلی مورد مطالعه قرارگرفته است. فاقعی در سال ۲۰۱۲ (۵)با مطالعه تاثیرات نرخ سرمایش بر روی ساختار شعاعی و پایداری قرص های برافزایشی یک بعدی و با فرض اینکه قرص گرم شده توسط پارمتر β، سرد شود و با اعمال یک تقریب تک قطبی برای گرانش شعاعی دیسک و صرف نظر از تاثیرات عمودی آن و با برابر درنظر گرفتن نرخ سرمایش و گرمایش دریافت که ساختار و پایداری قرص به شدت به اندازه مقیاس زمانی سرمایش وابسته است.در این مقاله قصد داریم تا راه حل های ارائه شده توسط فاقعی(۲۰۱۲)را گسترش دهیم.بنابراین به مطالعه یک قرص دو بعدی در حضور نیروهای گرانش در راستای شعاعی و عمود بر قرص که ناشی از خود گرانش قرص است، میپردازیم.این ویژگی شرایطی را برای مطالعه ی اثرات آهنگ سرمایش و گرمایش بر ساختار و پایداری قرص فراهم میکند.

معادلات اساسی

در این مدل،ما یک حالت پایا و متقارن را برای قرص درنظرمی گیریم و از مختصات کروی (r،θ، Φ)استفاده می کنیم که مرکز مختصات در مرکز قرص است. فرض می کنیم گرانش جسم مرکزی نیوتونی باشد و از مولفه θ سرعت در مقابل مولفه های شعاعی و سمتی صرف نظر میکنیم لذا $v_{\theta} << v_{r,\varphi}$ و همچنین فرض میکنیم $v_r^2 << v_\varphi^2$.با اعمال فرضیات بالا به سراغ معادلات اصلی میرویم:

$$\rho\left[v_r\frac{\partial e}{\partial r}-\left(\frac{p}{\rho^2}\right)v_r\frac{\partial \rho}{\partial r}\right]=Q_{diss}-Q_{cool}=r^2\frac{\alpha p}{\rho\Omega}\left(\frac{\partial\Omega}{\partial r}\right)^2-\frac{e\Omega}{\beta} \qquad (1)$$

$$\frac{v_\varphi^2}{r}=\frac{\partial\Psi}{\partial r}+\frac{GM_*}{r^2}+\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r} \qquad (2)$$

$$\frac{v_\varphi^2}{r}\cot\theta=\frac{1}{\rho r}\frac{\partial p}{\partial\theta}+\frac{1}{r}\frac{\partial p}{\partial r} \qquad (3)$$

$$v_r\frac{\partial v_\varphi}{\partial r}+\frac{v_r v_\varphi}{r}=\frac{1}{\rho r^3}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^4\rho\nu\frac{\partial\Omega}{\partial r}\right) \qquad (4)$$

$$\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial\Psi}{\partial r}\right)+\frac{1}{r^2\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial\Psi}{\partial\theta}\right)=4\pi G\rho \qquad (5)$$

در اینجا معادله(۱)معادله انرژی ،معادلات ۲تا۴ معادلات تکانه در راستای شعاعی،سمتی و زاویه ای است و معادله (۵)هم معادله پواسون است که پتانسیل گرانشی قرص از آن بدست می آید.همچنین p *فشار گاز*،ρ *چگالی جرمی*، e*انرژی داخلی*($e=\frac{p}{\rho(\gamma-1)}$) است.گرمایش سیستم طی فرآیند اتلافی را Q_{diss}و Q_{cool} *سرمایش در سیستم به علت فرآیندهای سرمایشی میباشد.* Q_{diss} را بر اساس مدل استانداردα(شاکورا و سانیوو۱۹۷۳)(۲) انتخاب کردیم و Q_{cool}نیز از از مقاله گامی(۲۰۰۱) گرفته شده است(۶).در معادله (۱)،β پارامتر آزاد و Ω سرعت زاویه ای قرص یا همان معکوس مقیاس زمانی دینامیکی است،Ψ نیز بیانگر پتانسیل خودگرانش قرص است . به منظور ساده سازی معادلات فوق متغییرهایمان را بصورت زیر بدون بعد می کنیم:

$$v_{r,\varphi}\rightarrow\sqrt{\frac{GM_d}{R_0}}v_{r,\varphi}\quad \Psi\rightarrow\frac{GM_d}{R_0}\Psi\quad \rho\rightarrow\frac{M_d}{R_0^3}\rho\quad P\rightarrow\frac{GM_dM_*}{R_0^4}P\quad r\rightarrow R_0 r \qquad (6)$$

کهM_d جرم قرص و M_* جرم ستاره مرکزی می باشد.با اعمال تغییرات فوق در معادلاتمان معادلات انرژی و مولفه سمتی تکانه دست نخورده باقی می ماند اما قسمت شعاعی و زاویه ای معادله تکانه و پواسون بصورت زیر میشود:

$$\frac{v_\varphi^2}{r}\cot\theta=\frac{1}{\rho r}\frac{\partial p}{\partial\theta}+q\left(\frac{1}{r}\frac{\partial\Psi}{\partial\theta}\right) \qquad (7)$$

$$\frac{v_\varphi^2}{r}=q\frac{\partial\Psi}{\partial r}+\frac{1}{r^2}+\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r} \qquad (8)$$

$$\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial\Psi}{\partial r}\right)+\frac{1}{r^2\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial\Psi}{\partial\theta}\right)=4\pi\rho \qquad (9)$$

راه حل خود مشابهی

برای راه حل خودمشابهی کمیات فیزیکی مسئله را به صورت زیر درمی آوریم:

$$\rho(r,\theta)=\frac{R(\theta)}{r^{3}}\quad p(r,\theta)=\frac{p(\theta)}{r^{4}}\quad v_r(r,\theta)=\frac{v(\theta)}{r^{-\frac{3}{2}}}\quad v_\varphi(r,\theta)=\frac{w(\theta)}{r^{\frac{1}{2}}}\quad \Psi(r,\theta)=\frac{\psi(\theta)}{r^{1}} \qquad (10)$$

حال با مشخص شدن وابستگی شعاعی کمیات، میتوان معادلات اساسی را به صورتی ساده سازی کرد که تنها تابعیتی از θ داشته باشد پس بر این اساس با جایگذاری روابط فوق در معادلات اصلی و انجام چند عمل جبری میتوان به دو معادله دیفرانسیل معمولی و غیر خطی دست یافت:

$$\left[\frac{D_2}{3\alpha D_1+4D_2}\right]\frac{1}{p(\theta)}\frac{dp(\theta)}{d\theta}-\left[\frac{1}{q\Psi(\theta)-1}\right]\frac{d\Psi(\theta)}{d\theta}-\left[\frac{3\alpha D_1}{3\alpha D_1+4D_2}\right]\cot\theta=0 \qquad (11)$$

$$\frac{d^2\psi(\theta)}{d\theta^2}+\frac{d\psi(\theta)}{dx}\cot\theta+4\pi\frac{3\alpha D_1+4D_2}{[q\Psi(\theta)-1]D_2}p(\theta)=0 \qquad (12)$$

بقیه کمیات فیزیکی به صورت زیر در می آیند:

$$R(\theta)=\frac{3\alpha D_1+4D_2}{[q\Psi(\theta)-1]D_2}p(\theta) \qquad (13)$$

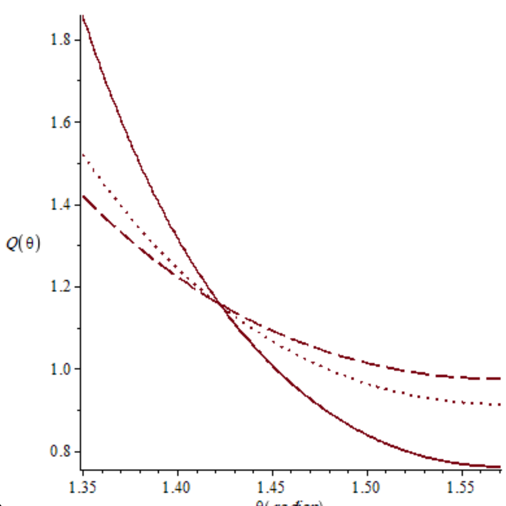
$$w^2(\theta)=\frac{3\alpha D_1}{3\alpha D_1+4D_2}[q\Psi(\theta)-1] \qquad (14)$$

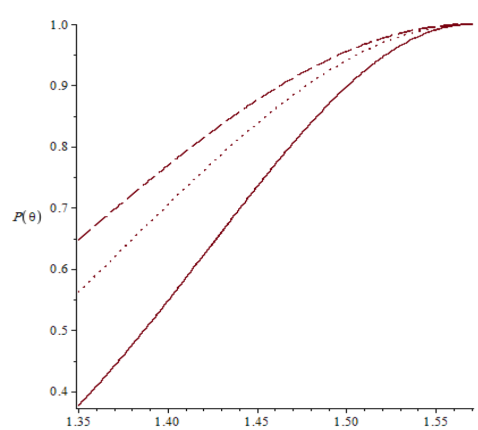
$$v(\theta)=D_2\sqrt{\frac{3\alpha[q\Psi(\theta)-1]}{D_2(3\alpha D_1+4D_2)}} \qquad (15)$$

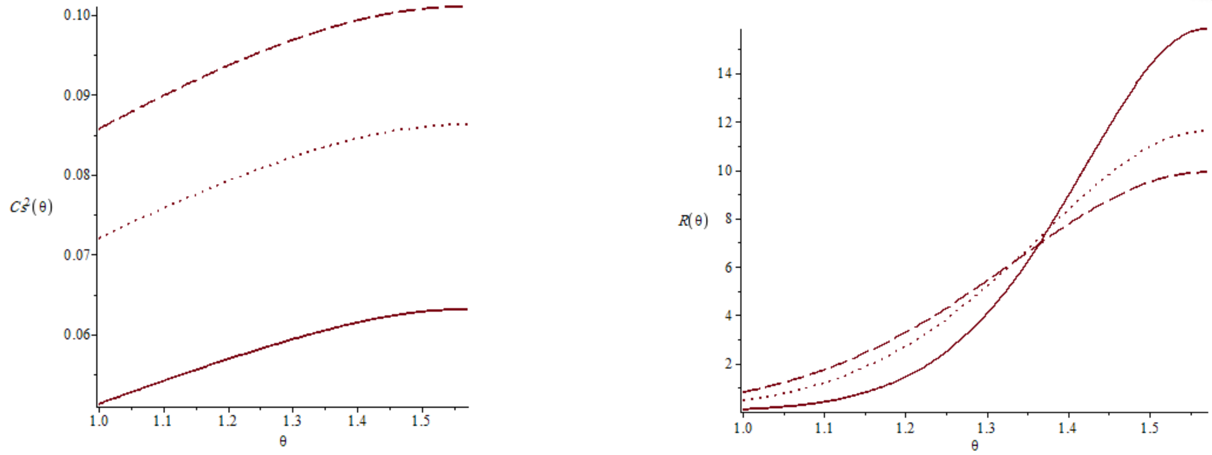
که $D_1=\frac{3\gamma-4}{\gamma-1}$ و $D_2=\frac{9}{4}\alpha-\frac{1}{\beta(\gamma-1)}$ می باشد.

بحث و نتیجه گیری

با انتخاب شرایط مرزی $p(\theta=\frac{\pi}{2})=1$ ، $\Psi(\theta=\frac{\pi}{2})=-1$ و $\frac{\partial\Psi}{\partial\theta}\Big|_{\theta=\frac{\pi}{2}}=0$ می توان از معادلات(۱۱)و(۱۲) بطور عددی انتگرالگیری کرد که نمونه ای حل های آن در شکل ۱ آورده شده است.







شکل ۱:کمیات فیزیکی به عنوان تابعی از θ در نمایه های فوق $\alpha=0.1$ و $\gamma=5/3$ می باشد. خط،نقطه چین و خط چین به ترتیب اشاره به $\beta=8,9,10$ دارند.

در شکل ۱ تاثیرات پارامتر β را روی متغییرهای فیزیکی قرص،بررسی کرده ایم.از آنجاییکه این پارامتر بصورت نسبت مقیاس زمانی سرمایش به مقیاس زمانی دینامیکی است بنابراین با افزایش β مقیاس زمانی سرمایش نیز افزایش میابد که این خود باعث کاهش نرخ سرمایش و درنتیجه افزایش دما میشود.بطور خلاصه افزایش β باعث افزایش دما میشود.برای مطالعه دمای گاز از سرعت صوت بهره میبریم $[p/\rho] = T \propto c_s^2$,که نشان دهنده افزایش سرعت صوت با افزایش β است.همچنین با نزدیک شدن به صفحه استوایی سرعت صوت در سیستم و به تبعیت از آن دمای سیستم نسبت به نقاط با عرض بالاتر افزایش میابد. همانطور که در شکل نیز مشخص است فشار گاز با افزایش β ،افزایش میابد.در مورد چگالی هم با افزایش β چگالی گاز در نزدیک صفحه استوایی کاهش اما در عرض های بالاتر افزایش میابد.

نمودار پارامتر تومره نشان میدهد که مناطق نزدیک به صفحه استوا از نظر گرانشی ناپایدار هستند($Q<1$) در حالیکه مناطق با عرض های بالاتر پایدارند($Q>1$) . همچنین در عرض های بالا پارامتر تومره با افزایش β کاهش و در مناطق نزدیک به صفحه استوا افزایش میابد.بنابراین وابستگی چگالی گاز به پارامتر سرمایش نشان دهنده ی دو ناحیه در قرص خودگرانشی است .ناحیه اول در نزدیکی صفحه استوا واقع شده که در آن چگالی جرمی برای مقیاس زمانی سرمایش طولانی تر،کاهش میابد و در ناحیه دوم که در عرض های بالاتر واقعند، که در آن چگالی جرمی برای مقیاس زمانی سرمایش طولانی تر،افزایش میابد.

مراجع:

1. http/www.scholorpedia.org/article/Accretion-disk#Introduction
2. Shakura, N.I., Sunyaev, R.A.: Astron. Astrophys. **24**, 337 (1973)
3. Paczynski, B.: Acta Astron. **28**, 91 (1978)
4. Greenhill, L. J., Gwinn, C. R. (1997). , *Astrophysics and Space Science*, Vol. 248
5. Faghei, K.: Res. Astron. Astrophys. **12**, 331 (2012)
6. Gammie, C.F.: Astrophys. J. **553**, 174 (2001)

بازسازی میدان مغناطیسی تاج خورشید به‌روش لاگرانژ با اعمال شرط پایستگی هلیسیتی

ایلدارتنها، نسیم[۱]؛ *نصیری ، سعدالله*[۲]؛ *ثبوتی، یوسف*[۳]

[۱]*دانشکده فیزیک دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، بلوار گاوازنگ صندوق پستی ۱۱۵۹-۴۵۱۹۵ زنجان ۶۶۷۳۱-۴۵۱۳۷، ایران*

[۲]*دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید بهشتی ،تهران۱۹۸۳۹-۶۳۱۱۳، ایران*

چکیده

در این مقاله به بازسازی میدان مغناطیسی خورشید با استفاده از روش ویتلند با اعمال شرط پایستگی هلیسیتی می پردازیم. ابتدا انتگرال ویتلند با اعمال شرط مذکور حل می‌شود و برنامه‌ی متناظر با پارامترهای به‌دست آمده به برنامه ویگلمن افزوده می شود سپس شرایط مرزی از طریق کد آی دی ال دریافت می گردد، شرایط مرزی به‌دست آمده ورودی برنامه‌ی ویگلمن خواهند بود با دریافت خروجی برنامه بازسازی مورد نظر با استفاده از کد آی دی ال انجام می‌پذیرد.

مقدمه

میدان مغناطیسی، ساختار و دینامیک تاج خورشید را کنترل می کند؛ از این‌رو مطالعه‌ی میدان مغناطیسی تاج حایز اهمیت است. تاج منطقه‌ای از جو خورشید است که می توان از تمامی نیروهای غیر مغناطیسی از جمله فشار پلاسما و گرانش صرف نظر کرد و میدان بدون نیرو در نظر گرفته می‌شود، این به‌دین معناست که میدان مغناطیسی روابط

$$B \times (\nabla \times B) = 0 \qquad (۱)$$

$$\nabla . B = 0 \qquad (۲)$$

را برآورده می‌کند. معادله‌ی (۱) در حالت کلی غیرخطی است و می‌توان آن را به‌صورت

$$\nabla \times B = \alpha B \qquad (۳)$$

در نظر گرفت، که $\alpha(r)$ تابعی از مکان است. دیورژانس رابطه‌ی فوق

$$B . \nabla\alpha = 0 \qquad (۴)$$

را نتیجه می‌دهد . این رابطه بیانگر این است که $\alpha(r)$ در امتداد هر خط میدان مقدار ثابتی را اختیار می‌کند؛ لیکن برای خطوط میدان مختلف سه فرض متفاوت را می‌توان در نظر گرفت، فرض اول متناظر است با $\alpha(r)$ که منجر به رابطه

$$\nabla \times B = 0 \qquad (۵)$$

می‌شود که در این‌صورت میدان پتانسیلی خواهد بود و چگالی جریان صفر است. فرض دوم متناظر است با $\alpha(r)$ ثابت و مقدار این پارامتر برای تمامی خطوط میدان یکسان در نظر گرفته می شود. اما در حالت کلی $\alpha(r)$ تابعی از مکان بوده و برای هر خط میدان مقدار متفاوتی را اختیار م ی‌کند لیکن طبق رابطه ی (۴) در امتداد هر خط میدان مقدار ثابتی است . طی سال های اخیر روش‌های بازسازی مختلفی با استفاده از شرط میدان بدون نیرو پیشنهاد شده است ل ُ و لو سال ۱۹۹۰ [۱]،همچنین روش‌های عددی انتگرال‌گیری رو به بالا توسط ناکاگاوا سال ۱۹۷۴ [۲]، گرد و رابین سال ۱۹۵۸ [۳] و روش بهینه سازی ویتلند سال ۲۰۰۰ [۴] پیشنهاد شده است. در این مقاله روش بازسازی میدان پیشنهاد شده توسط ویتلند، مدنظر می‌باشد. ویتلند کمیت L به‌صورت

$$L = \int \Omega^2 B^2 \, dv \qquad (۶)$$

پیشنهاد می نماید .که در این رابطه Ω به‌صورت

$$\Omega = B^{-2}\left(B \times (\nabla \times B) - (\nabla . B)B\right) \qquad (۷)$$

تعریف می‌شود. در این مقاله با در نظر گرفتن شرط پایستگی هلیسیتی همراه انتگرال ویتلند به بازسازی میدان مغناطیسی تاج می‌پردازیم.

روش کار

با اعمال شرط پایستگی هلیسیتی به L ویتلند و اعمال پارامتر کمینه‌سازی t، خواهیم داشت

$$\frac{dL}{dt} = -2\int \mu F^2 \, dv \qquad (۸)$$

که در آن F به‌صورت

$$F = \nabla \times (\Omega \times B) - \Omega \times (\nabla \times B) - \nabla(\Omega . B) + \Omega(\nabla . B) - \lambda A$$
$$-\nabla \times (\nabla \times J)(A.B) + \frac{\lambda}{B^2} B(A.B) \qquad (۹)$$

تعریف می‌شود. جملات سطحی با عنایت به این‌که $\frac{\partial B}{\partial t}|_s = 0$ است، صفر در نظر گرفته شده است. انتگرال L در صورتی کمینه می‌شود که

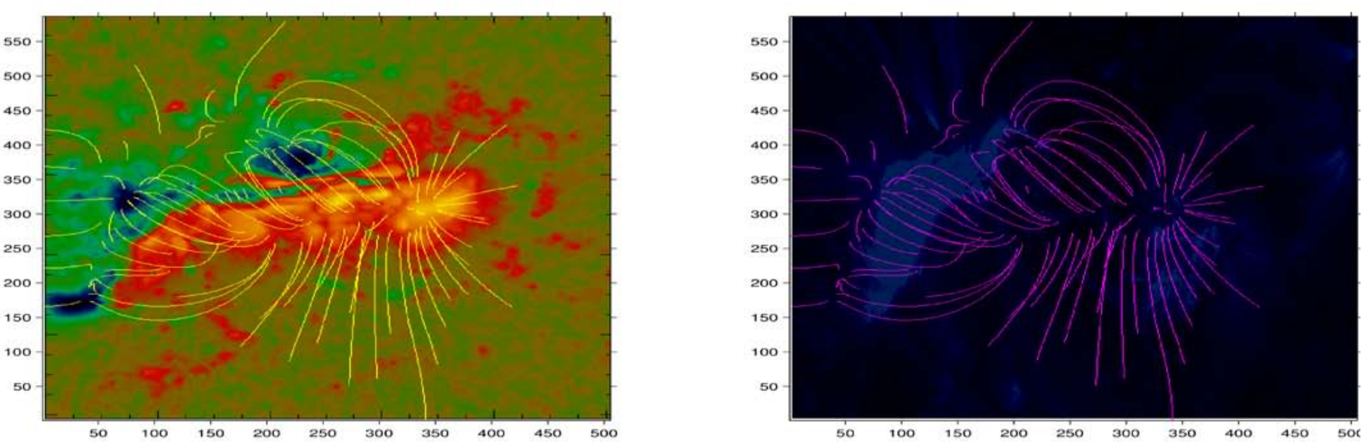
$$\frac{\partial B}{\partial t} = \mu F \qquad (۱۰)$$

در نظر گرفته شود که μ تابعی اختیاری است و تنها مقادیر مثبت را اختیار می کند. پس از اتمام محاسبات تحلیلی، برنامه متناظر با پارامترهای به‌دست آمده به برنامه ویگلمن افزوده می شود. سپس با استفاد از کد IDL شرایط مرزی مناسب با داده های مورد نظر دریافت می گردد، که در این مقاله داده های متناظر با منطقه ی فعال ۱۱۴۲۹، روز ۰۷ ماه مارس، سال ۲۰۱۲ مورد استفاده بوده‌است. شرایط مرزی به دست آمده ورودی برنامه ویگلمن هستند . با اجرای برنامه شرایط مرزی بر مگنتوگرام انتخابی اعمال می‌شود و خروجی در غالب فایل B_0، مناسب برای بازسازی پتانسیلی و فایل B_{out}، مناسب جهت بازسازی غیرخطی به دست می‌آید. مرحله‌ی نهایی بازسازی با استفاده از فایل‌های خروجی است. نتایج بازسازی‌ها در بخش بعدی ارائ‌شده است .

نتایج بازسازی

در این بخش نتایج بازسازی بر روی مگنتوگرام انتخابی و مقایسه‌ی هر یک با تصویر خورشید روز مورد مطالعه آورده شده است.

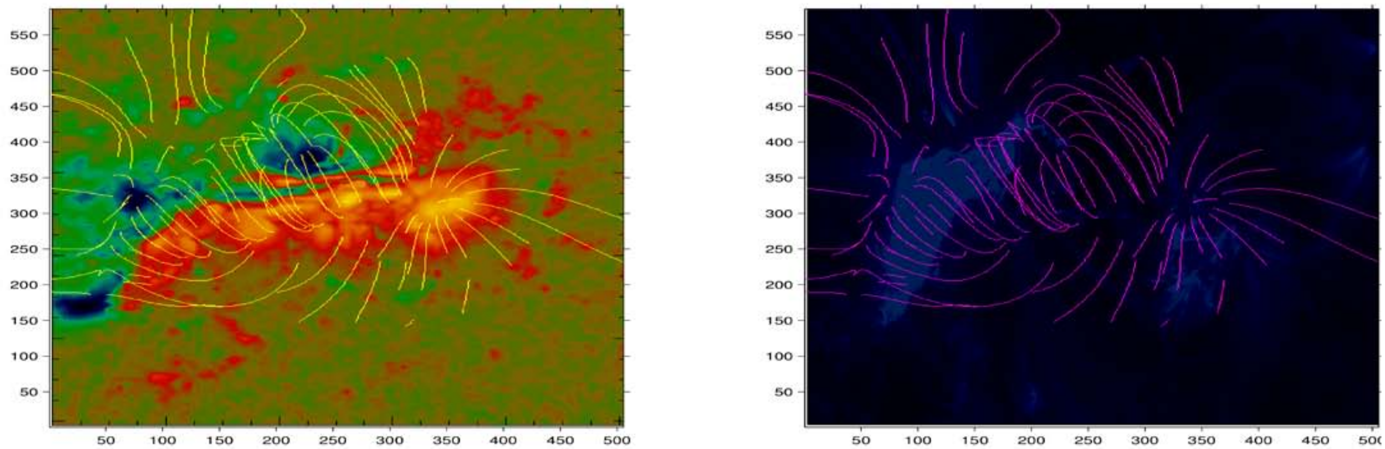
شکل ۱: آی ای ای و تطبیق میدان مغناطیسی پتانسیلی بازسازی شده



تصویر۱ نمونه‌ای از بازسازی انجام شده به روش پتانسیلی است که مطابق انتظار تطبیق مناسبی با تصویر خورشید ی متناظر را نشان نمی‌دهد.

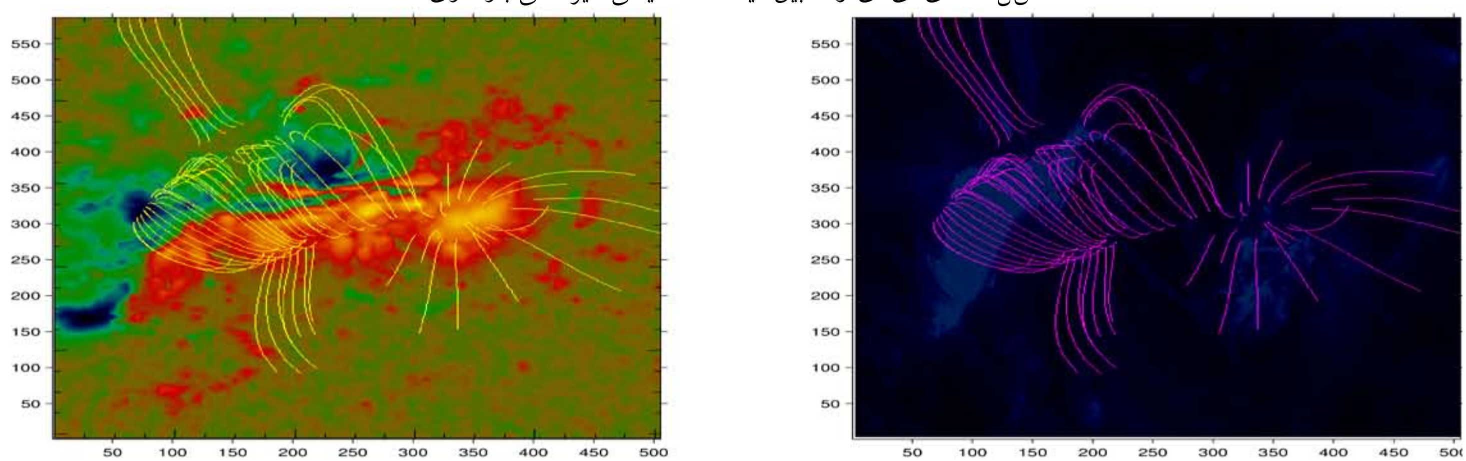
تصویر۲ نمونه‌ای از بازسازی انجام شده برای α ی ثابت را نشان می دهد. تصویر مذکور در مقایسه با روش پتانسیلی، تطبیق بهتری را نشان می‌دهد.

شکل ۲: آی ای ای و تطبیق میدان مغناطیسی خطی بازسازی شده



تصویر ۳ نمونه‌ای از بازسازی میدان مغناطیسی به‌روش غیر خطی است که نسبت به هر دو روش قبلی، تطبیق مناسب‌تری را نشان می‌دهد.

شکل ۳: آی ای ای و تطبیق میدان مغناطیسی غیرخطی بازسازی شده



مراجع

[۱] Low, B.C. and Lou, Y.Q. Modeling solar force-free magnetic field. 352:342-352,March 1990

[۲] Nakagawa, Y. and Raadu, M. A. On Practical Representation of Magnetic Field. 127:25-135 July1972.

[۳] Grad, H., Rubin, H., 1958, Hydromagnetic equilibria and force-free fields , paper presented at 2nd International Conference on Peaceful Uses of Atomic Energy, Int. At.Energy Agency, Geneva.

[۴] Wheatland, M. S., Sturrock, P. A., and Roumeliotis, G. An Optimization Approach to Reconstructing Force-free Fields. , 540:1150–1155, September 2000

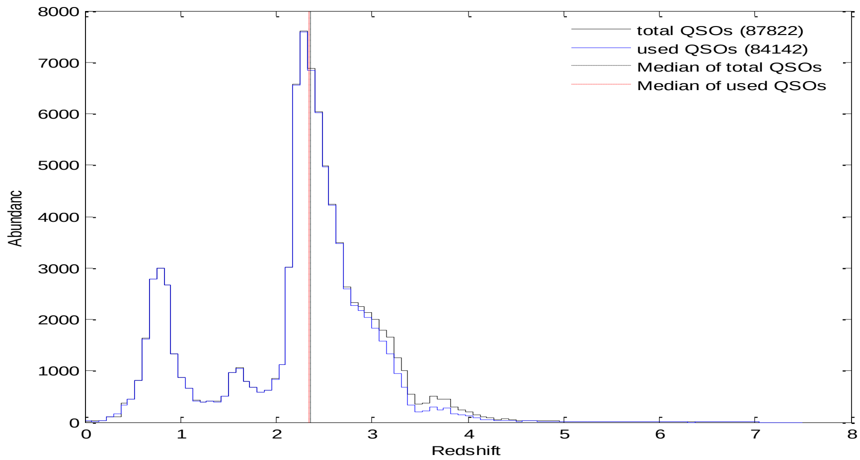
بستگی رنگ به انتقال‌به‌سرخ اختروش‌های SDSS-DR9 در ناحیه مرئی

پورملائی، محمد[۱] آقائی، علیرضا[۱]
[۱] گروه فیزیک، دانشگاه سیستان و بلوچستان، زاهدان

چکیده
اختروش‌ها از تابان‌ترین اجرام آسمان هستند. شاخص رنگ اختروش‌ها از اهمیت بالایی برخوردار است و می‌تواند در موارد بسیاری از جمله تعیین رده طیفی و یا تمییز اختروش‌ها از ستارگان به کار گرفته شود. در این مقاله با استفاده از داده‌های تعداد ۸۷۸۲۲ اختروش SDSS-DR9 بستگی شاخص‌های رنگ با انتقال‌به‌سرخ، در ناحیه مرئی طیف مورد مطالعه، و نمایش این بستگی‌ها مورد بررسی قرار گرفت. نتایج حاصل از این تحقیق نشان می‌دهد که اختروش‌هایی با انتقال‌به‌سرخ‌های مشابه، رنگ‌های مشابه دارند و اختروش‌های با انتقال‌به‌سرخ‌های متفاوت، مکان‌های مختلفی را در فضای رنگ اشغال می‌کنند.

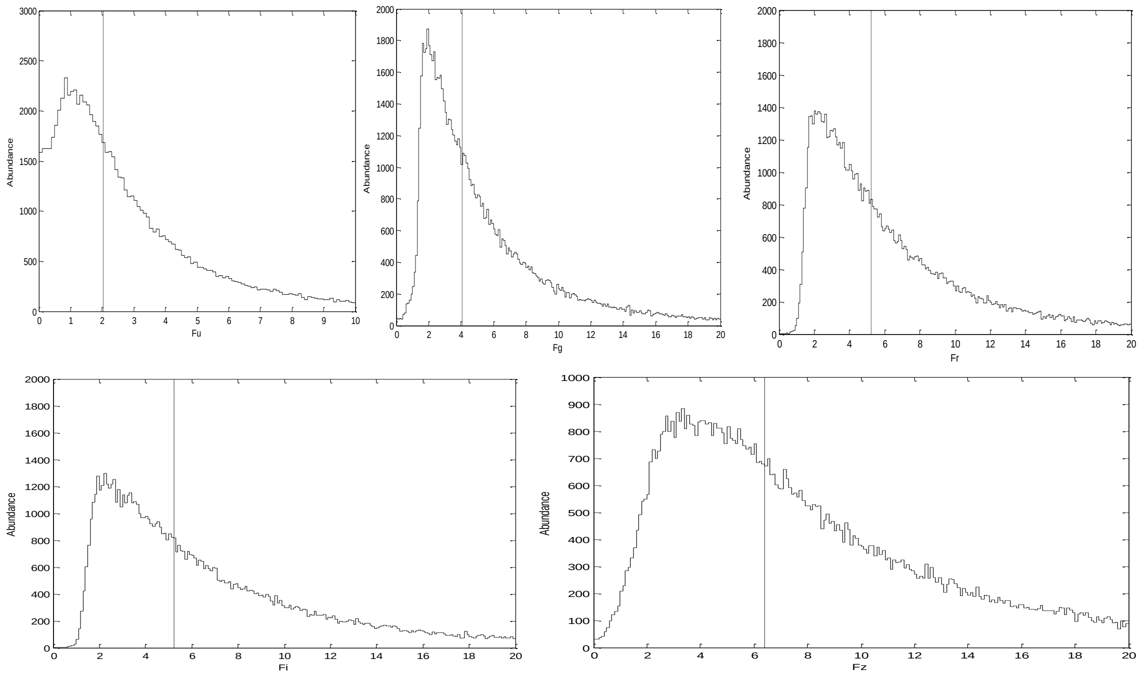
مقدمه
شاخص رنگ، اختلاف قدر مطلق اجرام بین دو صافی متفاوت طیف الکترومغناطیسی است. روابط رنگ-انتقال‌به‌سرخ، می‌تواند نقش مهمی در تعیین انتقال‌به‌سرخ‌های نورسنجی برای اختروش‌ها، ایفا کند. تغییرات شاخص رنگ‌ها و انتقال‌به‌سرخ اختروش‌ها توسط ژو-بینگ وو و همکاران(۲۰۱۲) برای داده‌های SDSS-DR7 صورت گرفته است[1]. در این مقاله، داده‌های ۸۷۸۲۲ اختروش SDSS-DR9 [2] و در صافی‌های u،g،r،i و z مورد استفاده قرار گرفت تا روابط رنگ-انتقال‌به‌سرخ آن‌ها مورد بررسی قرار گیرد.

روش تحقیق
شکل۱، نمودار مربوط به فراوانی داده‌ها بر حسب انتقال‌به-سرخ را نشان می‌دهد که منحنی پیوسته مشکی، فراوانی کل اختروش‌ها با میانه انتقال‌به‌سرخ سبز رنگ و منحنی آبی مربوط به اختروش‌های مورد استفاده در این پژوهش با میانه قرمز نشان داده شده است. در این نمودار تعداد کل اختروش‌ها ۸۷۸۲۲ و تعداد ۸۴۱۴۲ اختروش-های که در این تجقیق مورد استفاده قرار گرفته است.



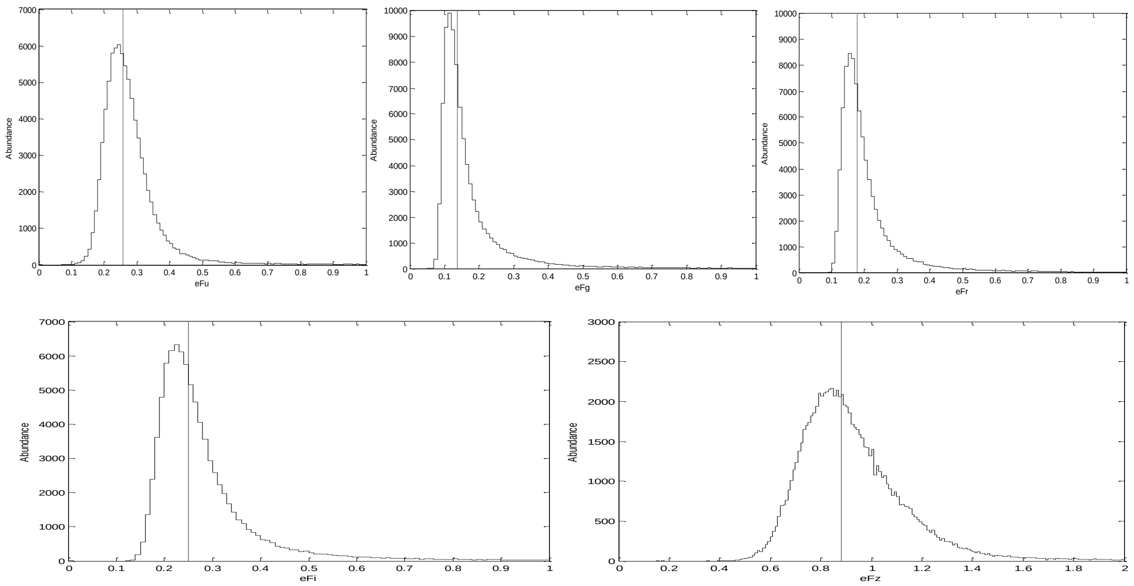
شکل۱: نمودار فراوانی بر حسب انتقال‌به‌سرخ برای کل کاتالوگ (منحنی پیوسته‌ی مشکی با میانه‌ی خطچین سبز) و اختروش‌های مورد استفاده در این تحقیق (رنگ آبی با میانه‌ی قرمز)

در شکل۲، نمودارهای مربوط به فراوانی شار اختروشها در هر یک از صافی‌ها در محدوده‌ی مرئی نشان داده شده است. در هر نمودار خطچین میانه‌ی آن را نشان می‌دهد.



شکل۲: نمودارهای فراوانی شار هر یک از صافی‌ها

در شکل۳، نمودار فراوانی خطای اندازه‌گیری شار در تعیین قدر هر یک از صافی‌ها نشان داده شده است که در آن میانه‌ی هر یک از نمودارها با خطچین مشکی رسم شده است.



شکل۳: نمودار فراوانی خطای اندازه‌گیری شار در تعیین قدر هر یک از صافی‌ها

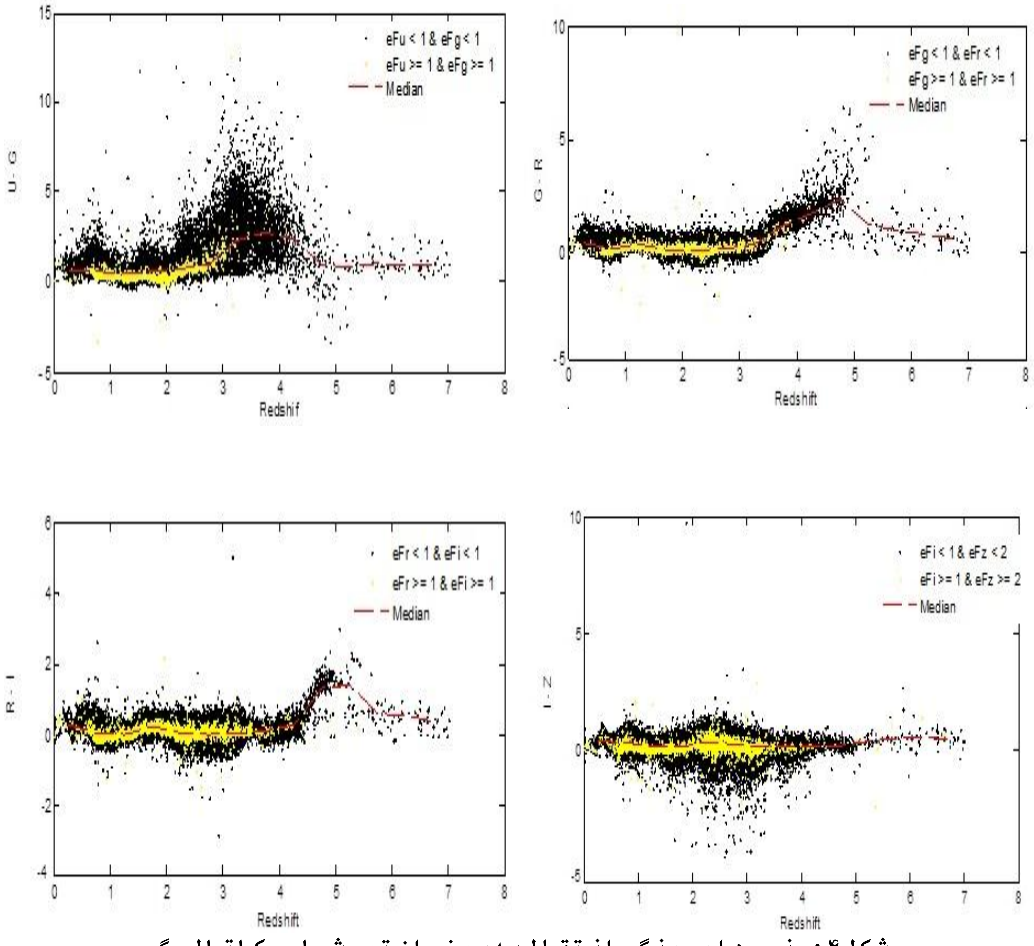
برای بدست آوردن شاخص رنگ صافی‌های مختلف ابتدا با استفاده از رابطه۱ و با تقریب مرتبه اول، قدر مطلق اختروشها در هر یک از صافی‌ها محدوده‌ی مرئی موجود در کاتالوگ تعیین گردید:

$$\mathrm{M} = m - 5\log\left[\frac{cz}{H \times 10\,pc}\right] \qquad (۱)$$

که در رابطه فوق m قدرظاهری، c سرعت نور و H ثابت هابل است. با بدست آوردن مقادیر قدرمطلق از رابطه مذکور و قرار دادن در رابطه۲، شاخص رنگ اختروش‌ها تعیین می‌شود:

$$\text{Color Index} = \mathrm{M_i} - M_j \qquad (۲)$$

شکل۴، نمودارهای رنگ-انتقال‌به‌سرخ برای تمامی اختروش‌هایی که خطای اندازه‌گیری قدر برای صافی‌های u ، g، r و i کمتر از ۱ و برای z کمتر از ۲ نقاط مشکی و خطاهای بیشتر از مقادیر فوق با نقاط زرد نشان داده شده‌اند. خطچین قرمز نیز میانه‌ی نمودارها را برای اختروش‌ها نشان می‌دهد. تغییرات شاخص‌های رنگ بر حسب انتقال‌به‌سرخ کاملاً غیر خطی است.



شکل۴: نمودار رنگ-انتقال‌به‌سرخ اختروش‌های کاتالوگ

نتیجه‌گیری

در نمودارهای شکل۴ به آسانی قابل ملاحظه است که اختروش‌هایی با انتقال‌به‌سرخ‌های مشابه، رنگ‌های مشابه دارند و اختروش‌هایی با انتقال‌به‌سرخ‌های متفاوت، مکان‌های مختلفی را در فضای رنگ اشغال

می‌کنند و همچنین می‌توان دید که پراکندگی در رنگ‌ها در یک انتقال‌به‌سرخ معین و برای داده‌های با دقت بالا، به‌طور منطقی کوچک است. با این احتساب می‌توان به‌راحتی با رجوع به داده‌های دقیق نورسنجی، اختروش‌ها را از دیگر اجرام آسمانی تمییز داد و انتقال‌به‌سرخ نورسنجی اختروش‌ها را نیز تعیین کرد.
تغییرات پیچیده‌ی شاخص‌های رنگ با انتقال‌به‌سرخ، ناشی از تأثیر خطوط نشری قوی روی مقادیر مشاهده شده‌ی شاخص‌های رنگ است. بسو [3] نیز دریافته بود که ارتباط بین دو کمیت رنگ-انتقال‌به‌سرخ به صورت غیرخطی و بسیار پیچیده است.

مرجع ها

1. X. B. Wu & et al., SDSS Quasars in The WISE Preliminary Data Release and Quasars Candidate Selection with Optical / Infrared Colors, *The Astronomical Journal*, Vol. 144, 2012.

2. X. B. Wu; W. Zhang; X. Zhou, Color-Redshift Relations and Photometric Redshift Estimations of Quasars in Large Sky Surveys, *Chines Journal of Astronomy & Astrophysics*, Vol. 4, pp. 17-27, 2004.

3. D. Basu, The Relation between Observed Colors and Redshift of QSOs, *The Astrophysical Journal*, Vol. 27, p. 393, 1990.

حل تحلیلی معادلات ژئودزیک فضازمان کرم‌چاله الیس

جعفری، افسانه ؛صفاری، رضا ؛سروش فر، صاحب

گروه فیزیک دانشگاه گیلان، رشت

چکیده

در این مقاله معادلات ژئودزیک در فضازمان کرم‌چاله الیس را بدست می‌آوریم و با حل تحلیلی آنها با استفاده از توابع وایرشتراس، حرکت ذرات مختلف در اطراف این کرم‌چاله را بررسی می‌کنیم. همچنین با رسم نمودار پتانسیل موثر، محدوده و مسیرهای حرکتی ذرات برحسب مقادیر مختلف انرژی و تکانه زاویه ای را بررسی می‌کنیم.

مقدمه

کرم‌چاله‌ها از جمله موضوعاتی هستند که هم می‌توانند ایده‌های فریب انگیزی در داستان‌های علمی تخیلی باشند و هم قادرند زمینه‌های زیادی برای مطالعه دانشمندان فراهم کنند. کرم‌چاله می‌تواند بخشی از فضازمان چهاربعدی عالم باشد. همچنین از دیدگاه نظری، تونل‌های فضازمانی هستند که بوسیله میدان‌های گرانشی ایجاد می‌شوند [۱]. آنها ساختارهای فضازمانی پل مانندی هستند که دو فضازمان جدا از هم را به یکدیگر پیوند می‌دهند. کرم‌چاله‌ها در واقع مسافت و زمان لازم برای رسیدن از یک نقطه به نقطه دیگر را کوتاه می‌کنند. اما باید بدانیم که کرم‌چاله‌ها تنها مدل‌هایی ریاضی هستند و آشکارسازی آنها تاکنون انجام نشده است. بعضی بر این باورند که کرم‌چاله گونه‌ای از سیاهچاله است ولی این عقیده اشتباه است. اولین تفاوت آنها این است که سیاهچاله با افق رویدادش مشخص می‌شود اما این از ویژگی‌های کرم‌چاله نیست. اگرچه بعضی از گونه‌های کرم‌چاله افق رویداد دارند. تفاوت دیگر بین کرم‌چاله و سیاهچاله این است که کرم‌چاله‌ها دو دهانه دارند که بوسیله یک گلو به هم مرتبط اند. درحالیکه سیاهچاله فقط یک دهانه (افق رویداد) دارد و گلو ندارد پس همه چیز در تکینگی مرکزی تمام می‌شود. در مدل‌های نظری بیشتر از یک نوع کرم‌چاله تعربف می‌شود. اولین ویژگی که یک کرم‌چاله را از دیگری قابل تمییز می‌کند این است که آیا گلو نسبتا پایدار است یا ناپایدار. دومین ویژگی اصلی مقدار ماده‌ی لازم برای ایجاد میدان گرانشی کرم‌چاله است. همچنین نیروهای کشندگی بسته به اندازه‌شان و مکانی که اتفاق می‌افتند عامل مهم دیگری در دسته بندی کرم‌چاله ها به شمار می‌روند [۱]. آینشتاین و روزن در سال ۱۹۳۵ حلی از نسبیت عام ارائه دادند که به عنوان پل آینشتاین ـ روزن دو نقطه‌ی دور از فضازمان را به هم مربوط می‌کرد. این حل بعدها به عنوان ایده‌ی یک کرم‌چاله مورد توجه قرار گرفت. موریس و ترون (۱۹۸۸) اثبات کردند که بعضی از کرم‌چاله ها "قابل عبور" هستند [۳]. کرم‌چاله الیس مثال خاصی از کرم‌چاله‌ی قابل عبور موریس ـ ترون می‌باشد. یک ویژگی جالب توجه آن این است که کرم‌چاله الیس دارای جرم صفر در بی‌نهایت فضایی است که باعث انحراف نور می‌شود [۲]. این نوع کرم‌چاله اولین بار توسط الیس(۱۹۷۳) به عنوان یک حل ایستا از معادلات آینشتاین، جفت شده با یک میدان اسکالر بدون جرم معرفی شد [۷]. در این مقاله به بررسی تحلیلی ژئودزیک کرم‌چاله‌ی الیس می‌پردازیم که پیش از این کمتر مورد توجه قرار گرفته است و رفتار ذراتی را که در دام مدار کرم‌چاله‌ی الیس می‌افتد، بررسی می‌کنیم.

معادلات ژئودزیک

متریک کرم‌چاله الیس به صورت زیر نوشته می‌شود[۲]. که a شعاع گلوی کرم‌چاله است.

$$ds^2 = -dt^2 + dr^2 + (r^2 + a^2)(d\theta^2 + \sin\theta^2\, d\phi^2) \qquad (۱)$$

معادله ژئودزیک به این صورت نوشته می‌شود

$$\frac{d^2x^\mu}{ds^2} + \Gamma^\mu_{\rho\sigma}\frac{dx^\rho}{ds}\frac{dx^\sigma}{ds} = 0 \qquad (۲)$$

$ds^2 = g_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu$ زمان ویژه در طول ژئودزی بوده و $\Gamma^\mu_{\rho\sigma}$ ضرایب کریستوفل را بدست می‌دهند. معادلات ژئودزیک را می‌توان با استفاده از معادله لاگرانژی بدست آورد و به صورت زیر تعریف می‌شود

$$\mathrm{L} = \frac{1}{2}\sum_{\mu,\nu=0}^{3} g_{\mu\nu}\frac{dx^\mu}{d\lambda}\frac{dx^\nu}{d\lambda} = \frac{1}{2}\epsilon \qquad (۳)$$

که ϵ برای ذرات جرم‌دار برابر یک و برای ذرات نورگونه برابر صفر است. با توجه به تقارن می‌توان محاسبات را در صفحه استوا محدود کرد پس θ برابر ۹۰ است. با استفاده از معادله اویلرـ لاگرانژ ثابت‌های حرکت به صورت زیر بدست می‌آیند که $\mathcal{L}$ تکانه زاویه ای و E انرژی است.

$$P_t = \frac{\partial L}{\partial \dot{t}} = -\dot{t} = -E \qquad , \qquad P_\phi = \frac{\partial L}{\partial \dot{\phi}} = (r^2 + a^2)\dot{\phi} = \mathcal{L} \qquad (۴)$$

با استفاده از معادلات (۳) و (۴) می‌توان معادلات ژئودزیک را برای این متریک نوشت

$$(\frac{dr}{d\lambda})^2 = E^2 - (\epsilon + \frac{\mathcal{L}^2}{(r^2+a^2)}) \qquad (۵)$$

$$(\frac{dr}{d\phi})^2 = r^4\left(\frac{E^2-\epsilon}{\mathcal{L}^2}\right) + r^2\left(\frac{2a^2}{\mathcal{L}^2}[E^2-\epsilon] - 1\right) + a^4\left(\frac{E^2-\epsilon}{\mathcal{L}^2}\right) - a^2 \qquad (۶)$$

$$(\frac{dr}{dt})^2 = 1 - (\epsilon + \frac{\mathcal{L}^2}{r^2+a^2})\frac{1}{E^2} \qquad (۷)$$

و با استفاده از معادله (۵) پتانسیل موثر به این صورت بدست می‌آید

$$V_{eff} = \epsilon + \frac{\mathcal{L}^2}{r^2+a^2} \qquad (۸)$$

برای تحلیل بهتر پارامترهای فضازمان، معادلات را بی بعد کرده و برای این کار از تغییر متغیرهای زیر استفاده می‌شود.

$$\tilde{r} = \frac{r}{m} \quad , \ \mathcal{L}^2 = \frac{m^2}{\tilde{\mathcal{L}}} \ , \ \tilde{a} = \frac{a}{m} \qquad (۹)$$

در نتیجه معادله (۵) به فرم زیر تبدیل می‌شود

$$(\frac{d\tilde{r}}{d\phi})^2=\tilde{r}^4\left[(E^2-\epsilon)\tilde{\mathcal{L}}\right]+\tilde{r}^2\left[2\tilde{a}^2(E^2-\epsilon)\tilde{\mathcal{L}}-1\right]+\tilde{a}^4(E^2-\epsilon)\tilde{\mathcal{L}}-\tilde{a}^2=R(\tilde{r})=\sum_{i=0}^{4}a_i\tilde{r}^i \quad (۱۰)$$

شرط لازم برای وجود ژئودزی $R(\tilde{r})\geq 0$ است.

حل تحلیلی معادله ژئودزیک

از آنجایی که معادله (۱۰) یک چندجمله‌ای درجه ۴ است، با تغییر متغیر $\tilde{r}=\frac{1}{u}+\tilde{r}_R$ ($\tilde{r}_R$ یکی از صفرهای $R(\tilde{r})$ است) به چند جمله‌ای درجه ۳ ($\acute{R}(u)=\sum_{i=0}^{3}b_iu^i$) تبدیل شده و با جانشینی $u=\frac{1}{b_3}\left(4x-\frac{b_2}{3}\right)$ که $b_j=\frac{1}{(4-j)!}\frac{d^{(4-j)}R}{d\tilde{r}^{(4-j)}}(\tilde{r}_R)$ است به شکل وایرشتراس زیر تبدیل می‌شود

$$(\frac{dx}{d\varphi})^2=4x^3-\alpha x-\gamma=p_3(x) \quad (۱۱)$$

در اینجا α و γ ثابت‌های وایرشتراس بوده و به صورت زیر تعریف می‌شوند

$$\alpha=\frac{1}{16}(\frac{4}{3}{b_2}^2-4b_1b_3)\ ,\ \gamma=\frac{1}{16}\left(\frac{1}{3}b_1b_2b_3-\frac{2}{27}{b_2}^3-b_0{b_3}^2\right) \quad (۱۲)$$

معادله دیفرانسیل (۱۱) از نوع بیضوی بوده و بر حسب توابع وایرشتراش به صورت زیر حل شده است [٥]و [٦].

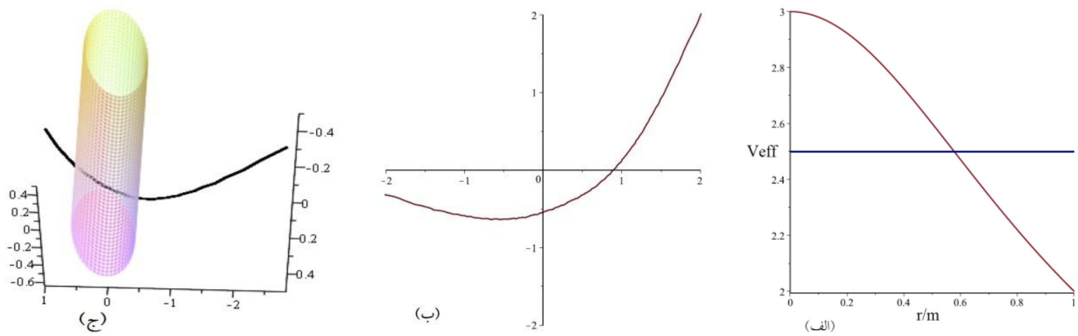
$$x(\varphi)=\wp\,(\varphi-\varphi_{in};\alpha;\gamma) \quad (۱۳)$$

که در آن $\varphi_{in}=\varphi_0+\int_{x_0}^{\infty}\frac{dx}{\sqrt{4x^3-\alpha x-\gamma}}$ و $\varphi_0=\frac{1}{4}\left(\frac{b_3}{\tilde{r}_0-\tilde{r}_R}+\frac{b_2}{3}\right)$ است. در نتیجه حل معادله (۱۰) به صورت زیر بدست می‌آید

$$\tilde{r}(\varphi)=\frac{b_3}{4\wp(\varphi-\varphi_{in};\alpha;\gamma)-\frac{b_2}{3}}+\tilde{r}_R \quad (۱٤)$$

مدارها

با استفاده از حل‌های تحلیلی می‌توان نمودارهای ممکن را رسم کرد. در اینجا شکل یک مدار به مقدار انرژی و تکانه زاویه‌ای بستگی دارد. از آنجا که r باید حقیقی و مثبت باشد، مناطق قابل قبول به ازای $E^2\geq V_{eff}$ بدست می‌آیند. در اینجا تعداد صفرهای حقیقی و مثبت $R(\tilde{r})$ شکل مدار را مشخص می‌کنند. و با توجه به شکل۱- (الف) تنها یک صفر حقیقی وجود دارد و در شکل‌های ۱- (ب) و ۱- (ج) انحراف ذره در نزدیکی فضازمان کرمچاله الیس مشاهده می‌شود.



شکل۱ : (الف) پتانسیل موثر حرکت ژئودزیکی ذرات. (ب) نمودار حرکت ژئودزیکی در دو بعد. (ج) نمودار حرکت ژئودزیکی در سه بعد برای مقادیر $\mathcal{L}$=0.5 ، a=1.001 و $E=\sqrt{2.5}$.

نتیجه‌گیری

در این مقاله حرکت ذرات در فضا زمان اطراف کرم‌چاله الیس بررسی شد، سپس با استفاده از پتانسیل موثر و پیدا کردن صفرهای حقیقی و مثبت چندجمله‌ای، مناطق مختلف مربوط به حرکت ژئودزیکی ذرات بدست آمد همچنین امکان وجود انواع مختلف مدار بررسی شد. سپس معادله ژئودزیک بر حسب تابع وایرشتراس حل گردید.

مرجع‌ها

[۱] Noyola. J. P. **“***Relativity and Wormholes***”**, Department of Physics, University of Texas at Arlington, Published on the spring of 2006.

[۲] Nakajima. K., and Asada. H. *Phys. Rev.* **D85** (2012) 107501**,** arXiv:1204.3710.

[۳] Abe. F, *The Astrophysical Journal*, **725** (2010) 787, arXiv:1009.6084.

[۴] Gibbons. G. W., and Vyska. M. arXiv:1110.6508v2 [gr-qc].

[۵] Hackmann. E., and Lammerzahl. C. *Phys. Rev*. **D78** (2008) 024035.

[٦] Abramowitz. M., and Stegun. I. E. “*Handbook of Mathematical Functions (Dover Publications*”, New York, 1968.

روابط بدست آمده در تحول دینامیکی خوشه های ستاره ای

حسنی، زهرا[1] ؛ حقی، حسین[2]

[1,2]دانشکده فیزیک دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان ، جاده گاوازنگ، زنجان

چکیده

دراین مقاله بااستفاده از کد N-body6 سیستم های ستاره ای تک-جرمی و چند-جرمی را شبیه سازی می کنیم. هدف از شبیه سازی این سیستم ها بررسی تحول دینامیکی آن ها و به دست آوردن روابط مناسب برای زمان واپاشی سیستم بر حسب پارامتر های اولیّه مانند: جرم، شعاع نیمه-جرم و فاصله ی آن ها از مرکز کهکشان و مقایسه ی تحول این دو نوع سیستم می باشد.همچنین تحول ستاره ای و تحول دینامیکی خوشه های ستاره ای را با هم مقایسه می کنیم.

مقدمه

خوشه های ستاره ای مجموعه های بسیار بزرگی از ستاره ها هستند که تحت تأثیر نیروی گرانش در کنار هم قرار گرفته اند.این سیستم های ستاره ای جایگاه مهمّی در نجوم دارند. زیرا آزمایشگاه های مناسبی برای مطالعه ی برخورد های گرانشی، تحول دینامیکی و تحول ستاره ای هستند.

ما سیستم های ستاره ای را در دو نوع سیستم های ستاره ای تک-جرمی و سیستم های ستاره ای چند-جرمی بااستفاده ازکد N-body6 شبیه سازی کرده ایم. سیستم های مورد بررسی در مدارهای دایروی به دور یک کهکشان می چرخند، که باعث می شود سیستم نیروی کشندی از طرف کهکشان احساس کند. علاوه بر این، ستاره های سیستم در حین حرکت با هم برخورد می کنند و این برخورد ها باعث می شوند سرعت ستاره ها بیشتر شده و تعدادی از آنها از سیستم خارج شوند. با کاهش تعداد ستاره ها، سیستم جرم از دست داده و اصطلاحاً فروپاشیده می شود. این مکانیسم نابودی سیستم را تحول دینامیکی سیستم می گوییم.

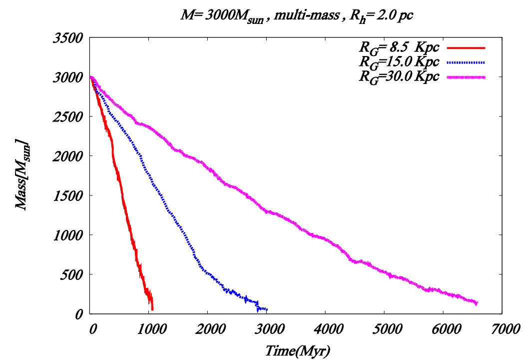
با بررسی عوامل مختلفی مانند: جرم اولیّه ی سیستم ، شعاع نیم-جرم اولیّه و فاصله ی سیستم از کهکشان, تحول دینامیکی سیستم را بررسی می کنیم و روابطی را برای زمان واپاشی سیستم بر حسب این پارامتر ها به دست می آوریم و تحول این دو سیستم را با هم مقایسه می کنیم.

زمان واپاشی سیستم

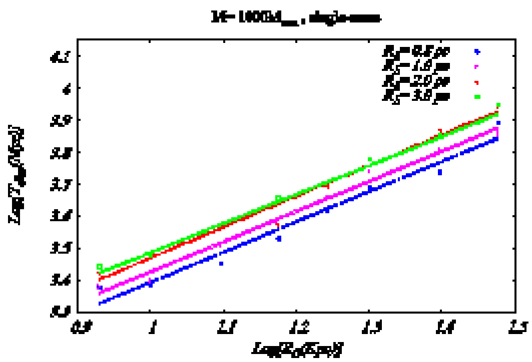
زمانی را که 95 درصد از جرم سیستم از بین رفته باشد به عنوان زمان واپاشی سیستم در نظر گرفته ایم. برای بررسی این زمان، سیستمی با جرم $M = 3000M_0$ (M_0 برابر با جرم خورشید است) را در نظر گرفته و تأثیر شعاع نیمه-جرم اولیه و فاصله ی سیستم از کهکشان (R_G) را برای آن بررسی کرده ایم.

الف-تأثیر فاصله از مرکز کهکشان در زمان واپاشی سیستم

برای نشان دادن تأثیر فاصله ی سیستم تا کهکشان نمودار تحول جرمی برای سیستم های چند-جرمی با شعاع نیمه-جرم اولیه ی 2pc و فاصله های مختلف از مرکز کهکشان در شکل1 آمده است و نشان می دهد هرچه فاصله ی سیستم از کهکشان بیشتر باشد، تحول کندتر اتفاق می افتد.



شکل1: تحول جرمی سیستم چند-جرمی در فاصله های مختلف از مرکز کهکشان.



شکل2: وابستگی زمان واپاشی سیستم ستاره ای تک-جرمی به فاصله ی آن از مرکز کهکشان.

برای به دست آوردن رابطه ی بین زمان واپاشی و فاصله ی سیستم تا مرکز کهکشان، فاصله ی سیستم را از 8.5 Kpc تا 30 Kpc به ازای مقادیر مختلف از شعاع نیمه-جرم اولیه تغییر داده ایم. نتایج شبیه سازی و خطوط برازش شده با این نتایج در شکل 2 برای سیستم های ستاره ای تک-جرمی نشان داده شده است.

با استفاده از خطوط برازش شده با نتایج حاصل از شبیه سازی نتیجه می گیریم که رابطه ی مقیاسی متوسط بین زمان واپاشی و فاصله ی سیستم از مرکز کهکشان به ازای همه ی مقادیر شعاع نیمه-جرم اولیه تقریباً یکسان است و به صورت زیر می باشد:

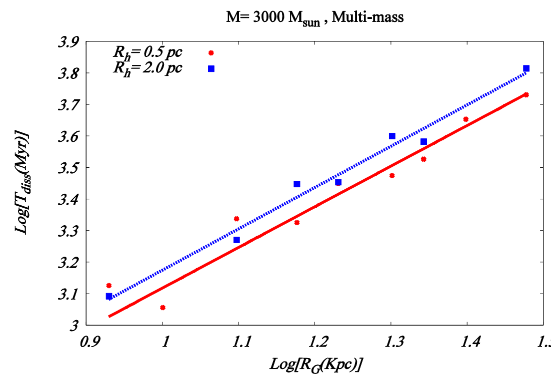
$$T^{s}_{diss} \approx R_G^{0.95}$$

شکل 3 وابستگی زمان واپاشی به فاصله ی سیستم از مرکز کهکشان را برای سیستم های چند-جرمی نشان می دهد. با استفاده از خطوط برازش شده با نتایج حاصل از شبیه سازی رابطه ی بین زمان واپاشی و فاصله ی سیستم از مرکز کهکشان برای سیستم های چند-جرمی را به دست اوردیم و به این نتیجه رسیدیم که در سیستم های چند جرمی، وابستگی زمان واپاشی به فاصله ی سیستم تا کهکشان به صورت زیر می باشد که با حالت سیستم تک-جرم متفاوت است:

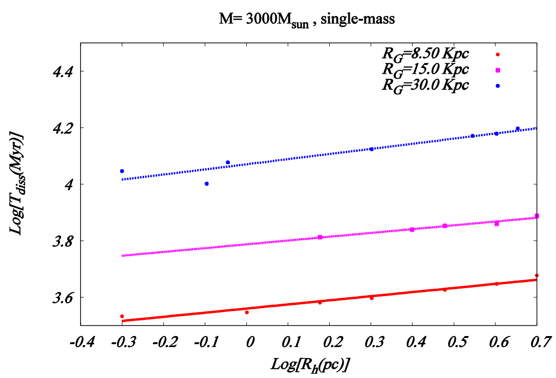
$$T^{m}_{diss} \approx R_G^{1.3}$$

با توجه به شکل های 2و3 می بینیم که شیب نمودارها علیرغم تغییر R_h تقریباً یکسان است و با افزایش فاصله ی سیستم از کهکشان زمان واپاشی سیستم ها بالاتر می رود. علت این است که هر چه سیستم به کهکشان نزدیک تر باشد نیروی کشندی قوی تری از طرف کهکشان احساس می کند و شعاع کشندی کمتری خواهد داشت، بنابراین تعداد ستاره های

کمتری در این شعاع قرار می گیرند، جرم سیستم کاهش می یابد و سیستم در زمان کوتاه تری جرمش را از دست خواهد داد.



شکل3 :وابستگی زمان واپاشی سیستم ستاره ای چند-جرمی به فاصله ی آن از مرکز کهکشان.



شکل4 :وابستگی زمان واپاشی سیستم ستاره ای تک-جرمی به شعاع نیمه-جرم.

ب-تأثیر شعاع نیمه-جرم اولیه در زمان واپاشی

برای به دست آوردن رابطه ی بین شعاع نیمه-جرم اولیه و زمان واپاشی سیستم، شعاع نیمه-جرم را از 0.5 pc تا 4.5 pc تغییر داده و نمودار زمان واپاشی سیستم را برحسب شعاع نیمه-جرم اولیه کشیده ایم.این نمودار برای سیستم های تک-جرمی در شکل 4 داده شده است. برای مقایسه نتایج را برای مقادیر مختلف فاصله از کهکشان نمایش داده ایم.

با استفاده از خطوط برازش شده با نتایج حاصل از شبیه سازی رابطه ی بین زمان واپاشی و شعاع نیمه-جرم اولیه ی سیستم های تک-جرمی را بدست آوردیم که نمودار و روابط نشان می دهند که شیب خطوط یکسان است و با افزایش شعاع نیمه-جرم اولیه زمان واپاشی سیستم به میزان کمی بالاتر رفته است. چون با افزایش شعاع نیمه-جرم اولیه، تعداد برخوردهای بین ستاره ها کمتر شده و تعداد ستاره هایی که به سرعت فرار می رسند کمتر می شوند. بنابراین سیستم دیرتر جرم از دست داده و نابود می شود.از طرفی شیب این نمودارها خیلی کم است و با آنچه که در مورد شکل1 گفتیم همخوانی دارد. بنابراین رابطه ی کلی برای زمان واپاشی سیستم های ستاره ای تک-جرمی بصورت زیر می باشد:

$$T_{diss}^{s} \approx R_G^{0.95} R_h^{0.15}$$

در مورد سیستم های چند-جرمی هیچ رابطه ای بین زمان واپاشی و شعاع نیم-جرم اولیه به دست نیامد. این نتیجه در مرجع [2] آمده است.

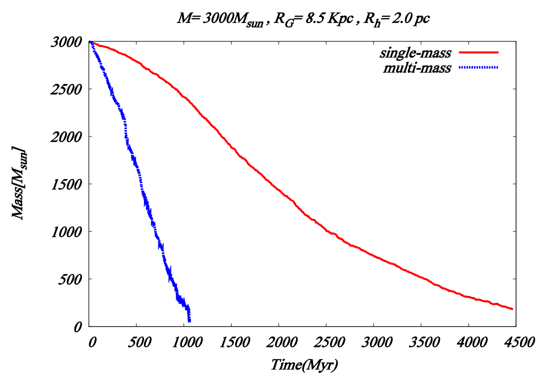
مقایسه ی تحول سیستم های تک-جرمی و چند-جرمی

شکل 5 مقایسه ی تحول جرمی و طول عمر سیستم های تک-جرمی و چند- جرمی را نشان می دهد, سیستم های چند-جرمی سریع تر جرم از دست داده و طول عمر کوتاه تری دارند. علت آن است که در سیستم های ستاره ای چند-جرمی از تابع-جرم اولیه ی کروپا استفاده کرده ایم. طبق این تابع جرم

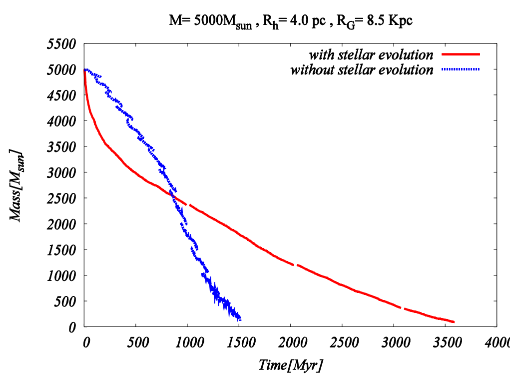
بیشتر ستاره های سیستم جرمی کمتر از $0.5M_0$ دارند، در حالی که در سیستم های تک-جرمی جرم همه ستاره ها را برابر با جرم خورشید در نظر گرفته ایم. پس از آنجایی که در سیستم های چند-جرمی تعداد زیادی از ستاره ها جرم خیلی کمی دارند وانرژی بین ستاره ها به صورت مساوی تقسیم می شود، بنابراین ستاره های با جرم کمتر، سرعت بیشتری می گیرند و سریع تر از سیستم فرار می کنند. با کم شدن تعداد ستاره ها و جرم، سیستم زودتر نابود می شود.

مقایسه ی تحول ستاره ای و تحول دینامیکی

در این قسمت سیستم‌های واقعی‌تر را که علاوه بر تحول دینامیکی، شامل تحول ستاره‌ای هم هستند، بررسی می‌کنیم. سیستم‌های ستاره‌ای شبیه‌سازی شده را یکبار بدون تحول ستاره‌ای و فقط با تحول دینامیکی و بار دیگر با اضافه کردن اثر تحول ستاره‌ای در نظر می‌گیریم، تا تأثیر تحول ستاره‌ای را در واپاشی سیستم ببینیم. تحول جرمی برای این دو سیستم در شکل 6 آمده است که نشان می‌دهد، سیستم‌هایی که شامل تحول ستاره‌ای و دینامیکی هستند کندتر از سیستم‌های دیگر که فقط شامل تحول دینامیکی هستند جرم از دست می‌دهند و بنابراین دیرتر نابود می‌شوند.



شکل 5: مقایسه ی تحول جرمی سستم های تک-جرمی و چند-جرمی.



شکل 6: مقایسه ی تحول ستاره ای و تحول دینامیکی.

نتیجه گیري

- هرچه فاصله ی سیستم تا مرکز کهکشان و شعاع نیمه-جرم اولیه ی سیستم بیشتر باشد، طول عمر سیستم بالاتر می رود.
- سیستم های ستاره ای تک-جرمی طول عمر بیشتری نسبت به سیستم های ستاره ای چند-جرمی دارند.
- سیستم‌هایی که شامل تحول ستاره‌ای و تحول دینامیکی هستند، طول عمر بالاتری نسبت به سیستم‌هایی دارند که فقط شامل تحول دینامیکی هستند.

مرجع ها

[1] S .J. Aarseth, "Gravitational N-body Simulations ", Cambridge Univ. press, (2003)

[2] H. Baumgardt, J. Makino, "Dynamical evolution of star clusters in tidal fields", MNRAS,340,227 (2003)

«بررسی اثر هاله‌ی ماده‌ی تاریک کهکشان بر اندازه‌ی خوشه‌های کروی»

حسنی زنوزی، اکرم[۱] ربیعی، ملیحه[۱] حقی، حسین[۱]

[۱] *دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه، زنجان، ایران*

چکیده

در این مقاله، به بررسی اثر هاله‌ی ماده‌ی تاریک کهکشان بر اندازه‌ی خوشه‌های کروی می‌پردازیم. توزیع چگالی هاله طبق مدل NFW تعریف می‌شود. ما مجموعه‌ای از شبیه‌سازی‌ها را برای هاله‌هایی با مولفه‌های جرم ویریالی و تمرکز مختلف برای دو مدلِ هاله با یک مولفه‌ی آزاد (مدل کیهان‌شناسی هاله‌یNFW) و هاله با دو مولفه‌ی آزاد انجام دادیم و دریافتیم که در مدل هاله با یک مولفه‌ی آزاد، تغییر جرم ویریالی هاله اثر چندانی در اندازه‌ی نهایی خوشه ندارد. اما در مدل با دو مولفه‌ی آزاد، افزایش جرم ویریالی و تمرکز هاله اثر مهمی در تعیین اندازه‌ی نهایی خوشه‌های کروی دارند.

مقدمه

فرایندهای داخلی و خارجی مختلفی بر روند تحول خوشه‌های کروی تاثیر می‌گذارند که این فرایندها برای مشخص کردن اندازه‌ی امروزی خوشه‌های کروی با هم رقابت می‌کنند. این فرایندها شامل تحول ستاره‌ای، واهلش دو جسمی، برخوردهای چند جسمی، خالی‌سازی کشندی، گرمایش کشندی و شوک ناشی از دیسک می‌باشند.

اثر تحول ستاره‌ای اولین بار توسط انگلیتی و جیانون [۱] بررسی شد و آن‌ها دریافتند کاهش جرم ناشی از تحول ستاره‌ای در مراحل اولیه‌ی شکل‌گیری خوشه شروع رمبش هسته را به تاخیر می‌اندازد. ون‌دنبرگ و همکارانش[۲] با بررسی اندازه‌ی خوشه‌های کروی راه شیری مشاهده کردند که خوشه‌هایی که در فواصل دورتری از مرکز کهکشان قرار دارند، اندازه‌ی بزرگتری نسبت به خوشه‌هایی که به مرکز نزدیک‌ترند دارند و رابطه‌ای به شکل $r_h \propto \sqrt{R_G}$ ، بین شعاع نیمه‌جرم و فاصله از مرکز کهکشان به‌دست آوردند. شبیه‌سازی‌های انجام شده توسط مادرید و همکارانش[۳] نشان داد که رابطه‌ی بین r_h و R_G با استفاده از رابطه‌ی $r_h = r_h^{max} \tanh(\alpha R_G)$، بهتر بیان می‌شود.

اثر هاله‌ی ماده‌ی تاریک بر تحول دینامیکی خوشه‌های کروی توسط پراگمن و همکارانش[٤] برای خوشه‌ای با هزار ستاره که در مدار دایره‌ای در فاصله‌ی ۸/۵ کیلوپارسکی از مرکز کهکشان متحول می‌شد، بررسی شد. شبیه‌سازی‌های این گروه نشان داد که افزایش جرم ویریالی و تمرکز هاله باعث افزایش سرعت انحلال خوشه می‌شود و هر چه هاله سنگین‌تر باشد، افزایش تمرکز اثر مشهودتری دارد. ما در کار خود، به طور گسترده‌تری به بررسی اثر هاله‌ی ماده‌ی تاریک بر تعیین اندازه‌ی خوشه‌های کروی می‌پردازیم.

مدل

در همه‌ی مدل‌ها، یک خوشه با مشخصات ثابت در نظر گرفته شده است. تعداد اولیه ستاره‌ها $N = ۱۰^{۵}$ می‌باشد. توزیع جرم اولیه از مدل تابع جرم کروپا با بیشترین جرم ستاره‌ای $۱۰۰M_{\odot}$و کمترین جرم ستاره‌ای $۰/۰۸\,M_{\odot}$، پیروی می‌کند. توزیع چگالی بر اساس مدل پلامر است و فلزیت را برابر با۰/۰۰۱ =Z در نظر گرفتیم. شعاع نیمه‌جرم اولیه‌ی خوشه، ٦ پارسک می‌باشد. خوشه در مدارهای دایره‌ای در دیسک کهکشان و در فواصل مختلف از مرکز کهکشان متحول می‌شود.

مدل کهکشانیِ در نظر گرفته شده، شامل سه مولفه‌ی برآمدگی، دیسک و هاله‌ی ماده‌ی تاریک می‌باشد. برآمدگی به صورت نقطه‌ای در مرکز کهکشان قرار دارد و جرم آن برابر با $M_{Bulge} = ۱/۵ \times ۱۰^{۱۰} M_{\odot}$ می‌باشد. دیسک طبق مدل میاموتو-ناگایی با جرم $M_{Disk} = ۵ \times ۱۰^{۱۰} M_{\odot}$ و مقادیر طول مقیاس a = ٤ و ارتفاع مقیاس b = ۰/۵ کیلوپارسک در نظر گرفته شده است و مدل هاله‌ی کهکشان، مدل NFW می‌باشد. طبق نتایج برآمده از شبیه‌سازی‌های هزاره، جرم و تمرکز هاله‌یNFW با رابطه‌ی زیر به هم مربوط می‌شوند[۵]:

$$c = ۱۳/٦ \left(\frac{M_{vir}}{۱۰^{۱۱} M_{\odot}} \right)^{-۰/۱۳} \qquad (۱)$$

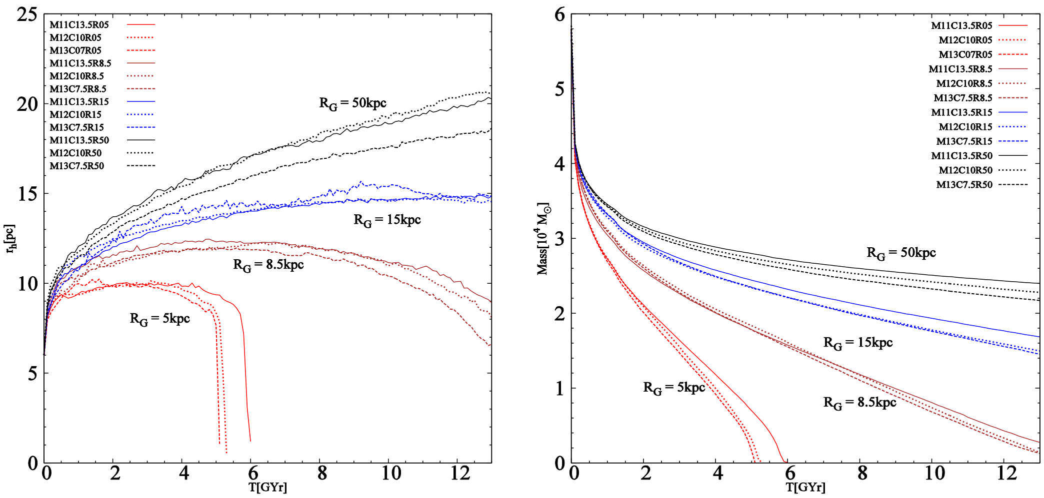
این رابطه نشان می‌دهد هر چه جرم هاله بیشتر باشد، تمرکز جرم در ناحیه‌ی مرکزی کمتر است.

ما ابتدا با استفاده از این مدل، اثر تغییر اندازه‌ی هاله را بر اندازه‌ی خوشه‌های کروی بررسی کردیم، سپس به منظور مطالعه‌ی اثر تمرکز بر اندازه‌ی خوشه، هاله‌هایی با دو مولفه‌ی آزاد جرم ویریالی و تمرکز را در نظر گرفتیم.

مدل هاله با یک مولفه‌ی آزاد

برای مدل هاله با یک مولفه‌ی آزاد، شبیه‌سازی‌ها برای سه جرم ویریالی $۱۰^{۱۱} M_{\odot}$، $۱۰^{۱۲} M_{\odot}$ و $۱۰^{۱۳} M_{\odot}$ انجام شد، که مقادیر تمرکز برای این سه مدل، طبق مدل کیهان‌شناسی هاله‌ی NFW ، ۱۳/۵، ۱۰ و ۷/۵ به‌دست آمد. نتایج به‌دست آمده برای این سه مدل، در فواصل ۵، ۸/۵ ، ۱۵ و ۵۰ کیلو پارسک از مرکز کهکشان در شکل(۱) با هم مقایسه شده‌اند.

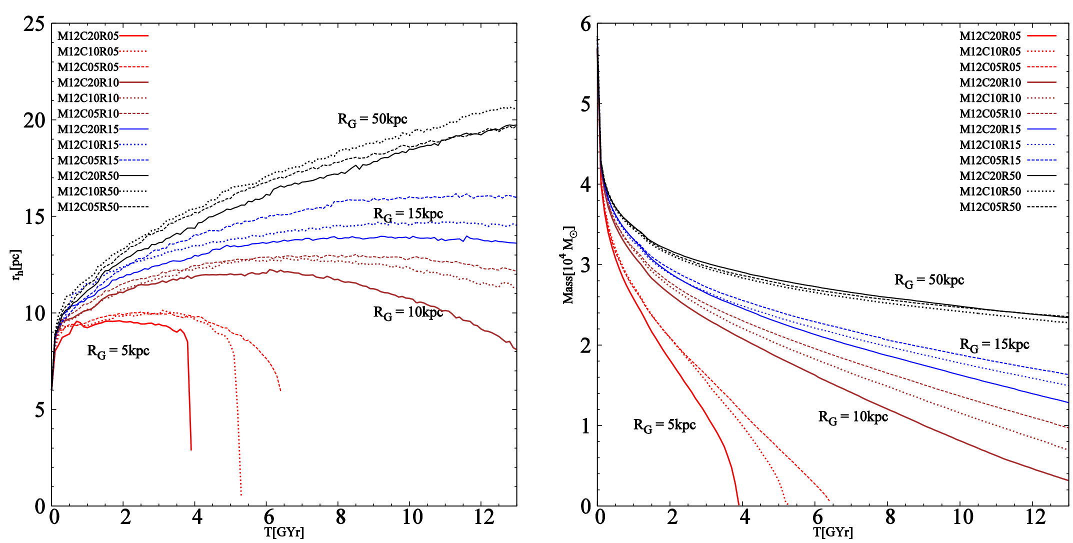
همانطور که در شکل می‌بینیم، تغییر اندازه‌ی هاله اثر چندانی در نرخ کاهش جرم و اندازه‌ی نهایی خوشه‌ها ندارد.



شکل ۱: تحول جرم و شعاع نیمه جرم برای مدل هاله با یک مولفه‌ی آزاد

مدل هاله با دو مولفه‌ی آزاد

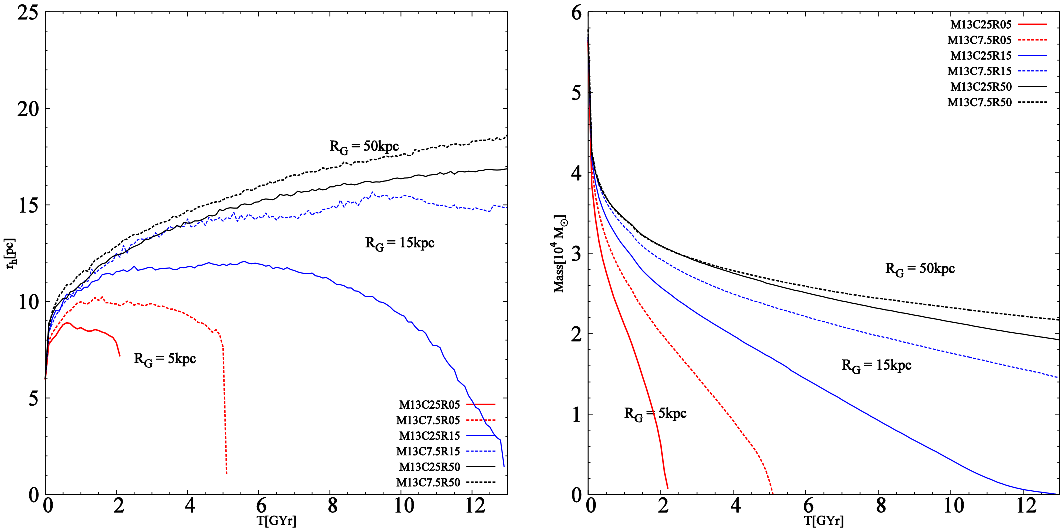
در این مدل، جرم ویریالی و ترکز هر دو به عنوان مولفه‌ی آزاد در نظر گرفته شده‌اند. ابتدا برای مدلی با جرم ویریالی $10^{12} M_{\odot}$، دو مقدار ۵ و ۲۰ را برای تمرکز قرار دادیم. نتایج مربوط به تحول جرم و شعاع نیمه جرم در مدل‌های با جرم ویریالی $10^{12} M_{\odot}$ و تمرکزهای ۵، ۱۰ و ۲۰ در شکل (۲) با هم مقایسه شده‌اند.



شکل ۲: تحول جرم و شعاع نیمه در مدل‌هایی با جرم ویریالی $10^{12} M_{\odot}$ و تمرکزهای ۵،۱۰ و۲۰.

همانطور که می‌بینیم، در نواحی داخلی، افزایش تمرکز باعث افزایش سرعت کاهش جرم و کاهش اندازه‌ی خوشه‌ی کروی می‌شود، اما در نواحی خارجی این اثر کمتر می‌شود.

به منظور بررسی اثر تمرکز در هاله‌های سنگین، شبیه‌سازی‌ها را برای مدلی با جرم ویریالی $M_{\odot}$ ۱۰^{۱۳} و تمرکز ۲۵ انجام دادیم.



شکل۲: تحول جرم و شعاع نیمه در مدل‌هایی با جرم ویریالی $M_{\odot}$ ۱۰^{۱۳} و تمرکزهای ۷/۵ و۲۵.

از مقایسه نتایج به‌دست آمده از این مدل با مدلی با جرم ویریالی $M_{\odot}$ ۱۰^{۱۳} و تمرکز۷/۵ به وضوح اثر تمرکز را در هاله‌های سنگین مشاهده می‌کنیم. افزایش تمرکز در این هاله سرعت انحلال خوشه در نواحی داخلی را افزایش می‌دهد.

نتیجه‌گیری

نتیجه‌ی کلی که ما از این شبیه‌سازی‌ها به‌دست آوردیم این است که، در مدل با یک مولفه‌ی آزاد با توجه به این‌که با افزایش جرم هاله، تمرکز کاهش می‌یابد، تغییر اندازه‌ی هاله بر اندازه‌ی نهایی خوشه‌ی کروی تاثیر چندانی ندارد. اما در مدل‌هایی با دو مولفه‌ی آزاد، می‌بینیم افزایش تمرکز باعث کاهش اندازه‌ی نهایی خوشه می‌شود که این اثر در خوشه‌های سنگین‌تر مشهودتر است. در واقع در هاله‌های سنگین، هر چه تمرکز بیشتر باشد، جرم هاله در نواحی داخلی کهکشان بیشتر می‌شود که این باعث کاهش اندازه‌ی خوشه در اثر افزایش میدان کشندی کهکشان می‌شود.

مرجع‌ها

[1] Angeletti, L. and Giannone, P., *MmSAI*, **47**, 245, (1976).

[2] Van Den Bergh, S. and Morbey, C., *ApJ*, **375**, 594-599, (1991).

[3] Madrid, J. P., Hurley, J. R. and Sippel, A .C., *ApJ*, **756**, 167, (2012).

[4] Praagman, A., Hurley, J. and Power, C., *New Astronomy*, **15**, 46, (2010).

[5] Neto, A. F., et al., *MNRAS*, **381**, 1450, (2007).

اندازه‌گیری تابع همبستگی متقابل شار جنگل لیمان آلفا و جنگل لیمان بتا

حسینی، زهراالسادات[1]؛ آقائی، علیرضا[1]
[1]گروه فیزیک دانشگاه سیستان و بلوچستان

چکیده

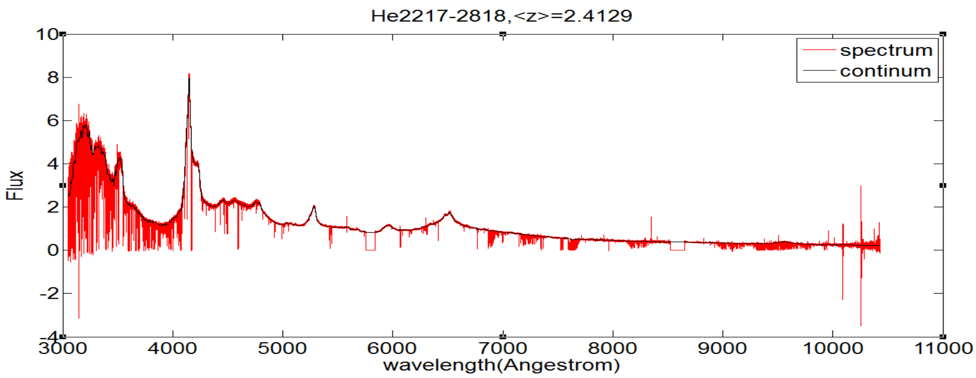
تابع همبستگی متقابل شار جنگل لیمان آلفا و جنگل لیمان بتا تکمیل‌کننده اطلاعات حاصل از جنگل لیمان آلفا در جهت شناخت بهتر محیط بین کهکشانی است. در این مقاله و به کمک طیف‌های با توان نفکیک خیلی بالای UVES تعدادی اختروش با انتقال به سرخ $2/14 < z_{em} < 3/78$ این تابع همبستگی متقابل محاسبه و با تابع خودهمبستگی لیمان آلفا مقایسه گردید. نتیجه حاصل از این تحقیق نشان می‌دهد که سهم همبستگی متقابل جنگل لیمان آلفا و جنگل لیمان بتا تقریبا تا مقدار ثابتی است.

مقدمه

خطوط جذبی در طیف اختروش‌ها که حاصل گذار لیمان آلفا اتم هیدروژن موجود در فضای بین کهکشانی است به جنگل لیمان آلفا مشهور هستند که در محدوده فرا بنفش قرار دارند. درسال۱۹۶۰ این گذارها در طیف کوازارها شناخته و تشخیص داده شدند چرا که با کشف اولین کوازارهایی که انتقال به سرخ آن‌ها بسیار بزرگ بود این خطوط در محدوده طیف مرئی قرارگرفته و به خوبی نمایان شدند [۱]. در دهه‌ی گذشته شاهد پیشرفت‌های بزرگی در تحقیقات کیهانی از محیط بین کهکشانی توسط جنگل لیمان آلفا بوده‌ایم [۲]. به طور کلی جنگل‌های گذارهای مختلف لیمان، شاخص بسیار حساس از پراکندگی گاز هیدروژن در فضای محیط بین کهکشانی است[۳].

برای تعیین پارامترهای محیط بین کهکشانی کاربرد جنگل لیمان آلفا به تنهایی دشوار است از آن‌جایی که سطح مقطع جذب لیمان آلفا به قدر کافی بزرگ است بنابراین امکان جذب اشباع فراهم می‌گردد. در چنین شرایطی، جنگل لیمان بتا فرصتی برای اندازه‌گیری در همان ساختار بزرگ‌مقیاس اما با حساسیتی متفاوت نسبت به عمق نوری، ایجاد می‌کند[٤].

در شکل۱، یک طیف نمونه از اختروش‌های مورد مطالعه که در آن طیف پیوسته به رنگ مشکی نشان داده شده است.



شکل ۱. اختروش He2217-2818 با z_{em}=۲/٤۱۲۹ طیف پیوسته‌ی اختروش به رنگ مشکی نشان داده شده است.

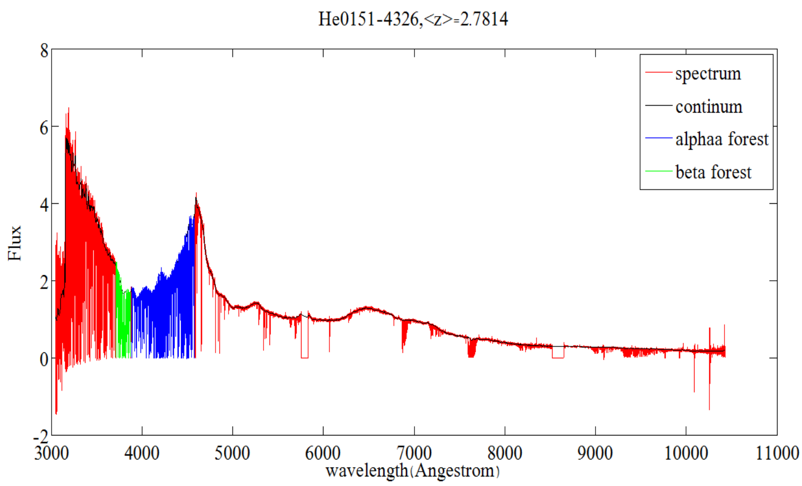
توصیف و ساده‌سازی داده‌ها

داده‌هایی که در این مقاله استفاده شده‌اند شامل طیف هفت اختروش با رزولوشن بالا است. برای این اختروش‌ها انتقال به سرخ نشری $2/14<z_{em}<3/78$ است. طیف این اختروش‌ها به وسیله طیف‌سنج فرابنفش و مرئی UVES بدست آمده‌است که بر روی تلسکوپ ۸/۲ متری VLT در رصدخانه جنوبگان اروپا نصب شده است. برخی از ویژگی‌های این اختروش‌ها در جدول شماره ۱ خلاصه شده است.

جدول ۱. برخی ویژگی‌های فهرست شده از اختروش‌های مورد مطالعه

QSO	Z_{em}	$\lambda_{em\alpha}$	$\lambda_{ly\beta}$ (A°)	$Z_{ly\beta}$	$\lambda_{ly\alpha}$
He0151-4326	۲/۷۸۱٤	٤٥۹۷	۳٦۸۱/۳–۳۸۷۱/۸	۲/٥۸۹۰–۲/۷۷٤۷	۳۸۸٥/٥–٤٥۷٦/۸
He1341-1020	۲/۱٤۰٦	۳۸۱۸	۳۰٥۸/۱–۳۲۱٤/٥	۱/۹۸۱٤–۲/۱۳۳۹	۳۲۲۸/۲–۳۷۹۷/۸
He1347-2457	۲/٦۱۹۳	٤۳۹۷	۳٥۲۳/٦–۳۷۰٥/٦	۲/٤۳٥۲–۲/٦۱۲۷	۳۷۱۹/۲–٤۳۷٦/۸
He2217-2818	۲/٤۱۲۹	٤۱٥۰	۳۳۲۲/۹–۳٤۹۳/۹	۲/۲۳۹٦–۲/٤۰٦۳	۳٥۰۷/٥–٤۱۲۹/۸
He2347-4342	۲/۸٦٦۲	٤۷۰۰	۳۷٦۳/۷–۳۹٥۸/۸	۲/٦٦۹۳–۲/۸٥۹٥	۳۹۷۲/٥–٤٦۷۹/۸
PKs2000-330	۳/۷۸	٥۸۱۱	٤٦٥۲/٤–٤۸۹٦/۱	۳/٥۳٥۷–۳/۷۷۳۳	٤۹۰۹/۸–٥۷۹۰/۸
Q0002-422	۲/۷٦۷٥	٤٥۸۰	۳٦٦۷/۷–۳۸٥۷/٦	۲/٥۷۸۲–۲/۷٦۰۹	۳۸۷۱/۳–٤٥٥۹/۸

برای جلوگیری از اثر مجاورت به اختروش، مطالعه جنگل لیمان آلفارا به۲۰۰۰ کیلومتر بر ثانیه بعداز خط نشری لیمان بتا و ۵۰۰۰ کیلومتر برثانیه مانده به خط نشری لیمان آلفا و جنگل لیمان بتا به ۱۱۵۰ کیلومتر بر ثانیه بعد از خط نشری لیمان گاما و ۲۰۰۰ کیلومتر بر ثانیه مانده به خط نشری لیمان بتا محدود شده است. در شکل۲ طیف اختروشHE0151-4326، جنگل لیمان بتا توسط رنگ سبز و جنگل لیمان آلفا به رنگ آبی نشان داده شده است.



شکل ۲. طیف اختروش HE0151-4326با انتقال به سرخ$z=2.7814$.جنگل لیمان بتا در این طیف به رنگ سبز، جنگل لیمان آلفا به رنگ آبی و طیف پیوسته به رنگ مشکی آمده است.

تابع خودهمبستگی و همبستگی متقابل شار

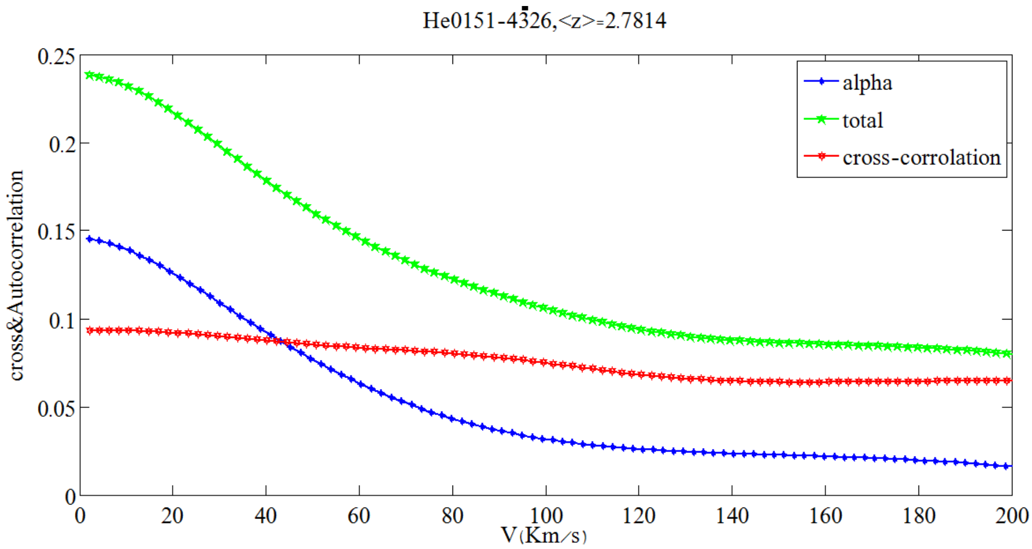
تابع خودهمبستگی شار ابزاری مفید برای توصیف جنگل لیمان آلفا و جنگل لیمان بتا است. طیف توانی و تابع خودهمبستگی شار اطلاعاتی مشابه از شار در این دو جنگل لیمان را در اختیار قرار می‌دهند (تابع طیف توانی تبدیل فوریه‌ی از تابع خودهمبستگی شار است).

تایع همبستگی متقابل شار یا به عبارتی همبستگی یک نقطه در جنگل لیمان بتا با یک نقطه درجنگل لیمان آلفا از رابطه ۱ و تابع خودهمبستگی لیمان آلفا از رابطه ۲ بدست می‌آید.

$$<\delta_{\alpha}(\lambda_1)\delta_{T}(\lambda_2)> = \xi_{\alpha\alpha}(X = r_2^{\alpha} - r_1^{\alpha} \text{ و } \overline{z}),\ +\xi_{\alpha\beta}(X = r_2^{\beta} - r_1^{\alpha} \text{ و } \overline{z}) \quad (۱)$$

$$<\delta_{\alpha}(\lambda_1)\delta_{\alpha}(\lambda_2)> = <(\frac{F_{\lambda 1}}{\bar{F}} - 1)(\frac{F_{\lambda 2}}{\bar{F}} - 1)> \quad (۲)$$

.در شکل ۳ تابع همبستگی متقابل شار برای یک اختروش به عنوان نمونه نمایش داده شده است.



شکل ۳.تابع همبستگی متقابل شار برای اختروش He0151-4326 با انتقال به سرخ $<z> = 2/7814$.

در شکل بالا تابع همبستگی متقابل به رنگ قرمز ،تابع خودهمبستگی لیمان آلفا به رنگ آبی وتابع همبستگی درناحیه جنگل بتا به رنگ سبز نشان داده شده است.

جمع‌بندی و نتیجه‌گیری

با مقایسه سه تابع خود همبستگی کلی درجنگل بتا، خود همبستگی آلفا و تابع همبستگی متقابل آلفاو بتا به راحتی قابل مشاهده است که همبستگی در جنگل لیمان بتا بالاترین مقدار را دارد چرا که شامل هر دو نوع جذب لیمان آلفا و لیمان بتا است و سهم همبستگی متقابل لیمان آلفا و لیمان بتا که با رنگ قرمز در شکل۳ آمده است، تقریبا مقداری ثابت است. بنابراین مطالعه جنگل لیمان بتا به دلیل دارا بودن حساسیت متفاوت به چگالی و درجه حرارت

می‌تواند فرصت مناسبی را جهت ارائه پارامترهای بهتر محیط بین کهکشانی از چگالی شار انتقالی فراهم آورد، به گونه‌ای که تبهگنی را بین پارامتر های محیط بین کهکشانی و پارامتر های کیهان شناسی از میان بردارد.

مـرجع هـا

[۱] J. Rich, Fundamentals of Cosmology, 2nd ed., *Springer*, (2010).
[۲] M. Rauch,The Lyman Alpha Forest in the Spectra of QSOs., Annual Review of Astronomy and Astrophysics, Vol. 36 (1998), 267–316.
[3] T. Sarkar, S. Bharadwaj, T. Choudhury, K. Datta, Cross-correlation of the HI 21-cm Signal and Lyman-α Forest:A Probe Of Cosmology, Mon. *Not. R. Astron. Soc*., Vol. 124(2010), 581–28
[۴] V. Irsic, M. Vile., The Lyman-β forest as a cosmic thermometer, Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, Issue 12, article id. 024, (2014)
[۵]V. Irsic, A. Slosar, S. Bailey, D. J. Eisenstein, A. Font-Ribera, J.-M. Le Goff, B. Lundgren, P. McDonald, R. O'Connell, N. Palanque-Delabrouille, P. Petitjean, J. Rich, G. Rossi, D. P. Schneider, E. S. Sheldon, and C. Y`eche, Detection of Lyβ auto-correlations and Lyα-Lyβ cross-correlations in BOSS Data Release 9, Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, Issue 09, article id. 016, (2013).

تاثیر فرو ریزش کپه‌های کوچک کم جرم از پوش هسته‌های ابرمولکولی و ایجاد ناپایداری گرانشی در قرص‌های بر افزایشی

حسینی سیدی، سیده مریم؛ نژاداصغر، محسن

بابلسر، دانشگاه مازندران، گروه فیزیک اتمی و مولکولی

چکیده

در مراحل اولیه شکل گیری ستارگان، هنگامی که جرم پوش اطراف هسته مرکزی روی پیش ستاره می‌ریزد و قرص پیش سیاره‌ای را در اطراف هسته مرکزی شکل می‌دهد، ممکن است جرم قرص تا حدی افزایش یابد که بزرگتر از جرم پیش ستاره شود. در این حالت، قرص برافزایشی اطراف پیش ستاره از لحاظ گرانشی ناپایدار می‌شود . پارامتر مهم در بیان ناپایداری گرانشی، پارامتر تومره می‌باشد. در صورتی که پارامتر تومره کمتر از واحد شود، ناپایداری گرانشی در قرص بوجود خواهد آمد. از طرفی، وجود ناپایداری حرارتی درپوش هسته ابرهای مولکولی، می تواند کپه‌هایی کم جرم را درون آن ایجاد کند. در این تحقیق ما به بررسی فرو ریزش این کپه‌ها بر روی قرص برافزایشی می‌پردازیم. فروریزش کپه های کوچک موجب ایجاد اختلال در چگالی قرص برافزایشی می گردد. با دسته بندی کردن اختلال های بوجود آمده در اطراف یک قرص برافزایشی شبه کپلری، تاثیردامنه، نیم–پهنا و محل قرار گرفتن آن ها را بر پارامتر تومره مورد بررسی قرار دادیم. نتایج نشان می دهند که در حالت تک کپه ای، هرچه به مرکز قرص نزدیک می شویم، آهنگ رشد ناپایداری در سیستم افزایش می یابد. در حالت دو کپه ای، با افزایش فاصله نسبی دو کپه، آهنگ رشد افزایش می‌یابد و سیستم ناپایدارتر می شود و همچنین افزایش آهنگ رشد در مد تند بیشتر از مد آرام می باشد.نتایج نشان می دهند که آهنگ رشد اختلال ها به فاصله نسبی کپه‌ها و فاصله از مرکز قرص وابسته است ولی مستقل از دامنه و ارتفاع کپه‌ها می‌باشد.

مقدمه

ناپایداری گرانشی در درون قرص ممکن است موجب تشکیل کپه هایی درون قرص شود و آن را تکه تکه کند[۲،۱]. وجود ناپایداری را می‌توان با کمک پارامتر تومره $Q = \frac{c_s \Omega}{\pi G \Sigma}$ بیان کرد که در آن Ω فرکانس مداری، Σ چگالی سطحی قرص و c_s سرعت صوت می باشد[۳]. اگر پارامتر تومره کمتر از مقدار بحرانی واحد باشد ($Q < 1$)ناپایداری گرانشی می تواند در قرص بوجود آید، به شرطی که زمان سرمایش $t_{cool} \leq 3.\Omega^{-1}$ باشد[۴]. به عبارتی قرص باید خیلی سریع سرد شود، در غیر اینصورت گرمایش ناشی از فشار از تکه تکه شدن قرص جلوگیری می کند. ویسکوزیته نیز نقش مهمی در تعیین پارامتر تومره دارد[۵]. درنهایت با گذشت چند صد سال، این کپه ها می توانند منجر به شکل گیری پیش سیارات گازی غول شوند[۶].

از طرفی، کپه های کوچک کم جرم (LMCs) درون هسته‌های ستارگان در حال شکل گیری مشاهده شده‌اند[۷]. ون لو در سال ۲۰۰۷ شبیه سازی دوبعدی را برای بررسی امواج مگنتوهیدرودینامیکی درون هسته‌های چگال انجام داد که طبق نتایج کار او، امواج با طول موج کوتاه نقش مهمی را در تولید ساختارهای ریز درون هسته دارند[۸]. از مکانیزم های دیگر برای شکل گیری LMCs می توان به کار نژاداصغر در سال ۲۰۱۱ اشاره کرد[۹]، که اثر ناپایداری حرارتی هم فشار را در شکل گیری LMCs با درنظر گرفتن یک ابر استوانه‌ای و به کار بردن اختلال های خطی مطالعه کرد. او همچنین تحول LMCs درون هسته‌های ابرهای مولکولی Taurus را بررسی کرد[۱۰] که نشان داد فروریزش هسته و ادغام این LMCs منجر به شرایط مناسب برای رشد دانه‌ها و شکل گیری پیش سیارات می‌شود.

در این مقاله ما به بررسی فروریزش LMCs در سطح قرص به روش اختلالی می پردازیم. در بخش۲ ناپایداری گرانشی در قرص برافزایشی را به روش اختلالی مورد مطالعه قرار می‌دهیم. بدین منظور با اعمال اختلال کوچک بر معادلات پیوستگی، اندازه حرکت و معادله حالت، آهنگ رشد ناپایداری را مورد بررسی قرار می‌دهیم. نمودارهایی که به بررسی آهنگ رشد ناپایداری در سیستم می‌پردازد را بدست می آوریم و به نتیجه گیری خواهیم پرداخت.

ناپایداری گرانشی

در بررسی اثر فرو ریزش کپه های کم جرم بر قرص پیش سیاره ای، سیستم مختصات استوانه ای متقارن محوری پایا را درنظر می گیریم. از ویسکوزیته صرفنظر می کنیم و فرض می کنیم که فشار فقط بر صفحه قرص وارد می شود. فرض می کنیم در ابتدا قرص چرخش ندارد ($v_{R0} = 0$) و سیستم کپلری باشد. بنابراین $\Omega(R) = \sqrt{\frac{GM}{R^3}}$ و داریم $v_\varphi = R\,\Omega(R)$. باتوجه به فرضیات و معادلات حاکم بر مسئله[۱۱]، Σ_0 چگالی سطحی زمینه بدست می آید:

$$\Sigma_0(R) = \exp\left(-\frac{\Phi_0(R)}{\pi c_s^2} + \frac{1}{\pi R c_s^2}\right) \qquad (۱)$$

که در آن $c_s^2 = \frac{dP}{d\Sigma_0}$ و $\Phi_0(R) = 0$ است.

با وارد کردن اختلال کوچکی در سیستم، کمیت های جدید مسئله را بصورت $\Phi = \Phi_1$ ، $v_R = v_{R1}$ ، $v_\varphi = v_{\varphi 0} + v_{\varphi 1}$ می‌نویسیم. حالت اختلالی را با اندیس 1 و حالت زمینه را با اندیس 0 نشان دادیم. فرض می کنیم که شکل اختلال های وارد شده بصورت: $\Sigma_1 = \Sigma_a(R)\exp(i(m\varphi - \omega t))$ ، $\Phi_1 = \Phi_a(R)\exp(i(m\varphi - \omega t))$، $v_{R1} = v_{Ra}(R)\exp(i(m\varphi - \omega t))$، $v_{\varphi 1} = v_{\varphi a}(R)\exp(i(m\varphi - \omega t))$ و $h_1 = h_a(R)\exp(i(m\varphi - \omega t))$ است. دامنه اختلال کپه های کم جرم را بصورت زیر درنظر می گیریم:

$$\Sigma_a(R) = \frac{n}{2\sqrt{\pi}}\left(\Sigma_1 \exp(-n^2(R-R_1)^2) + \Sigma_2 \exp(-n^2(R-R_2)^2)\right) \qquad (۲)$$

که در آن کپه ها در مکان R_1 و R_2 نسبت به مرکز قرص قرار گرفته‌اند.

دامنه اختلال ها در کمیات ذکر شده را می توانیم محاسبه کنیم که درنهایت به یک معادله پخش به صورت زیر می‌رسیم:

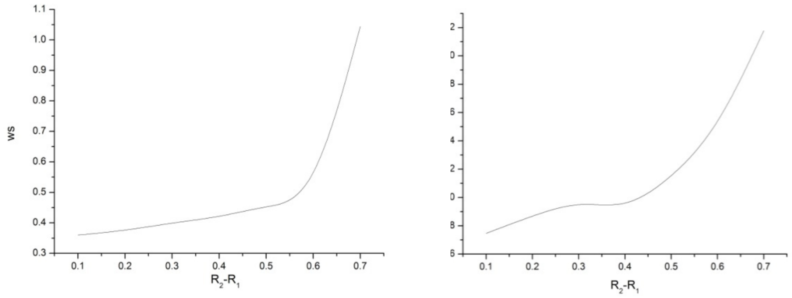
$$a\omega^3 + b\omega^2 + c\omega + d = 0 \qquad (۳)$$

که در آن ضرایب a,b,c,d به شعاع و ضریب سمتی وابسته هستند. قسمت موهومی ریشه های معادله پخش (۳)، آهنگ رشد ناپایداری را نشان می‌دهد. برای حل آن ابتدا $\Delta = 18\,abcd - ab^3d + b^2c^2 - 4ac^3 - 27a^2b^2$ را تشکیل می دهیم. سپس به بررسی $\Delta < 0$، در حالتی که دارای دو ریشه مختلط می باشد می‌پردازیم. حالتی که هر دو ریشه موهومی منفی باشد مد تند و اگر یکی منفی و دیگری مثبت باشد مد کند در نظر می‌گیریم. در بررسی و حل معادلات حاکم به روش اختلالی از روش عددی استفاده کردیم.

نتایج

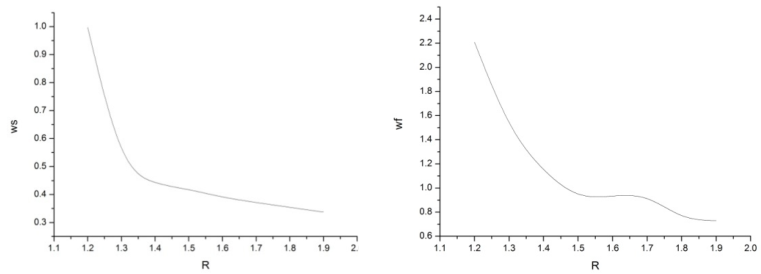
ما با این دیدگاه پیش رفتیم که ریختن کپه ها بر سطح قرص، پتانسیل قرص و چگالی سطحی آن را افزایش می دهد. بنابراین باعث کاهش پارامتر تومره و درنتیجه باعث ناپایداری گرانشی سیستم می شود. در زیر نمودارهایی را مشاهده می کنیم که بررسی آهنگ رشد ناپایداری در سیستم را نشان می دهد. در نمودارها σ، n و R به ترتیب بیانگر

ارتفاع ، پهنا و فاصله از مرکز قرص می باشند. ω_f نشان دهنده فرکانس مد تند و ω_s بیان کننده فرکانس مد کند است. ماکزیمم آهنگ رشد ناپایداری را براساس فاصله بین دو کپه در نمودار ۱ رسم کردیم. در این حالت پهنای کپه‌ها n=5 و نسبت ارتفاع کپه‌ها $\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = 5$ می‌باشد. با افزایش فاصله نسبی دو کپه آهنگ رشد افزایش می‌یابد و سیستم ناپایدارتر می‌شود. افزایش آهنگ رشد در مد تند بیشتر از مد آرام می‌باشد.



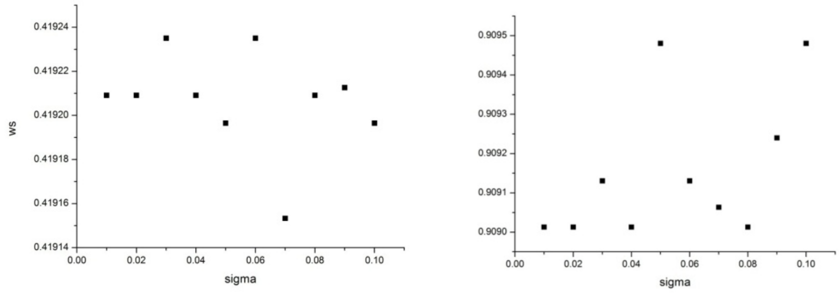
نمودار ۱: آهنگ رشد ناپایداری برحسب فاصله نسبی دو کپه از یکدیگر $(R_2 - R_1)$ در دو حالت مد تند ω_f و مد کند ω_s با در نظر گرفتن پهنای کپه $n = 5$ و نسبت ارتفاع دو کپه $\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = 5$

بطور مشابه برای یک تک کپه این کار را انجام دادیم که در نمودار ۲ ترسیم شده است. در این حالت پهنای کپه n=5 و ارتفاع کپه $\sigma = 0.05$ در نظر می‌گیریم و نمودار را برحسب فاصله از مرکز، رسم می‌کنیم. مشاهده می‌کنیم که هرچه به مرکز قرص نزدیک می‌شویم آهنگ رشد ناپایداری در سیستم افزایش می یابد.

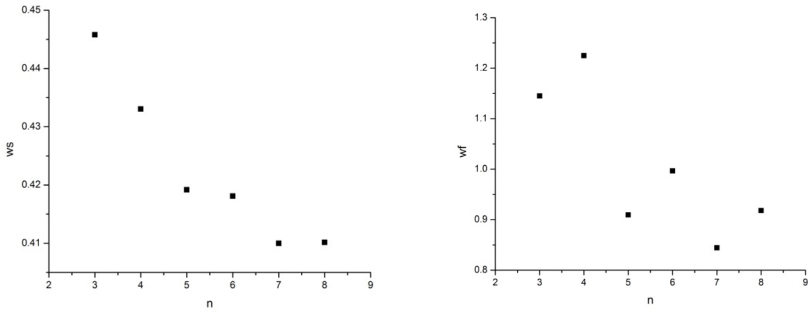


نمودار ۲: آهنگ رشد ناپایداری تک کپه برحسب فاصله از مرکز قرص R در دو حالت مد تند ω_f و مد کند ω_s با در نظر گرفتن پهنای کپه $n = 5$ و ارتفاع کپه $\sigma = 0.05$

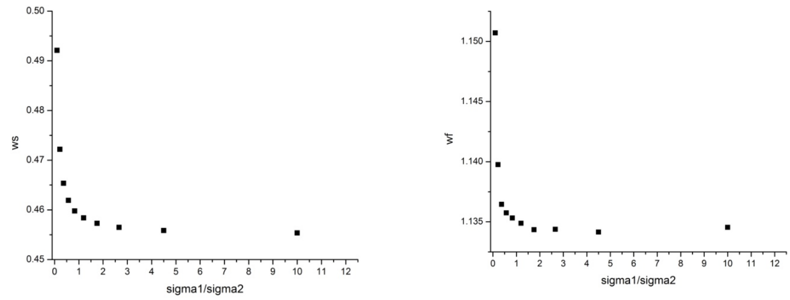
همینطور به بررسی ارتفاع و پهنای تک کپه ای و نسبت ارتفاع دو کپه‌ای پرداختیم که طبق نتایج نمودارهای ۳ تا ۵ مشاهده می‌کنیم تاثیر چندانی بر آهنگ رشد ناپایداری ندارند.



نمودار ۳: آهنگ رشد ناپایداری تک کپه برحسب ارتفاع کپه‌ها σ، در دو حالت مد تند ω_f و مد کند ω_s با در نظر گرفتن پهنای کپه n=5 و دامنه کپه $R_0 = 1.5$



نمودار ۴: آهنگ رشد ناپایداری تک کپه برحسب پهنای کپه‌ها n در دو حالت مد تند ω_F و مد کند ω_s با در نظر گرفتن ارتفاع کپه $\sigma = 0.05$ و دامنه کپه $R_0 = 1.5$



نمودار ۵: آهنگ رشد ناپایداری دو کپه برحسب نسبت ارتفاع دو کپه $\left(\frac{\sigma_1}{\sigma_2}\right)$ در دو حالت مد تند ω_F و مد کند ω_s با در نظر گرفتن پهنای دو کپه‌ها $n = 5$ و فاصله نسبی دو کپه $R_{02} - R_{01} = 0.5$

در نمودار۵ مد تند و مد کند نزولی می‌شود و این به معنی کم شدن فرکانس ناپایداری مد تند و کند می‌باشد. به عبارتی دیگر با افزایش ارتفاع یکی از کپه‌ها نسبت به دیگری، آهنگ رشد ناپایداری در مد تند و کند کاهش می‌یابد ولی این کاهش بسیار جزئی می‌باشد که در نهایت نتیجه می‌گیریم که افزایش نسبت ارتفاع دو کپه بر آهنگ رشد ناپایداری تأثیر چندانی ندارد.

مرجع‌ها

1. Hartmann, L. 2009, *Accretion Processes in Star Formation*, Cambridge University Press.
2. Li, Z.-Y., Banerjee, R., Pudritz, R. E., Jørgensen, J. K., Shang, H., Krasnopolsky, R., & Maury, A. 2014, *Protostars and Planets VI*, Henrik Beuther, Ralf S. Klessen, Cornelis P. Dullemond, and Thomas Henning , eds.,(Tucson: University of Arizona Press), **914**, 173.
3. Toomre, A. 1964, ApJ., **139**, 1217.
4. Gammie , F.F. 2001, ApJ., **553,** 174.
5. Abbassi, S. Nourbakhsh, E., & Shadmehri, M. 2013, ApJ, **765**, 96.
6. Basu, S., Vorobyov, E.I., & DeSouza, A.L. 2012, AIP Conference. , **1480**, 63.
7. Pirogov ,L.E., & Zinchenko, I.L. 2008, Astronomy Reports, **52**, 963.
8. Van Loo , S., Falle , A. E. G., & Hartquist, T.W. 2007, MNRAS, **376,** 779.
9. Nejad-Asghar, M. 2011, MNRAS, **414**, 470.
10. Nejad-Asghar,M.. 2010, MNRAS, **406**, 1253.
11. Binney J. , & Tremaine , S. 1987 , *Galactic Dynamics*, Princeton University Press.

نقش وشکسانی بر ناپایداری قرص های بر افزایشی مغناطیده

حقانی جویباری، احد[۱]خصالی، علیرضا[۱] خسروی،آذر[۱]

[۱]دانشگاه مازندران، دانشکده علوم پایه

چکیده

در بررسی های انجام شده روی ناپایداری قرص های برافزایشی مغناطیده بامیدان مغناطیسی قوی ، از حضور وشکسانی صرفنظر شده است. در این مقاله می خواهیم وشکسانی را به معادلات سیستم وارد کرده و تأثیر آن بر روی نا پایداری نرنست را مطالعه کنیم. بدین منظور معادلات مگنتو هیدرودینامیک را در حضور وشکسانی بازنویسی کرده و برای بررسی ناپایداری، تحلیل اختلالی موضعی و خطی را به کار بردیم. نهایتا با به دست آوردن معادله ی پاشندگی و حل عددی آن، آهنگ رشد اختلالات را به دست آوردیم. بررسی و تحلیل جواب های به دست آمده نشان داده است که حضور وشکسانی موجب افزایش ناپایداری نرنست می شود و میزان این افزایش به ویژگی های فیزیکی سیستم مثل نسبت فشار گاز به فشار مغناطیسی بستگی دارد. هم چنین بررسی ها نشان می دهد که میزان تأثیر در قرص های با وشکسانی کم بسیار ناچیز می باشد.

مقدمه

ناپایداری در فیزیک مسأله ای قابل توجه و مهم می باشد و پایه و اساس بسیاری از پدیده های فیزیکی بوده و می تواند علت شکل گیری بسیاری از اجرام آسمانی نیز به شمار آید. این ناپایداری ها در محیط های مختلف و در شکل های گوناگون در فضای میان ستاره ای وجود دارند. یکی از این محیط ها قرص های برافزایشی می باشد. قرص های برافزایشی شاره هایی وشکسان در حال چرخش می باشند که بر روی جسم مرکزی برافزایش می کنند. در این سیستم ها وشکسانی از نوع تلاطمی است ولی منشأ این تلاطم در ابتدا ناشناخته بود.در سال ۱۹۷۳ شاکورا و سانیو مدل آلفا را برای وشکسانی در قرص های برافزایشی ارائه دادند. در سال ۱۹۹۱ بالباس و هاولی با کشف ناپایداری مغناطیسی-چرخشی در قرص های برافزایشی نشان دادند که علت حضور وشکسانی تلاطمی در سیستم، این ناپایداری می باشد. اما ناپایداری های مغناطیسی- چرخشی در قرص های سرد که در جه ی یونش سیستم پایین است و در قرص های با میدان مغناطیسی قوی وجود ندارند[۱]. بنابراین دانشمندان به دنبال پیدا کردن ناپایداری دیگری برای توجیه حضور تلاطم که عامل تولید وشکسانی در این سیستم ها است می باشند. در سال های ۲۰۰۰ و ۲۰۰۱ بالباس نوع دیگری از ناپایداری را که ناپایداری مغناطیسی-گرمایی نامیده می شود در قرص های برافزایشی کشف کرد [۳،۲]. همچنین بالباس در سال ۲۰۰۴ تأثیر وشکسانی را روی ناپایداری های مغناطیسی-چرخشی بررسی کرد و نشان داد که در حضور وشکسانی نوع جدیدی از ناپایداری به وجود می آید که ناپایداری مغناطیسی-وشکسانی نام گرفت[۴]. در سال ۲۰۱۳ مونتانی به بررسی ناپایداری سیستم هایی با میدان مغناطیسی قوی پرداخت[۵]. او با در نظر گرفتن برخی از خواص پلاسما ها که در مطالعات قبلی چشم پوشی شده بود مانند ضریب نرنست، حضور ناپایداری جدیدی را در این دسته از قرص ها نشان داد که ناپایداری گرمایی- مغناطیسی(ناپایداری نرنست) نام گرفت. اثر نرنست، جریان سیال عمود بر یک گرادیان دمایی و یک میدان مغناطیسی است که این اثر ناشی از وابستگی فرکانس برخورد به سرعت می باشد و موجب انتقال گرما در راستای میدان مغناطیسی می شود. با حضور این پارامتر ناپایداری نرنست در سیستم به وجود می آید که، آهنگ رشد این ناپایداری نزدیک به ناپایداری مغناطیسی-چرخشی

است بنابراین می تواند جایگزین مناسبی برای ناپایداری مغناطیسی–چرخشی باشد. البته مونتانی از اثرات وشکسانی در محاسبات خود صرف نظر کرد. بنابراین در این مقاله سعی شده است تا تأثیرات وشکسانی بر روی ناپایداری سیستم، به خصوص ناپایداری گرمایی مغناطیسی بررسی شود. بدین منظور در بخش بعد معادلات اساسی سیستم در حضور وشکسانی شرح داده می شود.

معادلات اساسی

۱– معادله پیوستگی که در آن ρ و u به ترتیب چگالی و سرعت سیال هستند

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\nabla.(\rho u)=0 \qquad (۱)$$

۲– معادله تکانه زاویه ای در حضورمولفه ی شعاعی سمتی تانسور استرس وشکسان($t_{r\varphi}$)

$$\rho\left(\frac{\partial u_{\varphi}}{\partial t}+u_r\frac{\partial u_{\varphi}}{\partial r}+\frac{u_r u_{\varphi}}{r}\right)=\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}(r^2 t_{r\varphi}) \qquad (۲)$$

۳– معادله ی القا ی مغناطیسی که $\mathcal{N}$ ضریب نرنست است و برابر است با $\mathcal{N}=v_{ie}/\sqrt{2\pi}cm_e w_{Be}^2$ همچنین T دما و B میدان مغناطیسی می باشد. v_{ie} سرعت برخورد یون–الکترون و m_e جرم الکترون و w_{Be} فرکانس الکترون می باشد.

$$\frac{\partial B}{\partial t}=\nabla\times(\nabla\times B)-c\,\mathcal{N}\nabla\times(B\times\nabla T) \qquad (۳)$$

۴– معادله انرژی که $P_{tot}=P+P_m$ فشار کل و $q=\mathcal{N}TB\times J$ چگالی شار انرژی می باشد، J نیز جریان قرص است.

$$\frac{\partial P}{\partial t}=-\frac{5}{3}P_{tot}(\nabla.V)-\frac{2}{3}\nabla.q \qquad (۴)$$

به منظور بررسی ناپایداری این سیستم لازم است که تحلیل اختلالی را به کار ببریم در تحلیل اختلالی فرض می کنیم که کلیه ی کمیت ها به صورت کمیت های یک بخش غیرمختل شده به علاوه یک بخش مختل شده باشند یعنی به صورت $A=A_0+A_1$ که $A_1\ll A_0$. کمیت های با اندیس ۱ نشان دهنده ی بخش اختلالی و کمیت های با اندیس صفر نشان دهنده ی بخش غیر اختلالی می باشند. در بررسی هایی که انجام می دهیم، از ضخامت قرص و همچنین از وابستگی پارامتر ها به z صرف نظر می کنیم. میدان مغناطیسی اولیه به صورت $B_0=(0,0,B_{0z})$ و سرعت اولیه سیستم به صورت $V_0=(u_r,r\Omega_k,0)$ نشان می دهیم; که سرعت شعاعی در مقابل سرعت چرخشی بسیار ناچیز است و قابل صرف نظر کردن می باشد همچنین داریم $\Omega_{k}=\sqrt{\frac{GM}{r^3}}$ که سرعت کپلری قرص است. بعد از وارد نمودن کمیت مختل شده به سیستم معادلات اختلالی سیتم به ترتیب زیر به دست می آید

۱– معادله ی مختل شده ی پیوستگی

$$\partial_t\rho+\rho_0\nabla.v_1=0 \qquad (۵)$$

۲– معادله مختل شده ی تکانه

$$\rho_0\,\partial_t v_{r1}-2\rho_0\Omega_k v_{\varphi1}+\partial_r(P_1+P_1^m)=0 \qquad (۶)$$

$$\rho_0\,\partial_t v_{z1} + \partial_z(P_1 + P_1^m) = 0 \qquad (۷)$$

$$\rho_0\left(\partial_t u_{\varphi1} + \frac{1}{2}\Omega_k u_{r1}\right) = -\alpha\frac{\partial P_1}{\partial r} \qquad (۸)$$

که فشار مغناطیسی مختل شده را به صورت $P_1^m = B_0.B_1/4\pi$ نشان می دهیم همچنین ما می دانیم که $t_{r\varphi} = -\alpha P_{tot} = -\alpha(P + P_m) = -\alpha\left(1 + \frac{1}{\beta}\right)P$ است که $\beta = P/P_m$ بنابراین تانسور استرس وشکسان مختل شده برابر است با $t_{r\varphi1} = -\alpha(1 + \frac{1}{\beta})P_1$ که تغییرات α به صورت $0 < \alpha < 1$ می باشد.

۳- معادله ی القای مغناطیسی مختل شده

$$\partial_t B_{r1} = 0 \qquad (۹)$$

$$\partial_t B_{\varphi1} + \Omega_k B_{r1} = 0 \qquad (۱۰)$$

$$\partial_t B_{z1} + B_{0z}(\nabla.v_1 + c\mathcal{N}\nabla^2 T_1) = 0 \qquad (۱۱)$$

با استفاده از ساختار سرعت پلاسما، معادلات اویلری را برای دینامیک های اختلالی بصورت زیر می نویسیم.

۴- معادله ی ترمودینامیکی مختل شده ی قرص پلاسما

$$\partial_t P_1 + \frac{5}{3}P_0\nabla.v_1 + \frac{C}{6\pi}\mathcal{N}T_0B_0.\nabla^2 B_1 = 0 \qquad (۱۲)$$

که با استفاده از رابطه ی $T_0 + T_1 = \frac{P_0+P_1}{n_0+n_1}$ (که n چگالی عددی است) معادله ی (۱۲) را می توانیم به صورت زیر بنویسیم

$$\frac{3n_0}{2}\partial_t T_1 + p_0\nabla.v_1 + \frac{c}{4\pi}\mathcal{N}T_0B_0.\nabla^2 B_1 = 0 \qquad (۱۳)$$

در ادامه یک بردار جابجایی به صورت ξ_r در نظر می گیریم بنابراین می توان نوشت $\nabla.v_1 \cong \partial_r\,\partial_t\xi_r$ همچنین کمیت های اختلالی را برای پارامتر های مختلف به صورت $T_1 = T_1^* e^{i(kr-wt)}$، $\xi_r = \xi_r^* e^{i(kr-wt)}$ و $P_1 = P_1^* e^{i(kr-wt)}$ می نویسیم

بعد از وارد کردن کمیت اختلالی به فرم نمایی در روابط اختلالی بالا و تشکیل ماتریس ضرایب و به دست آوردن دترمینان این ماتریس نهایتا رابطه پاشندگی به دست می آید این معادله ی پاشندگی به صورت زیر است.

$$w^5 + w^3\left(\frac{4\Omega_N^2}{3\beta} - \Omega^2\right) + iw^2\left(\frac{4}{3}\Omega_N\Omega_A^2 - \frac{10}{3}\alpha\beta(1 + \frac{1}{\beta})\Omega_K\Omega_A^2\right) -$$
$$w(\frac{4\Omega_N^2}{3\beta}\left(\Omega^2 - \left(1 - \left(1 + \frac{\beta}{3}\right)\Omega_A^2\right) + \frac{8}{3}\alpha(1 + \frac{1}{\beta})\Omega_N\Omega_K\right) - \frac{8}{3}i\alpha(1 + \frac{1}{\beta})\Omega_k\Omega_N^2\Omega_A^2 = 0 \qquad (۱۴)$$

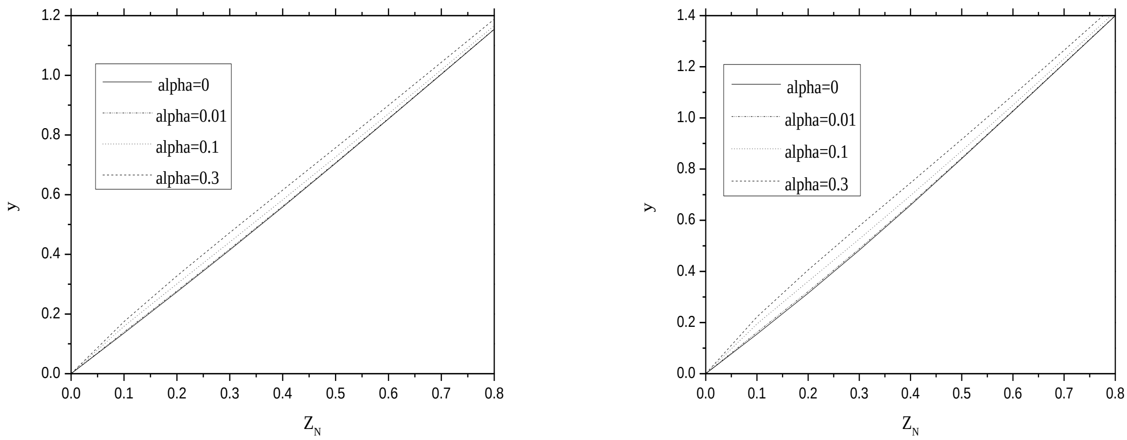
که در آن $\Omega_A \equiv kv_A$ و $v_A^2 = \frac{B_0^2}{4\pi\rho_0}$ است که v_A سرعت آلفن نام دارد. $\Omega_s = kv_s$ که v_s سرعت صوت است، $\Omega_N = -c\mathcal{N}k^2T_0$ ، $\Omega^2 = \Omega_k^2 + \Omega_s^2 + \Omega_A^2$ ، $\Omega_S^2 = \frac{5\beta\Omega_A^2}{6}$ و همچنین داریم $\Omega_k^2 < \Omega_s^2 + \Omega_A^2$. با استفاده از تغییر متغیر $y = w/i\Omega$ معادله ی (۱۴) را بی بعد می کنیم، بنابراین معادله ی پاشندگی برابراست با:

$$y^5+y^3\left(1-\frac{4Z_N^2}{3\beta}\right)+y^2\left(\frac{10}{3}\alpha\beta(1+\frac{1}{\beta})Z_kZ_A^2-\frac{4}{3}Z_NZ_A^2\right)-y\left(\frac{4Z_N^2}{3\beta}\left(1-\left(1+\frac{\beta}{3}\right)Z_A^2\right)+\frac{8}{3}\alpha\left(1+\frac{1}{\beta}\right)Z_kZ_NZ_A^2\right)-\frac{8}{3}\alpha(1+\frac{1}{\beta})Z_kZ_A^2Z_N^2=0 \quad (۱۵)$$

که $Z_{A,N,k}=\frac{\Omega_{A,N,k}}{\Omega}$ است. با توجه به معادله ی ۱۵ ، یک معادله درجه ۵ داریم که باید به صورت عددی حل شود.

نتیجه گیری

به روش عددی معادله ی پاشندگی بالا را حل کرده و ریشه های موهومی و حقیقی آن را بدست می آوریم. قسمت حقیقی جواب ها در صورتی که مثبت باشد بیانگرآهنگ رشد ناپایداری است. بنابراین ما تنها قسمت حقیقی و مثبت ریشه ها را رسم می کنیم. به منظور حل معادله و رسم نمودار، پارامتر: $Z_k=0.4$ و، $Z_A=\frac{6}{6+5\beta}$ در نظر گرفته شده اند. این معادله برای دو نسبت فشار گاز به فشار مغناطیسی یعنی $\beta=0.4$ و $\beta=0.6$.حل شده است که نمودار های آن به ترتیب در شکل ۱ و شکل ۲ آورده شده اند.



شکل ۱ آهنگ رشد ناپایداری براساس ضریب نرنست برای αمختلف. (سمت راست برای $\beta=0.4$ و سمت چپ برای $\beta=0.6$)

همانطور که در نمودار مشاهده می شود با افزایش وشکسانی در سیستم، ناپایداری نرنست سیستم افزایش می یابد. میزان این تاثیر در قرص های با فشار مغناطیسی بزرگتر برجسته تر می باشد

مرجع ها

1.Balbus, S.A., Hawley, J.F. (1991), "*Magnetorotational instability*", *Astrophysical Journal*, 376, 214

2. Balbus S.A. (2000)," *Stability, Instability, and "Backward" Transport in Stratified fluids*", *Astophysical Journal*, 534, 4

3. Balbus S.A. (2001), "*Convective and Rotational Stability of Dilute Plasma*", Astrophysical *Journal*, 562, 909

4. Balbus S.A. (2004), "*Viscous Shear Instability in Weakly Magnetized, Dilute Plasma*", *Astophysical Journal*, 616, 857

5. Montani G. (2013), "*Thermomagnetic instability of rotating magnetized Plasma disk*", *Solar and Stellar Astrophysics*, 1309, 3410

حل ژئودزیک سیاهچاله شوارتس‌شیلد ریسمان شده در ابعاد بالاتر

حق شناس مجتبی، صفاری رضا، سروش فر صاحب

گروه فیزیک، دانشگاه گیلان، رشت

چکیده

در این مقاله حرکت ژئودزیک ذرات در فضا زمان اطراف یک سیاهچاله شوارتس‌شیلد ریسمان شده در ابعاد بالاتر را بررسی می‌کنیم. ابعاد مورد نظر در این مقاله شامل هفت، نه و یازده بعد می‌باشند.برای بدست آوردن معادلات حرکت از روش اویلرلاگرانژ و همچنین برای حل تحلیلی معادلات ژئودزیک از توابع بیضوی وایرشتراس و ابربیضوی سیگمای کلائنیان استفاده گردیده.

مقدمه

مطالعه نسبیت عام در بالاتر از چهار بعد در سالهای اخیر مورد توجه بسیاری قرار گرفته‌است، هرچند که مطالعات در ابعاد بالا ریشه در سال‌ها قبل دارد. برای مثال در اوایل قرن ۱۹ دانشمندانی نظیر کالوزا و کلاین با مطالعه در ۵ بعد توانستند الکترومغناطیس و گرانش را به هم نزدیک کنند همان طور که امروز نظریه ریسمان برای منسجم و یک پارچه کردن تمامی برهمکنش‌های فیزیکی تلاش می کند و این امر نیز نیازمند توجه به ابعاد بالا دارد. هر چند که در مطالعه ابعاد بالا جایگزین های مشاهده پذیری برای درک بهتر مفاهیم این ابعاد در اختیار نداریم اما می‌شود با فشرده سازی در بعد های پایین تر تصویر خوبی از برهمکنش در ابعاد بالا بدست آورد. [۲و۱]

از دیگر دلایل علاقه و همچنین نیاز به مطالعه در ابعاد بالا مخصوصا در مورد سیاهچاله ها و ریسمان های کیهانی میتوان به موارد زیر اشاره کرد :

- اولین موفقیت در اندازه گیری و محاسبه ی آنتروپی یک سیاهچاله در ۵ بعد اتفاق افتاد. همین مثال ارزش مطالعه در ابعاد بالا را برای بررسی خواص میکروسکوپیک می‌رساند. [۳]
- تولید سیاهچاله های ابعاد بالا در برخورد های پیش رو با توجه به نظریه هایی که شامل ابعاد فوق بالا و ساختار گرانش Te-V هستند محتمل و قابل تصور می‌شود.[٤ و ۵]
- به عنوان یک موضوع ریاضی ، فضا زمان سیاهچاله از جمله مهمترین ابر رویه های لورنتز – ریچی در تمامی ابعاد می‌باشد.

معادله ژئودزیک سیاهچاله شوارتس‌شیلد ریسمان شده در ابعاد بالاتر و حل تحلیلی آن

می‌توان معادله ی ژئودزیک مربوطه را به شکل کلی زیر نمایش داد که در آن پارامتر d نشان دهنده تعداد بعد فضا-زمان مورد بررسی می‌باشد[٦و۷]

$$ds^2 = f(r)dt^2 - f(r)^{-1}dr^2 - r^2 d\Omega_{d-2}^2 + d\omega^2 \qquad (۱)$$

که در این معادله داریم $f(r)= 1-(\frac{r_s}{r})^{d-3}$، $r_s = 2M$، $d\Omega_1^2 = d\varphi^2$ و $d\Omega_{i+1}^2 = d\theta_i^2 + \sin^2\theta_i d\Omega_i^2$ که $i >= 1$ می‌باشد.

لاگرانژی یک ذره در فضا - زمان (۱) به صورت زیر است

$$l = \frac{1}{2} g_{\mu\upsilon}\frac{dx^{\mu}}{ds}\frac{dx^{\upsilon}}{ds} = \frac{1}{2}\,\varepsilon \qquad (۲)$$

مقدار ε برای ذرات جرم دار یک و برای نور برابر صفر است.همچنین به علت وجود تقارن کروی می توان محاسبات را در حالت خاص $\theta = \pi/2$ در نظرگرفت و نتایج بدست آمده را برای مناطق دیگر تعمیم داد.حال با استفاده از معادله ی لاگرانژ ثوابت حرکت (تکانه زاویه ای و انرژی) به صورت زیر بدست می آید

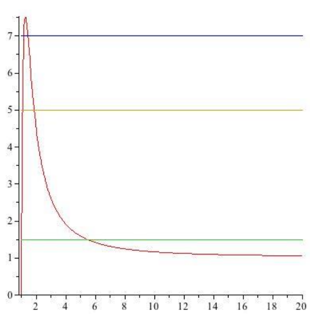
$$\frac{\partial l}{\partial \varphi} = L = r^2\frac{d\varphi}{ds} \qquad \frac{\partial l}{\partial \dot{t}} = E = -f(r)\dot{t} \qquad \frac{\partial l}{\partial \dot{\omega}} = \dot{\omega} = J\,z \qquad (۳)$$

با جاگذاری (۳) در معادله ی (۲) به معادله زیر می رسیم که توصیف خوبی از دینامیک حرکت ذره بدست می‌دهد.

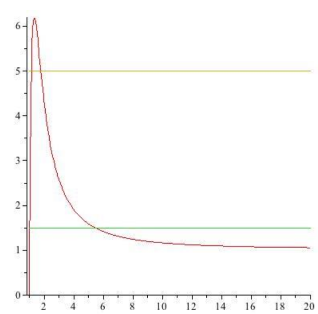
$$\left(\frac{dr}{ds}\right)^2 = E^2 - f(r)\left(\varepsilon + \frac{L^2}{r^2} + J^2\right) \qquad (٤)$$

همچنین با استفاده از معادله ی (٤) پتانسیل موثر به صورت زیر بدست می آید.

$$V_{eff} = \left(1 - \left(\frac{r_s}{r}\right)^{d-3}\right)\left(\frac{L^2}{r^2} + \varepsilon + J^2\right) \qquad (۵)$$



شکل ۱: پتانسیل موثر در ۹ بعد(L=0.07, J=0.15,µ=1.5)



شکل ۲ : پتانسیل موثر در ۷ بعد(L=0.07, J=0.15,µ=1.5)

با استفاده از روابط $\mu = E^2$ ، $\tilde{L} = \frac{r_s^2}{L^2}$، $\tilde{r}=\frac{r}{r_s}$ معادله (٤) را بدون بعد می‌کنیم و همچنین با توجه به معادلات (۳)و (٤) و کمی ساده سازی به رابطه ی زیر خواهیم رسید

$$\left(\frac{d\tilde{r}}{d\varphi}\right)^2 = \left(\tilde{L}\mu - \tilde{L}\varepsilon - \tilde{L}J^2\right)\tilde{r}^4 - \tilde{r}^2 + \left(\tilde{L}\varepsilon + \tilde{L}J^2\right)\tilde{r}^{7-d} + \tilde{r}^{5-d} \qquad (٦)$$

می توان پس از تغییر متغیر $u=\frac{1}{\tilde{r}^2}$ تمامی روابط مربوط به ابعاد مورد نظر را در جدول(۱) مرتب نمود

نوع جواب معادله	معادله ی حرکت	تعداد بعد
توابع بیضوی وایراشتراس	$\left(\frac{du}{d\varphi}\right)^2 = 4u[(\tilde{L}\mu - \tilde{L}\varepsilon - \tilde{L}J^2) + (\tilde{L}\varepsilon + \tilde{L}J^2 - 1)u + u^2] = 4P(3)$	d=5
توابع بیضوی وایراشتراس	$\left(\frac{du}{d\varphi}\right)^2 = 4u[(\tilde{L}\mu - \tilde{L}\varepsilon - \tilde{L}J^2) - u + (\tilde{L}\varepsilon + \tilde{L}J^2)u^2 + u^3] = 4P(4)$	d=7
تابع سیگمای ابربیضوی کلانیان	$\left(\frac{du}{d\varphi}\right)^2 = 4u[(\tilde{L}\mu - \tilde{L}\varepsilon - \tilde{L}J^2) - u + (\tilde{L}\varepsilon + \tilde{L}J^2)u^3 + u^4] = 4P(5)$	d=9
تابع سیگمای ابربیضوی کلانیان	$\left(\frac{du}{d\varphi}\right)^2 = 4u\left[(\tilde{L}\mu - \tilde{L}\varepsilon - \tilde{L}J^2) - u + (\tilde{L}\varepsilon + \tilde{L}J^2)u^4 + u^5\right] = 4P(6)$	d=11

جدول(۱): معادلات ژئودزیک فضا – زمان شوارتس‌شیلد ریسمان شده در ابعاد بالاتر

حل تحلیلی معادلات ژئودزیک

معادله حرکت در ۷ بعد یک چند جمله ای درجه ٤ است($P(4) = \sum_{i=0}^{4} a_i u^i$) که با تغییر $u = \frac{1}{\xi} + u_R$، که در آن u_R یکی از صفرهای $P(4)$ است، به چند جمله ای درجه ۳، ($\acute{P}(3) = \sum_{i=0}^{3} b_i \xi^i$) تبدیل و با جانشینی $\xi = \frac{1}{b_3}\left(4y - \frac{b_2}{3}\right)$، (که درآن $b_j = \frac{1}{(4-j)!}\frac{d^{(4-j)}R}{du^{(4-j)}}(u_R)$)، به شکل وایرشتراس زیر تبدیل می شود

$$\left(\frac{dy}{d\varphi}\right)^2 = 4y^3 - g_2 y - g_3 = p_3(y) \qquad (۷)$$

که در اینجا g_2 و g_3، ناورداهای وایرشتراس به صورت زیر می باشند

$$g_2 = \frac{1}{16}\left(\frac{4}{3}{b_2}^2 - 4b_1b_3\right)\ ,\ g_3 = \frac{1}{16}\left(\frac{1}{3}b_1b_2b_3 - \frac{2}{27}{b_2}^3 - b_0{b_3}^2\right) \qquad (۸)$$

معادله دیفرانسیل (۷) از نوع بیضوی است و بر حسب توابع وایرشتراش حل شده است[۸] و [۹]

$$y(\varphi) = \wp(\varphi - \varphi_{in}; g_2; g_3) \qquad (۹)$$

که در آن $\varphi_0 = \frac{1}{4}\left(\frac{b_3}{u_0 - u_R} + \frac{b_2}{3}\right)$, $\varphi_{in} = \varphi_0 + \int_{y_0}^{\infty}\frac{dy}{\sqrt{4y^3 - g_2 y - g_3}}$. حل معادله حرکت به صورت زیر می باشد

$$u(\varphi) = \frac{b_3}{4\wp(\varphi - \varphi_{in}; g_2; g_3) - \frac{b_2}{3}} + u_R \qquad (۱۰)$$

اما برای ۹ بعد، معادله حرکت به یک معادله درجه پنج تبدیل می شود حل این معادله به صورت زیر می باشد

$$u(\varphi) = -\frac{\sigma_1}{\sigma_2}(\varphi_\sigma) \qquad (۱۱)$$

در اینجا σ_i، مشتق مرتبه i ام تابع سیگمای کلاینیان زیر می باشد

$$\sigma(z) = Ce^{z^t kz}\theta[g,h](2\omega^{-1}z;\tau) \quad (۱۲)$$

C مقداری ثابت، $g,h \in \frac{1}{2}\mathbb{Z}^g$ ($\frac{1}{2}\mathbb{Z}^g$ مجموعه کاملی از بردارهای g بعدی صحیح یا نیمه صحیح است)، $\tau = \omega^{-1}\acute{\omega}$، ماتریس متقارن ریمانی و ماتریس $k = \eta\,(2\omega)^{-1}$ که ω ماتریس دوره ای و η ماتریس دوره ای نوع دوم است. θ تابع ریمانی با مشخصه $[g,h]$ به صورت زیر است[۱۰]و [۱۱].

$$\theta[g;h](z;\tau) = \sum_{m\in\mathbb{Z}^g} e^{i\pi(m+g)^t(\tau(m+g)+2z+2h)} \quad (۱۳)$$

بنابراین حل تحلیلی معادله (۱۳) برای ژئودزی های زمان گونه به صورت زیر است

$$\tilde{r}(\varphi) = -\frac{\sigma_2}{\sigma_1}(\varphi_\sigma) \quad (۱٤)$$

نتیجه‌گیری

در این مقاله ژئودزیک فضا زمان یک سیاهچاله شوارتس‌شیلد ریسمان شده در ابعاد بالاتر مورد بررسی قرار گرفت و از طریق روش اویلر لاگرانژ معادله ی حرکت و پتانسیل موثر محاسبه و رسم شد و همچنین با استفاده از تابع بیضوی وایرشتراس و همچنین تابع ابر بیضوی سیگمای کلانیان معادلات حرکت به صورت تحلیلی حل گردید.از همین روش می‌توان برای بررسی فضا زمان‌های دوسیته، آنتی‌دوسیته و همچنین رایسنرنوردستروم در ابعاد بالاتر نیز استفاده نمود. نتایج حاصل از این مقاله می‌تواند کاربرد خوبی برای نتایج تجربی باشد.

مرجع‌ها

1. Stromilger, A., and vafa, c., phys. Lett . B,379,99-104 (1996)

2. Cavaglia, M., Int.J.Mod.phys.A,18,1843-1882 (2003)

3. Kanti,P.,Int.J.Mod.phys.A,19,4899 (2004)

4. N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G.Dvali,phys.Lett. B429, 263 (1998)

5. L.Randall and R.Sundrum,phys.rev.Lett.83,(1999)3370;L.Randall and R.sundrum, phys.rev.Lett.83,4690 (1999)

6.E.Hackmann, V.Kagramanova, J.Kunz, and C.Lammerzahl, phys. Rev. D 78,124018 (2008)

7. S.Grunau, B.Khamesra,phys. Rev.D 87,124019 (2013)

8. E.Hackmann and C.Lammerzahl, phys.Rev.D78,024035 (2008)

9. M.Abramowitzand I.E.Stegun,Handbook of Mathematical Functions (Dover Publications(1968))

10. E.Hackmann and C.Lammerzahl, phys.Rev.D 78,024035 (2008)

11.V.Z.Enolski, E.Hackmann,V.Kagrammanova,J.Kuntand,C.Lammerzahl.phys.61,899 (2011)

تحول دینامیکی سیستم‌های خوشه‌های کروی

حقی، حسین ماهانی، حمیدرضا صفایی، قاسم ابراهیمی، حمید
دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه، زنجان ، ایران

چکیده

در این مقاله به بررسی نتایج محاسبات عددی تحول سیستم‌های متشکل از خوشه‌های ستاره‌ای کروی کهکشان می‌پردازیم. در ابتدا توزیع مناسب اولیه‌ای برای کمیت‌های فیزیکی جرم، شعاع نیمه جرم و فاصله از مرکز کهکشان خوشه‌ها در نظر می‌گیریم. به کمک روابط استخراج شده از پژوهش‌های قبلی که شامل تحول جرم و اندازه خوشه‌ها بر حسب زمان است، این خوشه‌ها را متحول می‌کنیم. نتایج نشان می‌دهد که روابط تحولی به کار رفته باعث انحلال تعدادی از خوشه‌ها شده و جرم هر خوشه به تدریج کاهش و اندازه آن افزایش می‌یابد. در نهایت نتایج محاسبات با نتایج مشاهداتی در کاتالوگ هریس مقایسه می‌شود.

مقدمه

خوشه‌های کروی در یک کهکشان از بدو تولدشان تا زمان حاضر که حدود ۱۳ گیگا سال از عمر آن می‌گذرد، متحول می‌شوند. به طور واضحی کمیت‌های فیزیکی خوشه‌ها، همچون جرم و اندازه و فواصلشان در کهکشان در طی این تحول تغییر می‌کند. عوامل موثر در این تغییرات، تحول ستارگان داخل این خوشه‌ها، واهلش دو جسمی و میدان کشندی خارجی است. بامگارت و ماکینو (۲۰۰۳) با روش N-body تحول خوشه‌ها را در یک میدان کشندی خارجی بررسی کردند. آنها با در نظر گرفتن توزیع جرم اولیه کروپا[1]ی یکسان برای تمامی خوشه‌ها و با تغییر تعداد ستارگان، نوع مدار، فاصله از مرکز کهکشان و پروفایل چگالی کینگِ[2] متفاوت برای خوشه‌ها، توانستند رابطه‌ای تناسبی برای زمان انحلال بر حسب زمان واهلش دو جسمی با ضرایب و توان‌های مناسب بیابند. آنها رابطه‌ای نیز برای تحول جرم بر حسب زمان یافتند و نشان دادند که ۵۳ تا ٦۷ درصد تمام خوشه‌های کروی در کهکشان در زمان هابل بعدی نابود می شوند [۱]. مارک گیلس و همکاران (۲۰۱۰) با شبیه سازی N-body و با فرض اینکه خوشه‌ها به دلیل تحول ستاره‌ای و برهم کنش قوی ستارگان دوتایی، جرم از دست می‌دهند، به بررسی رابطه جرم و شعاع نیمه جرم سیستم‌های ستاره‌ای داغ پرداختند و رابطه مناسبی برای تحول شعاع نیمه جرم بر حسب زمان ارائه دادند. آنها نتیجه گرفتند که ویژگی‌های حال حاضر عالم نشان می‌دهد، تمام سیستم‌های داغ ستاره‌ای از رابطه جرم–شعاع یکسانی پیروی می‌کنند و ستارگانی که در یک زمان هابلی تحول ستاره‌ای و دینامیکی دارند، از این رابطه پیروی نمی‌کنند [۲]. شین جیهای و همکاران (۲۰۱۳)، ۱۱۵۲ مدل مختلف از خوشه‌های کروی با توزیع‌های متفاوت جرم، اندازه و فاصله از مرکز کهکشان را که هر کدام پارامترهای مختلفی داشتند را در نظر گرفتند. آنها با روش فوکر–پلانک[3] این مدل‌ها را متحول کردند و با برازش مناسب، بهترین توزیع اولیه‌ها را برای هر مدل با ذکر مقدار پارامترهایشان بدست آوردند. آنها نتیجه گرفتند که خوشه‌های کروی اولیه، بزرگتر از خوشه‌های حال حاضر بودند و خوشه‌های بزرگ اولیه به دلیل کشند کهکشانی کوچک شده و در عوض خوشه‌های اولیه کوچک به دلیل واهلش دو جسمی ابتدا منبسط و سپس به دلیل کشند کهکشانی کوچکتر می‌شوند [۳]. در این مقاله، ما ابتدا توزیع‌های مناسب اولیه و روابط تحولی را بیان کرده و سپس به ذکر نتایج می‌پردازیم.

توزیع‌های اولیه برای کمیت‌های فیزیکی خوشه‌ها

ما سه توزیع اولیه مناسب را برای جرم، اندازه خوشه و فاصله از مرکز کهکشان در نظر می‌گیریم. جرم‌های اولیه در نظر گرفته شده برای خوشه‌ها، ۱۱ مقدار بین بازه $10^{3.5}M_\odot$ تا $10^7 M_\odot$ است که به صورت رابطه زیر توزیع می‌شوند:

---
[1] Kroupa
[2] King
[3] Fokker-Planck

$$dN/dM \propto M^{-\alpha}\exp(-M/M_s) \quad (1)$$

که در آن M_s و α پارامترهای آزاد این توزیعند که شـــین جیهای و همکاران (۲۰۱۳) از بهترین برازش مقادیر $\alpha = 0.06$ و $log(M_s/M_\odot) = 5.8$ را برای آن بیان کردند [۳]. برای توزیع فاصـــله از مرکز کهکشـــانِ خوشـــه‌ها از تابع توزیع زیر اســـتفاده می‌کنیم:

$$dN/dR_G \propto 4\pi R_G^2/[1 + (R_G/R_s)^\beta] \quad (2)$$

که در آن $R_s = 1.6\ kpc$ و $\beta = 4.4$ اســـت و R_G می‌تواند مقادیر ۰ تا ۱۰۰ کیلوپارســـک داشـــته باشـــد. برای توزیع اندازه خوشه‌ها از تابع توزیع گاوسی استفاده می‌کنیم که مرکز آن در $r_{h,c} = 6.4\ pc$ و پهنای آن $\sigma_{r_h} = 2.7\ pc$ است و شعاع نیمه جرم ۱۱ مقدار بین بازه $10^{-0.5}pc$ تا $10^{1.5}pc$ است [۳].

روابط تحول جرم و شعاع نیمه جرم

بامگارت و ماکینو (۲۰۰۳) معادله تحول جرم قبل از زمان انحلال را بر حسب زمان به کمک شبیه سازی *N-body* به صورت زیر ارائه دادند:

$$M(T) = 0.7M_0(1 - T/T_{diss}) \quad (3)$$

که در آن M_0 جرم اولیه هر خوشه و T_{diss} زمان انحلال خوشه است و از رابطه زیر بدست می‌آید:

$$\frac{T_{diss}}{Myr} = \beta' \left[\frac{N}{\ln(\gamma N)}\right]^x \left[\frac{R_G}{\text{kpc}}\right] \left[\frac{V_G}{220\text{kms}^{-1}}\right]^{-1} \quad (4)$$

که در آن $\beta' = 1.91$، $x = 0.75$ و $\gamma = 0.02$ (لگاریتم کولنی) اســـت. V_G ســـرعت خوشـــه حول مرکز کهکشـــان اســـت که در محاسبات ما مقدار ثابت $V_G = 220\ kms^{-1}$ برای آن در نظر گرفته شده است [۱]. برای تحول شعاع نیمه جرم بر حسب زمان هم از رابطه زیر استفاده می‌کنیم:

$$r_h = r_{h0}\left[\left(\frac{T}{T_*}\right)^{2\delta} + \left(\frac{\chi_T T}{T_{rh0}}\right)^{4/3}\right]^{1/2} \quad (5)$$

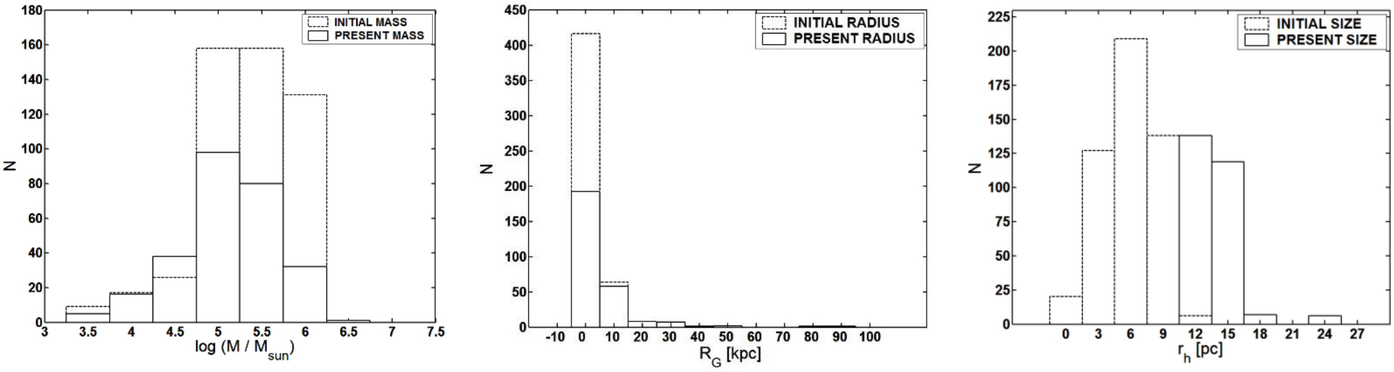
که در آن $\chi_T \approx 3(T/T_*)^{-0.3}$ است. r_{h0} شعاع نیمه جرم اولیه هر خوشه و $\delta \approx 0.07$ است [۲]. T_{rh0}، زمان واهلش اولیه، نیز از رابطه زیر محاسبه می‌شود:

$$T_{rh0} = 0.138\frac{M_0^{1/2}{r_{h0}}^{3/2}}{\overline{m}^{1/2}G^{1/2}\ln(\gamma N)} \quad (6)$$

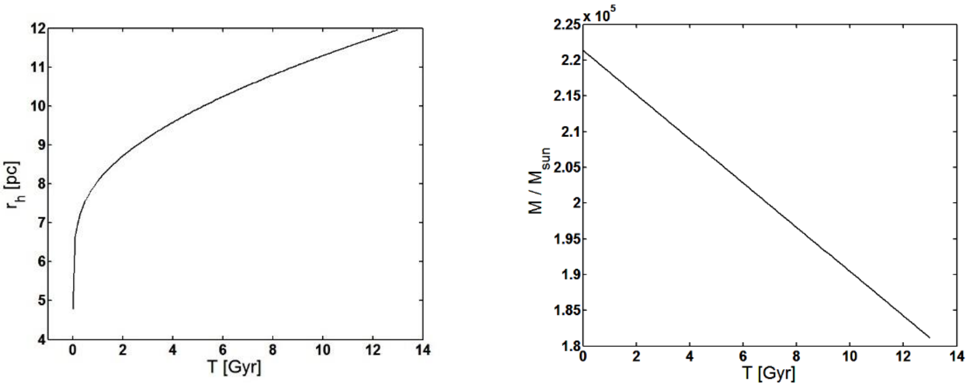
که در آن $\overline{m}$ جرم متوسط ستاره‌های خوشه است که برابر با $0.6M_\odot$ در نظر گرفته شده است [۱]. در محاسبات در صورتی که جرم متحول شده به ۰/۰۱ جرم اولیه برسد، از خوشه خارج می شود و در صورتی که جرم هر خوشه به صفر می‌رسد، شعاع نیمه جرم هم به صـــورت خودکار صـــفر لحاظ می‌شـــود. تحول نهایی هر کمیت در ۱۳ گیگا ســـال (عمر تقریبی عالم) در نظر گرفته شـــده است.

نتایج و بحث

در شکل ۱ توزیع اولیه سه کمیت جرم، شعاع نیمه جرم و فاصله از مرکز کهکشان برای ۵۰۰ خوشه دیده می شود. نمودار سمت چپ نشان می‌دهد که به مرور زمان توزیع جرم خوشه‌ها در اکثر بازه‌ها کم شده است، ولی شکل تابع توزیع اولیه تا حد زیادی به صورت اولیه‌اش باقی مانده است. تعداد خوشه‌های سنگین‌تر در توزیع نهایی بسیار کمتر از تعداد خوشه‌های سبک‌تر شده است، طوری که در چند بازه اولیه از جرم‌ها تعداد خوشه‌ها یا برابر با توزیع اولیه یا حتی بیشتر از توزیع اولیه است. نمودار سمت راست نمودار تحول اندازه خوشه‌هاست. توزیع مقادیر اولیه بین ۰ تا ۱۲ پارسک است، در حالی که توزیع مقادیر نهایی به بازه تقریبی ۱۱ تا فاصله شعایی از مرکز کهکشان نمایش داده شده است. چون رابطه‌ای برای تحول فاصله شعایی در محاسبات وجود ندارد، لذا تغییر



شکل ۱: مقایسه توزیع اولیه ۵۰۰ خوشه (در بدو تولد) و کنونی سه کمیت فیزیکی خوشه‌ها در کهکشان، جرم (نمودار سمت چپ)، فاصله از مرکز کهکشان (نمودار وسط) و اندازه یا شعاع نیمه جرم (نمودار سمت راست). خطوط خط چین توزیع اولیه هر کمیت و خطوط پُر، توزیع کنونی هر کمیت هستند.



شکل ۲: نمودار تحول یک خوشه نمونه از میان ۲۹۰ خوشه بر حسب زمان. نمودار سمت راست، تحول جرم خوشه و نمودار سمت چپ، تحول شعاع نیمه جرم خوشه نمونه را نشان می‌دهد.

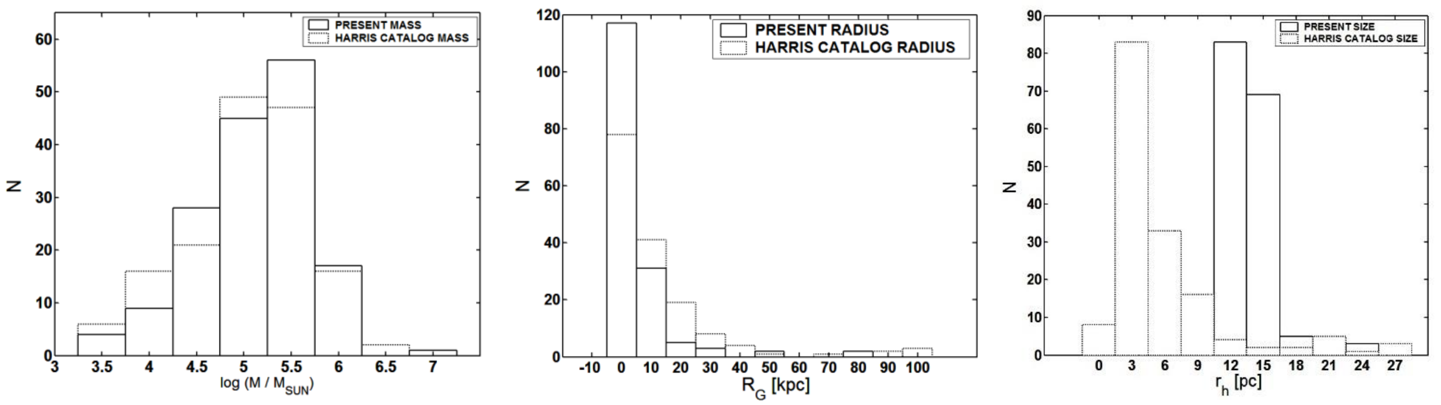
توزیع فا صله (نمودارو سط) فقط نا شی از انحلال تعدادی از خو شه‌ها ا ست. از این شکل معلوم می شود که خو شه‌های نزدیک به مرکز کهکشان بیشتر منحل شده‌اند و خوشه‌هایی با فواصل تقریبی ۱۰ کیلوپارسک و بیشتر، دست نخورده باقی مانده‌اند.

شکل ۲ تحول یک خو شه نمونه از میان ۲۹۰ خو شه را نـ شان می‌دهد. نمودار سمت را ست تحول یک خو شه نمونه را نـ شان می‌دهد که جرمش به صورت خطی کاهش می‌یابد که طبق رابطه (۳) طبیعی ا ست. این خو شه که جزء خو شه‌هایی با جرم متو سط ($10^{5.5} M_{\odot}$) ا ست، در یک زمان هابلی، ۱۸ در صد از جرم خود را از د ست داده ا ست. نمودار سمت را ست نمودار تحول اندازه همان خوشه است که اندازه آن در بین خوشه‌ها متوسط است و در یک زمان هابلی اندازه‌اش تقریباً دو و نیم برابر می‌شود. نرخ رشد اندازه خوشه در بدو تولدش ناگهان زیاد شده ولی سپس به آرامی افزایش می‌یابد. فاصله این خوشه نمونه از مرکز کهکشان ۱۰/۷۰ کیلوپارسک است که از خوشه‌های نسبتاً دور از مرکز کهکشان است و لذا جرم زیادی از دست نداده است.

در جدول ۱ تعدادی از کمیت‌های فیزیکی مشخصه ۵ خوشه نمونه را که از میان ۵۰۰ خوشه انتخاب شده‌اند، می‌بینیم. خوشه‌ها به ترتیب فاصله آنها از مرکز در جدول لیست شده‌اند. خوشه ردیف اول با وجود جرم زیاد، چون فاصله بسیار کمی از مرکز کهکشان دارد، زودتر از ٤ تای دیگر منحل می شود. در عوض خوشه ردیف دوم جرم سنگین‌تری دارد و فاصله‌اش از مرکز بیشتر ا ست، لذا زمان انحلالش ۵ برابر بیشتر از خوشه اول است. خوشه ردیف سوم هم جرم مساوی با خوشه اول دارد، ولی به دلیل دور بودنش از مرکز، دیرتر منحل می شود. خو شه ردیف چهار، ۰/٤ جرم خو شه سوم و فا صله اش از مرکز ۲ برابر بیشتر از آن ا ست، ولی زمان انحلالی مساوی با خوشه سوم دارد. خوشه آخر با وجود فاصله دورش از مرکز، دارای جرم بسیار کم است. بنابراین جزء خوشه‌هایی ا ست که منحل شده‌اند. زمان انحلال هر ۵ خو شه بیشتر از زمان واهلش آنها ا ست که البته برای تمام ۵۰۰ خو شه مورد برر سی هم برقرار است که نشان می‌دهد، خوشه‌های مورد مطالعه سیستم‌های برخوردی هستند.

جدول ۱: مقادیر فیزیکی چند خوشه که منحل شده‌اند. تعداد کل خوشه‌های اولیه ۵۰۰ است.

$T_{rh0}(Gyr)$	$T_{diss}\,(Gyr)$	$r_{h0}\,(pc)$	$M_0\,(M_\odot)$	$R_G(kpc)$
0.58	2.60	3.16	1.58×10^5	0.57
1.51	10.66	5.01	3.16×10^5	1.52
1.16	12.22	5.01	1.58×10^5	2.76
0.42	12.09	3.16	63096	4.97
0.05	6.63	1.26	12589	7.68



شکل ۳: مقایسه توزیع کمیت‌های فیزیکی کنونی خوشه‌ها در محاسبات پژوهش حاضر و توزیع کمیت‌های فیزیکی مشاهداتی استخراج شده از کاتالوگ هریس. جرم (نمودار سمت چپ)، فاصله از مرکز کهکشان (نمودار وسط) و اندازه یا شعاع نیمه جرم (نمودار سمت راست). خطوط خط‌چین توزیع مشاهداتی و خطوط پُر توزیع کنونی بدست آمده در محاسبات حاضر برای هر کمیت هستند. تعداد خوشه‌های اولیه ۲۹۰ است.

در شکل ۳، توزیع سه کمیت جرم، اندازه و فاصله از مرکزِ خوشه‌های متحول شده بر اساس نتایج پژوهش حاضر با نتایج مشاهداتی موجود در کاتالوگ هریس (نسخه ۲۰۱۰) مقایسه شده است [٤]. برای مقایسه، ۲۹۰ خوشه اولیه در محاسبات حاضر در نظر گرفته شده است. دلیل این انتخاب این است که از این ۲۹۰ خوشه، فقط ۱٦۰ خوشه در انتها باقی می‌ماند و بقیه منحل شده‌اند. این تعداد خوشه تقریباً برابر با تعداد خوشه‌های مشاهداتی در کاتالوگ هریس است. نمودار سمت چپ، مقایسه جرم‌های متحول شده در محاسبات با جرم‌های موجود در کاتالوگ است. توزیع محاسبات این مقاله بسیار شبیه توزیع جرم مشاهداتی است. در حدود جرمهای $10^{5.5}M_\odot$ تعداد خوشه‌های باقی مانده در محاسبات، کمی بیشتر از مشاهده و برعکس در بازه های اولیه بین $10^{3.5}M_\odot$ تا $10^4M_\odot$ تعداد خوشه‌های مشاهداتی کمی بیشتر از تعداد خوشه‌های محاسبات است. نمودار سمت چپ که اندازه خوشه‌های متحول شده با مقادیر مشاهداتیِ اندازه خوشه‌ها مقایسه شده، نشان می‌دهد که مدل محاسباتی حاضر شعاع نیمه جرم‌های بزرگتری را نسبت به مشاهده پیش‌بینی می‌کند. در نمودار وسط هم فواصل شعاعی از مرکز کهکشان بین مشاهده و محاسبه مقایسه شده‌اند. در بازه ۰ تا ۵ کیلوپارسک، تعداد خوشه باقی مانده در انتهای محاسبه بیشتر از مقدار مشاهداتی است و در بازه ۵ تا ۲۵ کیلوپارسک تعداد خوشه‌های مشاهداتی کمی بیش از محاسبات حاضر است. لذا نتایج مشاهداتی تعداد خوشه دورتر از مرکز کهکشانِ بیشتری را به نسبت محاسبات نشان می‌دهد.

مراجع

[1] Baumgardt, H., Makino, J., 2003, *MNRAS*, **340**, 227.
[2] Gieles, M., Baumgardt, H., Heggie D. C., Larmers H. J. G. L. M., 2010, *MNRAS*, **408**, L16.
[3] Shin, J., Kim S. S., Yeon S. -J., Kim J., 2013, *ApJ*, **762**, 135.
[4] Catalog of Parameters for Milky Way Globular Clusters: The Database, <http://www.physics.mcmaster.ca/Globular.html>.

تأثیر فلزیت بر طول عمر فاز رشته‌ی اصلی ستارگان

کاظم حیدری ویری[۱]، حسین حقی[۲]
[۱] *مؤسسه آموزش عالی صوفی رازی*
[۲] *دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان*

چکیده

زندگی در رشته‌ی اصلی مرحله‌ای از تحول ستاره‌ای است که در آن تنها منبع انرژی ستاره، انرژی حاصل از سوختن هیدروژن در هسته است. طول عمر ستاره در رشته‌ی اصلی به وسیله‌ی جرم آن مشخص می‌گردد. در این مرحله ستاره در تعادل پایدار قرار می‌گیرد، و ساختار آن به دلیل تغییر تدریجی در ترکیب شیمیایی ناشی از واکنش‌های هسته‌ای تغییر می‌یابد. یکی از عوامل مهم در تحول ستارگان، ترکیب شیمیایی آن‌ها است. در این پژوهش، مدت زمانی که هر ستاره در فاز رشته‌ی اصلی باقی می‌ماند، که معادل پایان هیدروژن‌سوزی در هسته است، را برای ستارگانی با جرم‌ها و فلزیت‌های مختلف با استفاده از داده‌های پایگاه پادووا بررسی شده است.

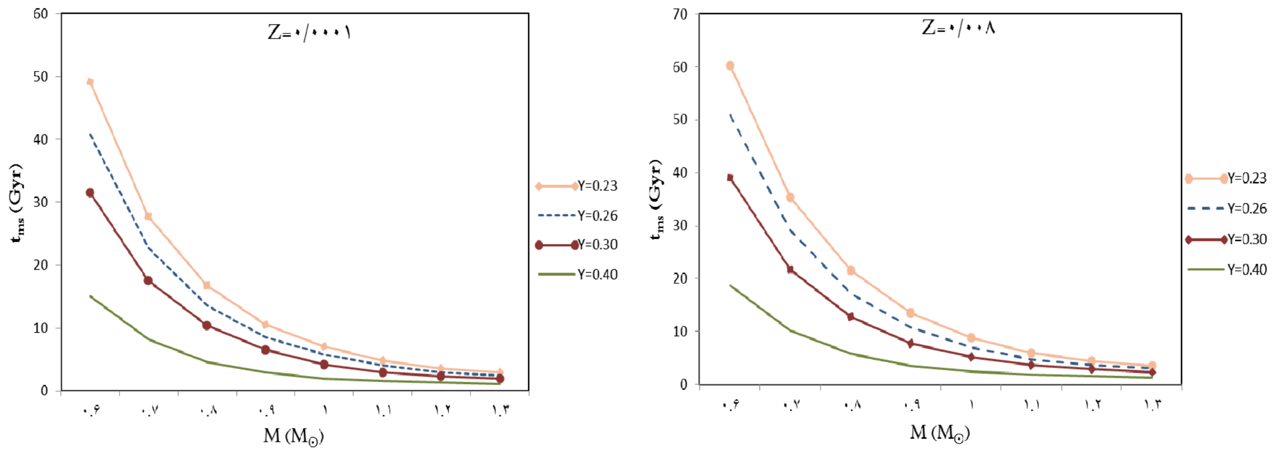
مقدمه

در سیر تکاملی ستاره مقدار جرم آن بسیار مهم است. هر چه جرم ستاره کمتر باشد، مدت زمان بیشتری را در رشته‌ی اصلی می‌ماند. ستاره‌های با جرم کمتر از $0.5\ M_\odot$ به مرحله‌ی پسا رشته‌ی اصلی نمی‌رسند، اما ستارگان با جرم بیشتر از $0.8\ M_\odot$ فازهای تکاملی پس از رشته‌ی اصلی را نیز طی می‌کنند. هرچه پتانسیل شیمیایی در ستاره زیاد باشد ستاره منقبض، داغ و پرنورتر می‌شود و به سمت چپ رشته‌ی اصلی که ستارگان با فراوانی هلیوم در حال افزایش قرار دارند سوق پیدا می‌کند. یکی از عوامل مهم در تحول ستارگان، ترکیب شیمیایی آن‌ها است. از روی طیف‌های ستاره‌ای و خطوط جذبی در طول‌موج‌های ستاره، خطوط مربوط به هیدروژن، هلیوم و بسیاری از عناصر سنگین دیگر مانند کربن، نیتروژن، اکسیژن، آهن و ... مشاهده شده است. که از نظر جرمی، هیدروژن ۷۲٪، هلیوم ۲۵٪ و مجموع بقیه‌ی عناصر تقریباً ۳٪ جرم ستاره را تشکیل می‌دهند. با توجه به مقدار بسیار کم عناصر سنگین، ولی وجود آن‌ها از نظر طبقه‌بندی دمایی داخل ستاره بسیار مهم است. به طور کلی عناصر غیر از هیدروژن و هلیوم در ستاره را فلزیت می‌گویند. فلزیت یک جرم نجومی می‌تواند نشان‌دهنده‌ی عمر آن هم باشد. براساس نظریه‌ی انفجار بزرگ، زمانی که جهان اولیه شکل گرفته تقریباً به طور کامل شامل هیدروژن بوده است که با تجزیه‌ی هسته‌ی اولیه یک نسبت قابل توجهی از هلیوم و مقدار بسیار کمی لیتیم و بریلیم تشکیل شده است و عناصر سنگین‌تر وجود نداشته‌اند. در نتیجه فلزیت ستاره‌های قدیمی‌تر کمتر از ستاره‌های جوان‌تر مانند خورشید است [1,2].

وابستگی مسیرهای تحولی رشته‌ی اصلی (MS) به ترکیب شیمیایی

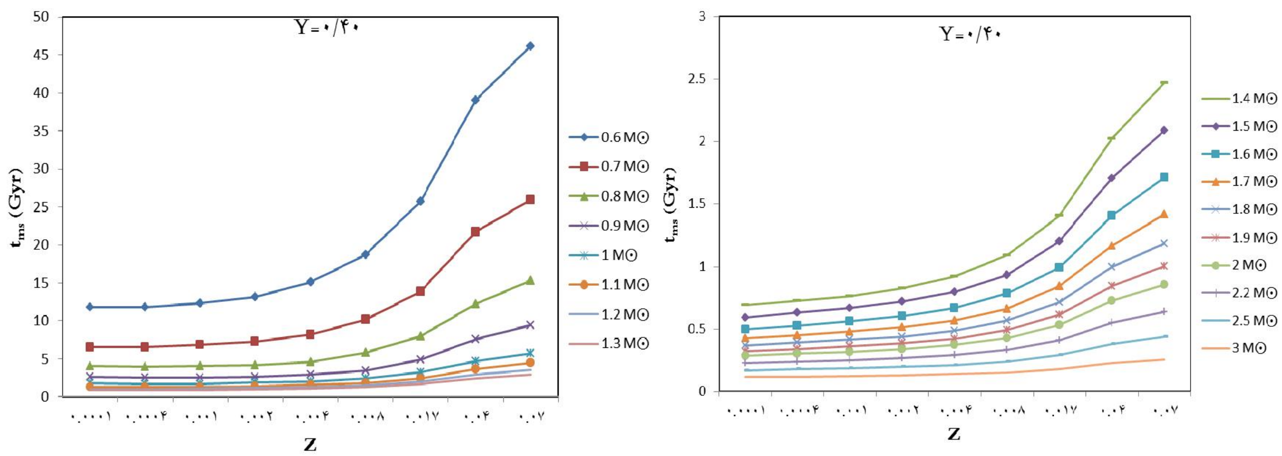
خواص اصلی ساختاری و تحولی ستاره‌های MS به طور عمده به جرم ستاره‌ای بستگی دارد. با این حال به منظور درک بهتر چگونگی پیش‌بینی‌های نظریه از شواهد تجربی اطلاعات در مورد ستاره‌های تنها، خوشه‌ها و کهکشان‌های ستاره‌ای استفاده می‌کنیم تا نحوه‌ی وابستگی مدل‌های تحول ستاره‌ای به ورودی‌های پذیرفته شده را بدانیم:

مقدار هلیوم (Y): فراوانی اولیه‌ی هلیوم تحول MS را از طریق تغییرات در کدریت تابشی و وزن مولکولی میانگین تحت تأثیر قرار می‌دهد. افزایش He باعث کاهش کدریت و افزایش آهنگ‌های واکنش هیدروژن‌سوزی هسته‌ای می‌شود؛ همان‌طور که در شکل۱ نشان داده شده است ساختارها روشن‌تر و گرم‌تر می‌شوند [3]. در نتیجه طول عمر تحولی با افزایش مقدار He کاهش می‌یابد.



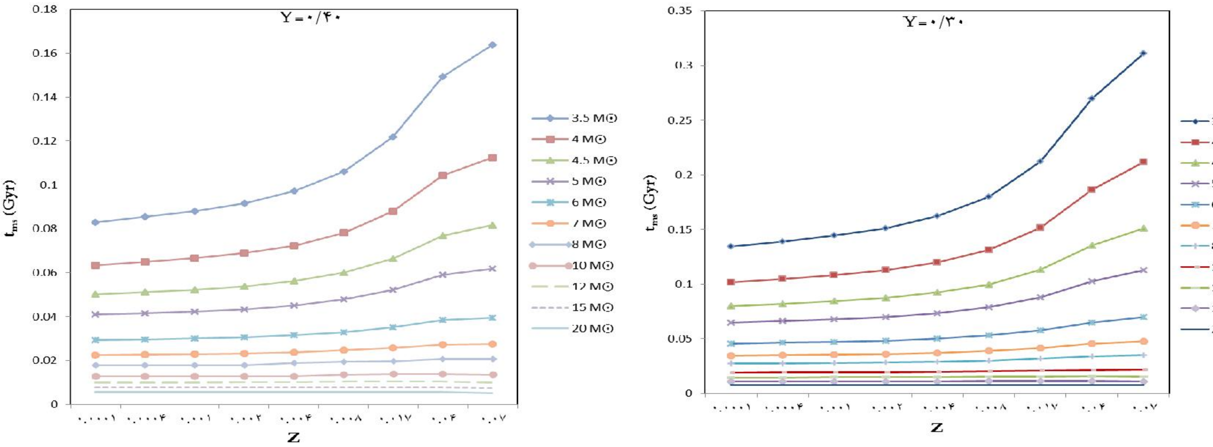
شکل۱ : نمودار طول عمر بر حسب جرم ستاره‌ای برای تغییرات مقدار He

فلزیت (Z): یک تغییر در فلزیت روی کدریت تابشی بسیار بیش‌تر از تولید انرژی هسته‌ای اثر می‌گذارد. در واقع دلیل این اتفاق عدم وابستگی بازده زنجیره‌ی p-p به فراوانی عناصر سنگین است ولی این حالت برای چرخه‌ی CNO که برای ایزوتوپ‌های CNO به عنوان کاتالیزور عمل می‌کنند، وجود ندارد. با این حال با توجه به وابستگی بسیار قوی بازده چرخه‌ی CNO به دما حتی یک فراوانی کم CNO کافی است تا بازده کامل آن را مطمئن سازد اما این حالت برای ستاره‌های خیلی کم‌فلز مثل جمعیت III درست نیست. هر گونه افزایشی در فلزیت، یک افزایش کدریت تابشی ستاره‌ای تولید می‌کند و ساختار کم‌نورتر و خنک‌تر می‌شود [3].



شکل۲ : نمودار طول عمر بر حسب فلزیت برای جرم‌های کم

در بحث روی اثر فلزیت تحولی معمولاً توزیع عناصر سنگین در مخلوط خورشیدی فرض می‌شود؛ که مخلوط خورشیدی مدرج نامیده شده است. با این وجود شواهد تجربی نشان می‌دهد که توزیع عناصر α یا ترکیب عناصر (O، Ne، Mg، Si، S، Ca، Ti و ...) با واکنش‌های هسته‌ای با توجه به وجود آهن در ستاره‌های جمعیت II، در مقایسه‌ی با مخلوط خورشیدی افزایش یافته است.



شکل۳ : نمودار طول عمر بر حسب فلزیت برای جرم‌های زیاد

افزایش جرم ستاره‌ای، افزایش دما را در پی دارد که یکی از نتایج آن افزایش سهم فشار تابشی است: $P_{rad} \propto T^4$ مثلاً در یک ستاره‌ی ۱ M⊙، $P_{rad}/P_{tot} \approx$ ۰/۰۰۰۱ در حالی‌که این نسبت در یک ستاره ۵۰ M⊙ از مرتبه‌ی ۰/۳۰ است. وجود یک هسته‌ی همرفتی، یعنی H به He در ناحیه‌ای که کاملاً مختلط است، تبدیل می‌شود. در نتیجه گردایان شیمیایی داخل این ستاره‌ها در زمان‌های مختلف طی فاز MS کاملاً متفاوت از آن ستاره‌های کمتر عظیم هستند.

نتیجه‌گیری

بیش‌ترین تأثیر فلزیت در طول عمر ستاره‌های کم‌جرم است، که با افزایش فلزیت طول عمر هم افزایش قابل توجهی دارد و هم‌چنین تأثیر فراوانی هلیوم در ستاره‌های کم‌جرم بیش‌تر از ستاره‌های دیگر است، که با افزایش هلیوم طول عمر ستاره کاهش می‌یابد. برای ستاره‌های پرجرم تأثیر فلزیت روی طول عمر رشته‌ی اصلی بسیار کم است.

مرجع‌ها

1. V. A. Zakhozhay, ‘Lifetimes of stars in the main sequence and the maximum mass of stars in the galactic disk’, *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, Volume **29**, Issue 4 , pp 195-201, 2013.

2. L. Girardi, et al, ‘Evolutionary tracks and isochrones for low- and intermediate-mass stars: From 0.15 to 7M, and from Z=0.0004 to 0.03’, *Astronomy & Astrophysics Supplement*, **141**, 371, 2000.

3. http://stev.oapd.inaf.it/YZVAR/.

حل معادلات ژئودزیک فضا زمان سیاه ریسمان با ثابت کیهان شناسی

درویش پور عباس، صفاری رضا، سروش فر صاحب

گروه فیزیک، دانشگاه گیلان،رشت

چکیده:

در این مقاله حرکت ذرات و نور در فضا زمان اطراف سیاهچاله شوارتس‌شیلد ـ دوسیته ترکیب شده با ریسمان کیهانی بررسی کرده ایم و معادلات ژئودزی بدست آمده را به کمک تابع ابر بیضوی سیگمای کلاینیان حل تحلیلی نموده ایم.

مقدمه:

ریسمان‌های کیهانی[۱]تا[۳]، علاقمندی‌های زیادی را درحوزه‌های جدید تحقیقاتی مرتبط با گرانش به وجودآورده است[۴]. آثار توپولوژیک حاصل از ترکیب یک سیاهچاله‌ی شوارتس شیلد- دوسیته با یک ریسمان کیهانی می‌تواند منجر به نتایج جدیدی در رهیافت‌های گذشته باشد[۵]. اگریک بعد فشرده را به معادلات چهار بعدی فضا زمان شوارتس شیلد- دوسیته اضافه کنیم، یک متریک پنج بعدی را توصیف خواهد کرد. ازآنجا که حل معادلات ژئودزیک شوارتس شیلد- دوسیته به طورکامل مورد بررسی قرارگرفته است[۶]، افزودن یک بعد فشرده رفتارهای جدیدی را درحرکت ذرات ایجاد می‌کند. بنابراین دراین مقاله برای حل معادلات ژئودزیک در فضا زمان یک سیاهچاله‌ی شوارتس‌شیلد- دوسیته که با یک ریسمان کیهانی ترکیب شده است از معادلات اویلر- لاگرانژ برای تعیین مقادیر ثابت حرکت استفاده کرده‌ایم، پس‌از رسم نمودار انرژی پتانسیل موثروتعیین محدوده‌ی انرژی ذرات متحرک در مدارهای مختلف، به‌حل معادله‌ی حرکت دراین فضا زمان به کمک تابع ابر بیضوی سیگمای کلاینیان پرداخته‌ایم.

معادله ژئودزیک:

با افزودن یک بعد فشرده[۵] متریک [۶] شواتس شیلد- دوسیته را به صورت زیر در نظر می گیریم:

$$ds^2 = -\left(1-\frac{2m}{r}-\frac{\Lambda}{3}r^2\right)dt^2 + \left(1-\frac{2m}{r}-\frac{\Lambda}{3}r^2\right)^{-1}dr^2 + r^2d\Theta^2 + r^2\mathrm{Sin}^2\Theta d\varphi^2 + dw^2 \qquad (۱)$$

لاگرانژی یک ذره در فضا زمان به صورت زیر خواهد بود:

$$L = \frac{1}{2}\sum\sum g_{\mu\upsilon}\frac{dx^{\mu}}{ds}\frac{dx^{\upsilon}}{ds} = -\frac{1}{2}\epsilon \qquad (۲)$$

در نتیجه خواهیم داشت:

$$2L = -\left(1-\frac{2m}{r}-\frac{\Lambda}{3}r^2\right)\dot{t}^2 + \left(1-\frac{2m}{r}-\frac{\Lambda}{3}r^2\right)^{-1}\dot{r}^2 + r^2\dot{\theta}^2 + r^2Sin^2\Theta\dot{\varphi}^2 + \dot{w}^2 \qquad (۳)$$

با توجه به تقارن کروی فضا زمان فوق، محاسبات را در استوا$\left(\theta=\frac{\pi}{2}\right)$ محدود می کنیم در نتیجه ثابت‌های حرکت را به صورت زیر خواهیم داشت:

$$P_t=\frac{\partial L}{\partial \dot{t}}=\left(1-\frac{2m}{r}-\frac{\Lambda}{3}r^2\right)=-E \quad ، \quad P_\Phi=\frac{\partial L}{\partial \dot{\Phi}}=r\dot{\varphi}=L \quad ،P_\omega=\dot{\omega}=J$$

$$، P_r=\frac{\partial L}{\partial r}\left(1-\frac{2m}{r}-\frac{\Lambda}{3}r^2\right)^{-1}\dot{r} \quad ، \quad P_\theta=\frac{\partial L}{\partial \theta}=\left(\frac{ds}{d\theta}\right)=0 \qquad (٤)$$

که به ترتیب ثابت انرژیE ، ثابت اندازه حرکت زاویه ای L و ثابت بعد فشرده جدید را با J نشان می دهیم ومعادله‌را به صورت زیر بازنویسی می کنیم:

$$-\epsilon=\left(1-\frac{2m}{r}-\frac{\Lambda}{3}r^2\right)^{-1}E^2+\left(1-\frac{2m}{r}-\frac{\Lambda}{3}r^2\right)^{-1}\dot{r}^2+\frac{L^2}{r^2}+J^2 \qquad (۵)$$

که مقدارϵبه ازای ذرات جرمداربرابر۱ و به ازای ذرات بدون جرم صفردر نظر می‌گیریم، معادله‌ی فوق را می‌توانیم به صورت زیر بازنویسی کنیم:

$$\dot{r}^2=E^2-\left\{\left(\epsilon+\frac{L^2}{r^2}+J^2\right)\left(1-\frac{2m}{r}-\frac{\Lambda}{3}r^2\right)\right\} \qquad (۶)$$

درنتیجه پتانسیل موثر را به صورت زیر به دست می آوریم:

$$V_{eff}=\left(\epsilon+\frac{L^2}{r^2}+J^2\right)\left(1-\frac{2m}{r}-\frac{\Lambda}{3}r^2\right) \qquad (۷)$$

نمودارمربوط به پتانسیل موثر درشکل (۱– الف) نشان داده شده است.

برای تجزیه وتحلیل بهتروابستگی انواع مدارها ی ممکن به پارامترهای فضا زمان، برای ذره‌ی جرم دار و نور، بهتر است که ازکمیت‌های بدون بعد استفاده کنیم. به این منظورکمیت‌های بدون بعدی را به این صورت معرفی می کنیم : $\tilde{r}=\frac{r}{m}$, $\tilde{\Lambda}=\frac{1}{3}\Lambda m^2$,$\mathcal{L}=\frac{m^2}{L^2}$ درنتیجه معادله ی(۷) به معادله‌ی زیر تبدیل می شود:

$$\left(\frac{d\tilde{r}}{d\varphi}\right)^2=(\varepsilon+J^2)\tilde{\Lambda}\mathcal{L}\tilde{r}^6+\left((E^2-\epsilon-J^2)\mathcal{L}+\tilde{\Lambda}\right)\tilde{r}^4+(\varepsilon+J^2)2\mathcal{L}\tilde{r}^3-\tilde{r}^2+2\tilde{r} \qquad (۸)$$

از آنجایی که $\tilde{r}=0$ یکی از صفرهای چند جمله ای فوق است، می‌توان از آن چشم پوشی کرد. بنابراین معادله‌ی فوق تبدیل به یک معادله درجه پنج به صورت زیر می شود:

$$\left(\frac{d\tilde{r}}{d\varphi}\right)^2=(\varepsilon+J^2)\tilde{\Lambda}\mathcal{L}\tilde{r}^5+\left((E^2-\epsilon-J^2)\mathcal{L}+\tilde{\Lambda}\right)\tilde{r}^3+(\varepsilon+J^2)2\mathcal{L}\tilde{r}^2-\tilde{r}+2=F(\tilde{r}) \qquad (۹)$$

از آنجا که شرط وجود ژئودزیک فوق بزرگتر مساوی صفر بودن آن است .به ازای مجموعه پارامتر های موثر، $\widetilde{\Lambda}$ $\mathcal{L}, J^2$ و E^2 مشخصا ژئودزی فوق دارای تعداد(n)صفر حقیقی و مثبت خواهد بود که جواب های مورد نظر ما خواهدبود.

حل تحلیلی معادلات ژئودزیک

در این بخش با معرفی متغیر جدید$u = \frac{1}{\tilde{r}}$ معادله‌ی (۹)به صورت زیر تغییر خواهد یافت :

$$\left(u\frac{du}{d\varphi}\right)^2 = 2u^5 - u^4 + \left(2\mathcal{L}(\epsilon + J^2)\right)u^3 + \left(\mathcal{L}(E^2 - \epsilon - J^2) + \widetilde{\Lambda}\right)u^2 + \widetilde{\Lambda}\mathcal{L}(\epsilon + J^2) = \sum_{i=0}^{5} a_i\, u^i = p_5(u) \tag{۱۰}$$

حل این معادله بصورت:

$$u(\varphi) = -\frac{\sigma_1}{\sigma_2}(\varphi_\sigma) \tag{۱۱}$$

خواهد شد، کهσ_{i}، مشتق مرتبه i ام تابع سیگمای کلاینیان زیر می باشد:

$$\sigma(z) = Ce^{z^t kz}\theta[g,h](2\omega^{-1}z;\tau) \tag{۱۲}$$

که در آنC، مقداری ثابت، $g, h \in \frac{1}{2}\mathbb{Z}^g$ (که $\frac{1}{2}\mathbb{Z}^g$ مجموعه کاملی از بردارهای g بعدی صحیح یا نیمه صحیح (یعنی: $\dots, -\frac{3}{2}, -1, -\frac{1}{2}, 0, \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \dots$ و ...)است)، $\tau = \omega^{-1}\acute{\omega}$ ماتریس متقارن ریمانی، ماتریس $k = \eta(2\omega)^{-1}$ که ω، ماتریس دوره ای و η، ماتریس دوره ای نوع دوم است. θ تابع ریمانی با مشخصه $[g,h]$ به صورت زیر است:

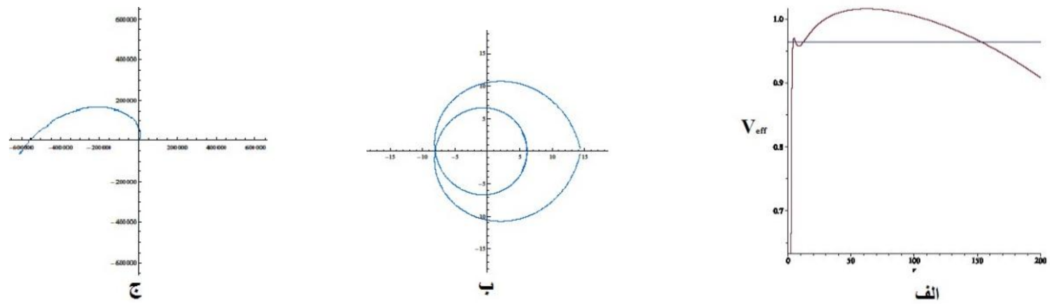
$$\theta[g;h](z;\tau) = \sum_{m\in\mathbb{Z}^g} e^{i\pi(m+g)^t(\tau(m+g)+2z+2h)} \tag{۱۳}$$

بنابراین حل تحلیلی معادله(۱۰) به صورت زیر است:

$$\tilde{r}(\varphi) = -\frac{\sigma_2}{\sigma_1}(\varphi_\sigma) \tag{۱۴}$$

نمودارها:

در این قسمت نمودار پتانسیل موثر را رسم کردیم شکل(۱- الف)، که مطابق شکل دارای چهار ناحیه جواب مثبت غیر صفراست، که از نظر فیزیک قابل قبول می باشند. در ادامه برای نمونه مدار مقید شکل (۱- ب)و مقید کرندار شکل (۱- ج) را با استفاده از بازه‌های جواب مشاهده شده در نمودار پتانسیل موثر شکل (۱- الف) رسم کردیم.



شکل۱: الف:پتانسیل موثر ب:مدار مقید مربوط به ذره در سه بعد ج: مدار مقید کراندار دوبعدی

همان طور که در شکل (۱-الف) به ازای مقادیر $J=0/25$, $\epsilon=1$, $\Lambda=\frac{1}{3\times10^5}$ [6], L=0/072 و E=$\sqrt{0/965}$ دیده می شود برای انرژی مشخص که به صورت خط افقی در شکل نشان داده می شود چهار جواب برای مقدار r به دست می آید که بیانگر انواع مدار می باشد.

نتیجه‌گیری:

دراین مقاله نشان دادیم که با استفاده از ترکیب ریسمان کیهانی تغییراتی را در پتانسیل موثر و به تبع آن مدار حرکت ذرات در فضا زمان یک سیاهچاله‌ی شوارتس شیلد- دوسیته می‌توان مشاهده کرد که به کمک نمودار پتانسیل وتعداد صفرهای به دست آمده از معادله ژئودزیک می توان مناطق مختلف را دسته بندی ومسیرهای حرکتی مختلف ذرات را ترسیم نمود. با استفاده ازتوابع اویلر- لاگرانژ در حضور ابعاد فشرده توانستیم ثابت‌های حرکت را تعیین کنیم. درادامه با استفاده از تابع ابر بیضوی سیگمای کلاینیان حلی تحلیلی برای معادله ژئودزیک انجام دادیم. نتایج این مقاله می‌تواند به طور مشابه برای دیگر فضا زمان‌ها مورد استفاده قرارگیرد وهمچنین به عنوان ابزاری مفید برای تحلیل داده های تجربی مورد استفاده قرار گیرد.

مرجع ها

[1]. E. Hackmann, C. L¨ammerzahl, V. Kagramanova and J. Kunz, *Phys. Rev. D* **81**, 044020 (2010)[arXiv:1009.6117 [gr-. qc]].

[2].E. Hackmann, B. Hartmann, C. L¨ammerzahl and P. Sirimachan, *Phys. Rev. D* **82**, 044024 (2010)[arXiv:1006.1761 [gr-qc]].

[3]. SaskiaGrunau, BhaveshKhamesra, *Phys. Rev. D***87, 124019** (2013)

[4].see e.g. J. Polchinski, *Introduction to cosmic F- and D-strings*, hep-th/0412244 and reference therein

[5].A. Vilenkin and P. Shellard, *Cosmic strings and other topological defects*, Cambridge University Press (1994).

[6].E. Hackmann and C. L¨ammerzahl, Phys. Rev. D 78 024035 (2008); Phys. Rev. Lett. 100, 171101 (2008).

جستجوی یافتن راستای ترجیحی برای انبساط شتابدار عالم در گرانش گاوس بانت با استفاده از کاتالوگ Union 2

صالحی ، امین[1] ؛ گلمرادی فرد،راضیه[2]

[1]گروه فیزیک دانشگاه لرستان

[2] گروه فیزیک، دانشگاه آزاد تهران مرکز،تهران

چکیده

ما در این مقاله به مطالعه امکان ناهمسانگردی در انبساط شتابدار کیهان با استفاده از داده های ابر نوع اختری نوع یک آ در مدل 'گاوس بانت پرداخته ایم وراستای بیشترین انبساط شتابدار عالم را در جهت $(l, b) = (132°, 24°)$ یا معادل آن $(l, b) = (312°, -24°)$ به دست آورده ایم .نتایج نشان می دهد ک شواهد بیشتری برای امکان حالت ناهمسانگردی نسبت به حالت همسانگردی وجود دارد.

مقدمه

اصل کیهان شناسی نقش مهمی در کیهان شناسی مدرن ایفا می کند .این اصل می گوید که کیهان در مقیاس های بزرگتر از ۱۰۰ مگا پار سک همگن و همسانگرد است[1].با وجود اینکه این اصل با نتایج به دست آمده از تابش هاپیس زمینه کیهانی از دبلیو مپ (WMAP) ساز گاری دارد [2-4]. از طرفی مطالعات اخیر شتاب کنونی کیهان نشان داده است که ممکن است این شتاب در راستایی بیشتر از دیگر راستاها باشد و این راستای ترجیحی ناشی از دو قطبی شدن توزیع انرژی تاریک کیهان باشد. ابرنواخترهای نوع یک–آ به عنوان اولین شاهد کمک می کنند تا ردپای حاصل از ناهمگنی و ناهمسان‌گردی‌های کیهان که منجر به انحراف از اصل کیهان شناسی می‌گردند را پیدا کنیم،در این مقاله مابه کمک یکی از مهمترین کاتالوگها(Union2) تلاش می کنیم با محاسبه افت‌وخیز ایجاد شده در مدول فاصله،که یکی ازمهم‌ترین ابزارهای مطالعه‌ی دینامیک کیهان است این ناهمسانگردیها را بررسی کنیم.شتاب کنونی کیهان را با در نظر گرفتن هر دو حالت همگنی –همسانگردی وناهمگنی وناهمسانگردی با آزمون های رصدی مقایسه کنیم.در این کار به دنبال یافتن پاسخی مناسب به این سوال هستیم که آیا مدل ناهمسانگردی انرژی تاریک نسبت به مدل همسانگرد خود را بهتر با آزمون های رصدی تطبیق می دهد ؟

مدل ومعادلات

اگرتوزیع انرژی تاریک ناهمسانگرد باشد درنحوه انبساط جهان اثر می گذارد و منجر به فاصله درخشندگی ناهمسانگرد می شود این اثر می تواند توسط درخشندگی ابرنواخترهای نوع یک آ مشاهده شود.در این مقاله از داده های Union2استفاده می کنیم که شامل اطلاعات مربوط به مدول فاصله،وتوزیع فضایی ۵۵۷ نوع ابرنواخنر نوع یک آ در نقاط مختلف کره سماوی است که در انتقال به سرخ های متفاوت از{ ۰.۲ تا ۱.۴} می باشدبا استفاده از فاصله درخشندگی برای انحراف از پس زمینه همسانگردی معرفی می کنیم:

$$\frac{d_L(z)-d_L^0(z)}{d_L^0(z)} = g(z)(\hat{z}\cdot\hat{n}) \qquad (۱)$$

در رابطه بالا ما می توانیم $g(z)$ با تابع خطی zپارامتربندی کنیم $g(z) = g_0 + g_1 z$ این کار باعث می شود که وابستگی انتقال به سرخ ناهمسانگرد تشخیص داده شود.و $d_L(\overrightarrow{z})$ر فاصله درخشندگی در حالت ناهمسانگردی ابرنواختر است و در پس زمینه همسانگرد فاصله درخشندگی $d_L^0(z)$ است. $g(z)(\hat{z}\cdot\hat{n})$ قسمت مدولاسیون فاصله درخشندگی است که تابع درخشندگی ناهمسانگردی را می سازد.در

کل $\hat{z}$بردار یکه در جهت ابرنواختر است که می تواند با استفاده از مختصات کهکشانی بیان شود و $\hat{n}$هم،جهت دو قطبی انرژی تاریک را نشان می دهد که جهت جداکثرانبساط عالم را نشان می دهد وبا رابطه $\hat{n} = (\cos\phi\sin\phi, \sin\phi\sin\theta, \cos\theta)$.بیان می شود .برای یک جهت همسانگرد جهت بردار ابرنواختر بر جهت بردار انرژی تاریک عمود است در نتیجه $g(\hat{z})$ صفر می شود.توجه داشته باشید که مدولاسیون هرگونه شکلی از توان قانونی $(\hat{z}\cdot\hat{n})$ می تواند داشته باشد. برای مثال $(\hat{z}\cdot\hat{n})^s$،که S یک ثابت است،اگر $S=1$باشد مدولاسیون دو قطبی می باشد و برای $S=2$ و $S=4$ جهارقطبی و هشت قطبی خواهیم داشت.در پس زمینه همسانگرد کیهانی،فاصله درخشندگی توسط رابطه روبرو بیان شود

$$d_L^0(z) = (1+z)\int_0^z \frac{H_0}{H(z')}dz' \qquad (۲)$$

که H_0 پارامتر هابل است.و مدول فاصله نظری به صورت روبرو به دست می آید که $\mu_0 = 42\cdot 384 - 5\ell og_{10}h$ وهمچنین بصورت $H_0 = 100hKm\cdot S^{-1}\cdot Mpc^{-1}$است.در این مقاله از مدل گاوس-بانت استفاده شده است(کنش گاوس-بانت به صورت زیر است):

$$S = \int d^4x\sqrt{-g}\left[\frac{1}{2}R - \frac{1}{2}\partial_\mu\phi\partial^\mu\phi - V(\phi) + f(\phi)G\right] \qquad (۳)$$

که در آن R اسکالر ریچی ، $V(\phi)$ پتانسیل و S کنش ماده است.اگر مشتق نسبت به زمان را با نقطه و مشتق به پتانسیل ϕرا با پریم نشان دهیم .

با وردش گیری نسبت به ϕداریم

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + V' + f'G = 0 : \qquad (۴)$$

با وردش گیری و انجام یک سری عملیات ریاضی داریم:

$$3H^2 = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V + 24H^3\dot{f} \qquad (۵)$$

$$2\dot{H} + 3H^2 = -\frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V + 8H^2\ddot{f} + 16H\dot{f}(\dot{H} + H^2) \qquad (۶)$$

معادلات (۵)و(۶) به ترتیب میدان اسکالر و متریک هستند..برای بررسی پایداری سیستم متغیرهای بی بعد زیر را تعریف می کنیم

$$\eta = H\dot{f} \quad ، \quad \zeta = \frac{V}{3H^2} \quad ، \quad \chi = \frac{\dot{\phi}}{\sqrt{6}H} \qquad (۷)$$

همچنین پارامتر $\alpha = \frac{\ddot{f}}{\dot{f}H}$ را تعریف می کنیم، بنابراین با مشتق گیری نسبت بهN=lna. دسته معادلات زیر به دست می آیند:

$$\frac{d\chi}{dN} = -\chi\frac{\dot{H}}{H^2} + \frac{1}{\sqrt{6}}\frac{\ddot{\phi}}{H^2} \quad ، \quad \frac{d\zeta}{dN} = -2\zeta\frac{\dot{H}}{H^2} + \sqrt{6}\beta\chi\zeta \quad ، \quad \frac{d\eta}{dN} = \eta(\alpha + \frac{\dot{H}}{H^2}) \qquad (۸)$$

که

$$\frac{\ddot{\phi}}{H^2} = -3\sqrt{6}\chi - 3\beta\zeta - \frac{24\eta}{\sqrt{6}\zeta}(\frac{\dot{H}}{H^2} + 1) \quad و \quad \frac{\dot{H}}{H^2} = \frac{-3\chi^2 - 4\eta + 4\eta\alpha}{1 - 8\eta} \qquad (۹)$$

در روش برازش بهینه ازرابطه $\frac{d(d_L)}{dN} = -(d_L + \frac{e^{-2N}}{H})$ که با دیفرانسیل گیری از رابطه $d_L(z) = (1+z)\int_0^z \frac{dz'}{H(z')}$ به دست آمده استفاده می کنیم این رابطه معادلات نظری را به داده های تجربی مرتبط می کنند

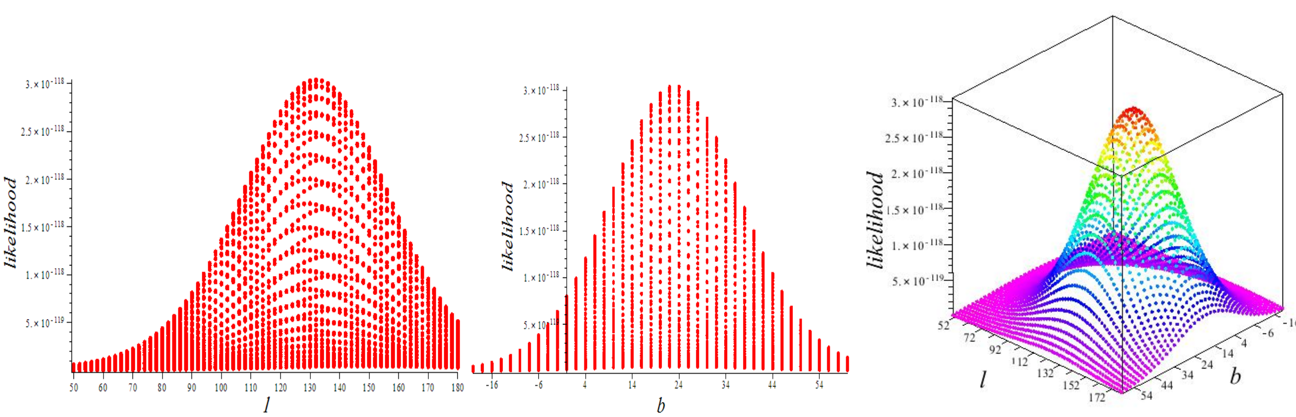
تحلیل داده ها از روش کمترین مربعات

ما از داده های Union2برای بررسی مدل انرژی تاریک ناهمسانگرد استفاده می کنیم..مختصاتی که در اینجا برای ابرنواخترها استفاده شده است مختصات استوایی است. برای مقایسه با نتایج دیگر ،ما این مختصات را به مختصات کهکشانی (l,b) تبدیل می کنیم.فرض کنید خطاهـای تجربـی مستقل از هر انـدازه گیـری باشـد.بنـابراین مـاتریس کوواریـانس مـی توانـد بـه عنـوان یـک جـزء قطـری سـاده سـازی شـود.بنـابراین x^2بـه صورت $x_{sn}^2=\sum_{i=1}^{N}\frac{\left[\mu^{obs}(z_i)-\mu^{th}(\overrightarrow{z_i})\right]^2}{\sigma^2(z_i)}$ زیر بیان می شودکه Nتعـداد داده هاسـت. ; کـه بـرای ابرنواخترهـا $N=557$خواهـد بـود. $\mu^{obs}(z_i)$مدول فاصـله از داده هـایUnion2 و $\mu^{th}(z_i)$مـدول فاصـله جهـت گیـری نظـری اسـت. پارامترهـایی کـه بایـد بـرازش شـوند (g_0,g_1,θ,ϕ)است که (θ,ϕ)باید به مختصات کهکشانی (l,b) تبدیل شوند.در شکل (۱) تابع احتمال یک بعدبرای (l,b) وتـابع احتمـال دو بعدی برای (l,b) برازش شده و با داده های ابرنواخترهای نوع یک آ رسم شده اند. بهترین مقادیر برای(l,b) مقادیری هستند کـه بـه ازای آنهـا x^2مینیمم شود که ما برای حالت همسانگردی مقدار ۵۴۳.۹۸۱۳۱۰۲ و برای حالت ناهمسـانگردی مقـدار۵۳۷.۷۸۰۷۲۵۳ را بـه دسـت آورده ایـم برای $(l,b)=(132°,24°)$یا معادل آن $(l,b)=(312°,-24°)$به دست می آید.

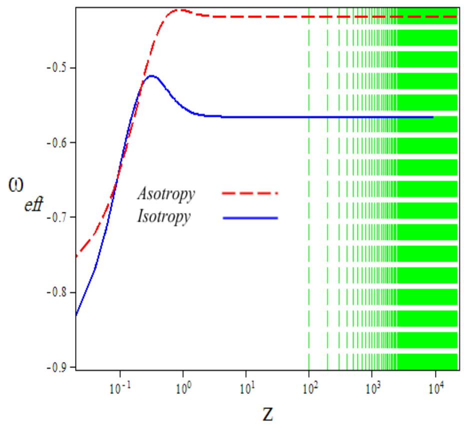
واین نشان می دهد که حالت نا همسانگردی بهتر با آزمون های رصدی تطبیق پیدا مـی کنـد . همـانطور کـه از شـکل ۱مشـخص اسـت *بهتـرین مقادیرآمده است که نشان می دهد که جهت انبساط شتاب کیهان در این راستا بیشتر ازدیگر راستاهاست.درشـکل(۲) معادلـه حالـت کیهـان بـرای حالت همسانگردی و ناهمسانگردی رسم شده است با وجود اینکـه هـردو حالـت شـتاب کنـونی کیهـان را نشـان مـی دهنـد و انحـراف حالـت ناهمسانگردی از همسانگردی کم است ولی مطابق جدول(۱) مقدار کمترین مربعات برای حالت ناهمسانگردی کمتر از حالت همسانگردی اسـت که این نشان می دهد که حالت ناهمسانگردی بهتر با داده های تجربی تطابق دارد.*

جدول۱ : مقایسه پارامترهای برازش شده در حالت های همسانگردی و ناهمسانگردی

$x^2_{\min}$	b	l	β		حالت
۵۴۳.۹۸۱۳۱۰۲	مستقل از b	مستقل از l	-0.8	-3.7	همسانگردی
۵۳۷.۷۸۰۷۲۵۳	۲۴	۱۳۲	-.01	-3.3	ناهمسانگردی



شکل۱ : تابع احتمال یک بعدی و دوبعدی برای.(l,b)



شکل (۲) معادله حالت کیهان

نتیجه گیری

ما در این مقاله به مطالعه امکان ناهمسانگردی در انبساط شتابدار کیهان با استفاده از داده های ابر نوع اختری نوع یک آ درنظریه گاوس بانت پرداختیم وراستای بیشترین انبساط شتابدار عالم را در جهت $(l,b)=(132°,24°)$ یا معادل آن $(l,b)=(312°,-24°)$ به دست آورد ایم . که با نتایج به دست آمده از [5-6] تقریبا همخوانی دارد . بررسی های بیشتر نشان داد که هر چند انحراف حالت ناهمسانگردی از حالت همسانگردی کم است با این وجود حالت ناهمسانگردی بهتر با داده های کیهانی سازگاری دارد.

مرجع‌ها

[1] S. Weinberg, Cosmology (Oxford University Press, New York, New York, 2008).
[2] E. Komatsu et al. [WMAP Collaboration], Astrophys. J. Suppl. 192, 18 (2011) [arXiv:1001.4538 [astro-ph.CO]].
[4] G. Hinshaw, D. Larson, E. Komatsu, D. N. Spergel, C. L. Bennett, J. Dunkley, M. R. Nolta and M. Halpern et al., arXiv:1212.5226 [astro-ph.CO].
[5] S. Nesseris and L. Perivolaropoulos, Phys. Rev. D 77, 023504 (2008) [arXiv:0710.1092 [astro-ph]].
[6] L. Perivolaropoulos, [arXiv:0811.4684 [astro-ph]];
R. -J. Yang, S. N. Zhang, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 407, 1835-1841 (2010). [arXiv:0905.2683 [astro-ph.CO]]. P. Naselsky, W. Zhao, J. Kim and S. Chen, Astrophys. J. 749, 31 (2012) [arXiv:1108.4376 [astro-ph.CO]].
[7] Dominik J. Schwarz and Bastian Weinhorst; “ (An) isotropy of the Hubble Diagram Comparing Hemispheres” ;Astronomy & Astrophysics manuscript no. 7998
c ESO 2013 February 14,

Generalized second law of thermodynamics on the apparent horizon in $f(G)$-gravity

A. Abdolmaleki[1], T. Najafi[2],
[1]Center for Excellence in Astronomy & Astrophysics of Iran (CEAAI-RIAAM), Maragha, Iran
[2]Department of Physics, University of Kurdistan, Pasdaran St., Sanandaj, Iran

Here, we investigate the GSL of gravitational thermodynamics in the framework of modified Gauss-Bonnet gravity or $f(G)$-gravity. We consider a spatially FRW universe filled with the matter and radiation enclosed by the dynamical apparent horizon with the Hawking temperature. For two viable $f(G)$ models, we first numerically solve the set of differential equations governing the dynamics of $f(G)$-gravity. Then, we obtain the evolutions of the Hubble parameter, the Gauss-Bonnet curvature invariant term, the density and equation of state parameters as well as the deceleration parameter. Finally, we examine the validity of the GSL. For the selected $f(G)$ models, we conclude that both models have a stable de Sitter attractor. The equation of state parameters behave quite similar to those of the ΛCDM model in the radiation/matter dominated epochs, then they enter the phantom region before reaching the de Sitter attractor with $\omega = -1$. The deceleration parameter starts from the radiation/matter dominated eras, then transits from a cosmic deceleration to acceleration and finally approaches a de Sitter regime at late times, as expected. Furthermore, the GSL is respected for both models during the standard radiation/matter dominated epochs. Thereafter when the universe becomes accelerating, the GSL is violated in some ranges of scale factor. At late times, the evolution of the GSL predicts an adiabatic behavior for the accelerated expansion of the universe.

I. THE $F(G)$ THEORY OF GRAVITY

One of interesting alternative theories of gravity is modified Gauss-Bonnet gravity, so-called $f(G)$-gravity, where $f(G)$ is a general function of the Gauss-Bonnet curvature invariant term $G = R^2 - 4R_{\mu\nu}R^{\mu\nu} + R_{\mu\nu\rho\sigma}R^{\mu\nu\rho\sigma}$ [1–5]. The $f(G)$-gravity has recently been obtained a lot of tendency as a possible description of DE [6]. This kind of modified gravity (MG) theory has different particulars, among stability, the ability of description the present accelerated expansion of the universe, phantom divide line crossing and transition from deceleration to acceleration phases [7]. The action of modified Gauss-Bonnet gravity is given by [3]:

$$I = \int d^4x\sqrt{-g}\left(\frac{1}{2k^2}R + f(G) + L_{\rm r} + L_{\rm m}\right), \qquad (1)$$

where $k^2 = 8\pi G_{\rm N} = 1$ and $G_{\rm N}$ is the Newtonian gravitational constant. Also g, R, $L_{\rm r}$, $L_{\rm m}$ and $f(G)$ are the determinant of metric $g_{\mu\nu}$, Ricci scalar, the matter Lagrangian, the radiation Lagrangian and a general function of the Gauss-Bonnet term, respectively. For a spatially flat FRW universe, we have

$$R = 6\left(\dot{H} + 2H^2\right), \qquad G = 24H^2\left(\dot{H} + H^2\right), \qquad (2)$$

where $H = \dot{a}/a$ is the Hubble parameter and an overdot stands for a derivative with respect to the cosmic time t. Also, the Friedmann equations in $f(G)$-gravity take the form [8]

$$H^2 = \frac{1}{3}\rho_{\rm t}, \qquad \dot{H} = -\frac{1}{2}(\rho_{\rm t} + p_{\rm t}). \qquad (3)$$

Here $\rho_{\rm t}$ and $p_{\rm t}$ are the total energy density and pressure defined as

$$\rho_{\rm t} = \rho_{\rm m} + \rho_{\rm r} + \rho_{\rm G}, \qquad p_{\rm t} = p_{\rm m} + p_{\rm r} + p_{\rm G}, \qquad (4)$$

where $\rho_{\rm m}$ and $\rho_{\rm r}$ are the energy density of matter and radiation, respectively. Also $\rho_{\rm G}$ and $p_{\rm G}$ are the energy density and pressure due to the $f(G)$ contribution defined as

$$\rho_{\rm G} = Gf_{\rm G} - f - 24H^3\dot{f}_{\rm G}, \qquad (5)$$

$$p_{\rm G} = 16H^3\dot{f}_{\rm G} + 16H\dot{H}\dot{f}_{\rm G} + 8H^2\ddot{f}_{\rm G} - Gf_{\rm G} + f. \qquad (6)$$

Moreover, the continuity equations governing the pressureless matter ($p_{\rm m} = 0$), the radiation ($p_{\rm r} = \rho_{\rm r}/3$) and the $f(G)$ contribution are satisfied. By using of Eqs. (5) and (6), one can obtain the equation of state (EoS) parameter due to the $f(G)$ contribution as $\omega_{\rm G} = p_{\rm G}/\rho_{\rm G}$. Also from Eq. (3), the effective EoS parameter can be obtained as $\omega_{\rm eff} = p_{\rm t}/\rho_{\rm t} = -1 - \frac{2\dot{H}}{3H^2}$.

II. GSL IN $F(G)$-GRAVITY

As one of the most important theoretical touchstones to examine whether $f(G)$-gravity can be an alternative gravitational theory to general relativity, we explore the GSL of thermodynamics on the apparent horizon in $f(G)$-gravity, and obtain the condition for the GSL to be satisfied. The GSL says that the sum of horizon entropy and matter entropy inside the horizon must not decrease with time [9]. Now, we consider a spatially flat FRW universe filled with the matter and radiation. We further assume that the boundary of the universe to be enclosed by the dynamical apparent horizon with the Hawking temperature. The dynamical apparent horizon in a flat FRW universe is same as the Hubble horizon [10]. Following [9], the associated Hawking temperature on the apparent horizon $\tilde{r}_{\rm A}$ is given by

$$T_{\rm A} = \frac{1}{2\pi\tilde{r}_{\rm A}}\left(1 - \frac{\dot{\tilde{r}}_{\rm A}}{2H\tilde{r}_{\rm A}}\right). \tag{7}$$

Now we are going to use the first law of thermodynamics to find the general condition needed to hold the GSL in $f(G)$-gravity. The entropy of matter and radiation inside the horizon are given by the Gibbs equation [11]

$$T_{\rm A}{\rm d}S_{\rm m} = {\rm d}E_{\rm m} + p_{\rm m}{\rm d}V, \tag{8}$$

$$T_{\rm A}{\rm d}S_{\rm r} = {\rm d}E_{\rm r} + p_{\rm r}{\rm d}V, \tag{9}$$

where $E_{\rm m} = \rho_{\rm m}V$ and $E_{\rm r} = \rho_{\rm r}V$. Also $V = 4\pi\tilde{r}_{\rm A}^3/3$ is the volume of the dynamical apparent horizon $\tilde{r}_{\rm A}$ containing the pressureless matter ($p_{\rm m} = 0$) and radiation ($p_{\rm r} = \rho_{\rm r}/3$).

Taking time derivative of Eqs. (8) and (9) and using the continuity equations one can get

$$T_{\rm A}\dot{S} = \frac{2\pi\left(\dot{H}+H^2\right)}{H^4}\Big[4\dot{H} - 16H\left(H^2 - 2\dot{H}\right)\dot{f}_{\rm G} + 16H^2\ddot{f}_{\rm G}\Big]. \tag{10}$$

where $S = S_{\rm r} + S_{\rm m}$. The horizon entropy in $f(G)$-gravity is given by [6]

$$S_{\rm A} = 8\pi^2\left(H^{-2} + 8f_{\rm G}\right). \tag{11}$$

Using Eqs. (7), (10) and (11), the GSL in $f(G)$-gravity yields

$$T_{\rm A}\dot{S}_{\rm tot} = \frac{2\pi}{H^4}\times \left[2\dot{H}^2 + 8H\dot{H}\left(4\dot{H} + 3H^2\right)\dot{f}_{\rm G} + 16H^2\left(\dot{H}+H^2\right)\ddot{f}_{\rm G}\right], \tag{12}$$

where $S_{\rm tot} = S_{\rm r} + S_{\rm m} + S_{\rm A}$. Equation (12) shows that in $f(G)$ gravity, the validity of the GSL, i.e. $T_{\rm A}\dot{S}_{\rm tot} \geq 0$, depends on the explicit form of the $f(G)$ model. For the Einstein gravity ($f(G) = 0$), one can immediately find that the GSL (12) reduces to

$$T_{\rm A}\dot{S}_{\rm tot} = \frac{4\pi\dot{H}^2}{H^4} \geq 0, \tag{13}$$

which shows that the GSL is always fulfilled throughout history of the universe. In what follows, we examine the validity of the GSL (12) for two viable $f(G)$-gravity models.

III. TWO VIABLE $F(G)$ MODELS

Here, we are interested in examining the GSL for two viable $f(G)$ models which are introduced by [3,4] to explain the accelerated expansion of the universe at present. The first model has the form [3]

$$f(G) = \alpha\left(G^{\frac{3}{4}} - \beta\right)^{\frac{2}{3}}, \qquad \text{Model I}, \tag{14}$$

where α and β are two constants of the model. The second $f(G)$ model is given by [4]

$$f(G) = \lambda\frac{G}{\sqrt{G_*}}\arctan\left(\frac{G}{G_*}\right) - \frac{\lambda}{2}\sqrt{G_*}\,\ln\left(1 + \frac{G^2}{G_*^2}\right) - \alpha\lambda\sqrt{G_*}, \qquad \text{Model II}, \tag{15}$$

where α is an arbitrary constant and λ is a positive constant. Also $G_* = H_0^4$ and H_0 is the Hubble parameter at present.

With choice of suitable initial conditions, we numerically solve the differential equations governing the dynamics of $f(G)$-gravity for both model I and model II [12]. The evolutions of the Hubble parameter H, the Gauss-Bonnet curvature invariant term $|G|$ and the quantity $H^6 f_{\rm GG}$ versus $N = \ln(a/a_{\rm i})$ for model I and model II are plotted in Figs. 1 and 2, respectively. Figures show that: (i) the Hubble parameter decreases during history of the universe. (ii) The GB term switches its sign during the transition from the standard radiation/matter dominated epochs to the accelerated era (which corresponds to passing through the minus infinity in logarithmic scale). (iii) The quantity $H^6 f_{\rm GG}$ satisfies the condition $0 < H_1^6 f_{\rm GG}(G_1) < 1/384$ which shows that both models have a stable de Sitter attractor. (iv) H, $|G|$ and $H^6 f_{\rm GG}$ at late times go to a constant value when the universe enters a de Sitter regime. Notice that the result of Fig. 2 for model II is the same as that obtained in [4].

The evolutions of the density parameters $\Omega_{\rm r}$, $\Omega_{\rm m}$, $\Omega_{\rm G}$ and the effective EoS parameter $\omega_{\rm eff}$, versus N for model I and model II are plotted in Figs. 3 and 4, respectively. Figures illustrate that: (i) for both models, $\Omega_{\rm r}$, $\Omega_{\rm m}$, $\Omega_{\rm G}$ and $\omega_{\rm eff}$ behave quite similar to those of the ΛCDM model in the radiation/matter dominated epochs. (ii) For model I, $\omega_{\rm eff}$ oscillates rapidly during the accelerated epoch and goes deep into the phantom-like region as the universe enters the de Sitter period. (iii) For model II, $\omega_{\rm eff}$ oscillates slowly around -1 as the system enters the epoch of cosmic acceleration, which implies that the de Sitter solution is a stable spiral. Note that the results of Figs. 3 and 4 are the same as those obtained in [3] and [4], respectively.

The evolution of the deceleration parameter $q = -1 - \dot{H}/H^2$, for model I and model II is plotted in Figs. 5 and 6, respectively. Figure 5 clears that for model I, the deceleration parameter starts from $q = 1$ corresponding to

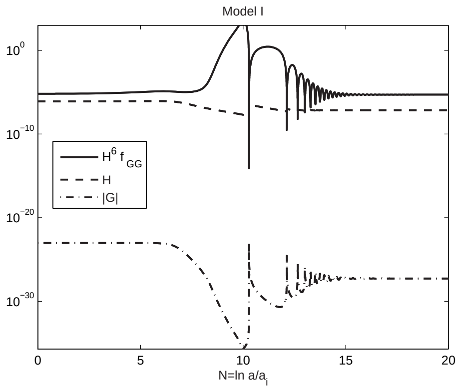


FIG. 1. The evolutions of the Hubble parameter H, the Gauss-Bonnet curvature invariant term $|G|$ and the quantity $H^6 f_{\rm GG}$, versus $N = \ln(a/a_{\rm i})$ where $a_{\rm i}$ is the initial value of the scale factor. Auxiliary parameters are: $\alpha = \frac{1}{40\sqrt{66}}$ and $\beta = -10^{-17}$.

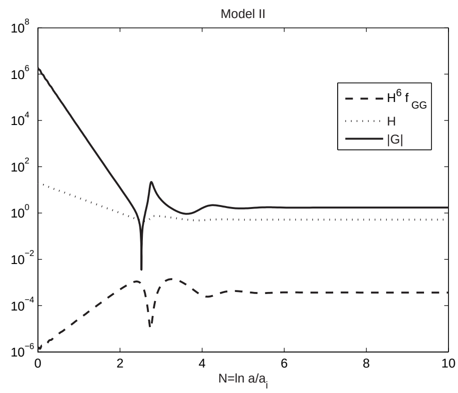


FIG. 2. Same as Fig. 1 but for model II. Auxiliary parameters are: $\alpha = 10$ and $\lambda = 0.075$.

the radiation dominated epoch, then shows a cosmic deceleration ($q > 0$) to acceleration ($q < 0$) transition [13] and finally oscillates rapidly into the de Sitter regime ($q = -1$). Figure 6 presents that for model II, q varies from the matter dominated epoch ($q = 0.5$), then transits from a cosmic deceleration to acceleration and approaches smoothly a de Sitter regime at late times, as expected.

Finally, we examine the validity of the GSL for both models. In Figs. 7 and 8, we plot the variation of the GSL, Eq. (12), versus N for model I and model II, respectively. Figures illustrate that for both models, the GSL during the radiation/matter dominated epochs is fulfilled. Thereafter when the universe enters the cosmic acceleration era, i.e. $q < 0$ see Figs. 5 and 6, the GSL does not hold (i.e. $T_{\rm A}\dot{S}_{\rm tot} < 0$) in some ranges of N. At late times, the GSL for model I oscillates rapidly and for model II approaches smoothly into the de Sitter universe, adiabatically (i.e. $T_A\dot{S}_{\rm tot} = 0$).

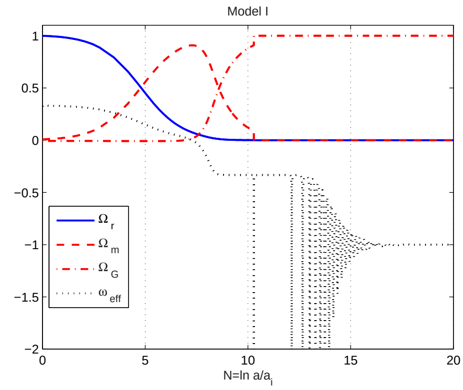


FIG. 3. The evolutions of $\Omega_{\rm m}$, $\Omega_{\rm G}$, $\Omega_{\rm r}$ and $\omega_{\rm eff}$, versus N. Auxiliary parameters as in Fig. 1.

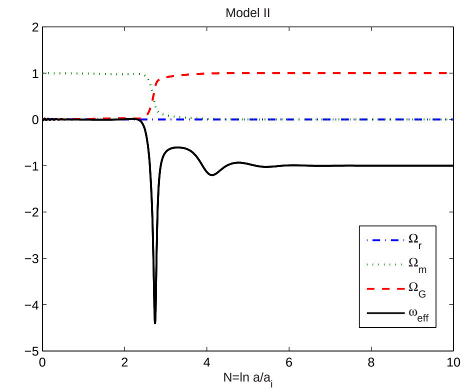


FIG. 4. Same as Fig. 3 but for model II. Auxiliary parameters as in Fig. 2.

IV. CONCLUSIONS

One of gravitational alternative theories for DE is $f(G)$-gravity, in which DE emerges from the modification of the Gauss-Bonnet invariant term. Here, we investigated the GSL of gravitational thermodynamics in the framework of $f(G)$-gravity. To do so, we considered a spatially flat FRW universe filled with the pressureless matter and radiation. We supposed the boundary of the universe to be enclosed by the dynamical apparent horizon with the Hawking radiation. We derived a general relation for the GSL which its validity depends on $f(G)$-model. Hence, for two viable $f(G)$-models, we first solved numerically the set of differential equations governing the dynamics of $f(G)$-gravity. Then, we examined the validity of the GSL for the two selected $f(G)$-models. Our results show that the GSL is fulfilled for both models during the standard radiation/matter dominated epochs. But when the universe becomes accelerating, the GSL is violated (i.e. $T_{\rm A}\dot{S}_{\rm tot} < 0$) in some ranges of scale factor. At late times, the evolution of the GSL predicts an

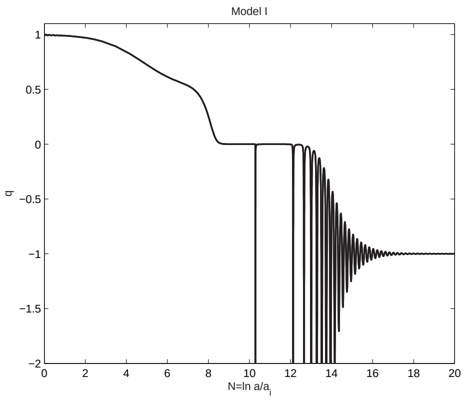


FIG. 5. The evolution of the deceleration parameter q versus N for model I. Auxiliary parameters as in Fig. 1.

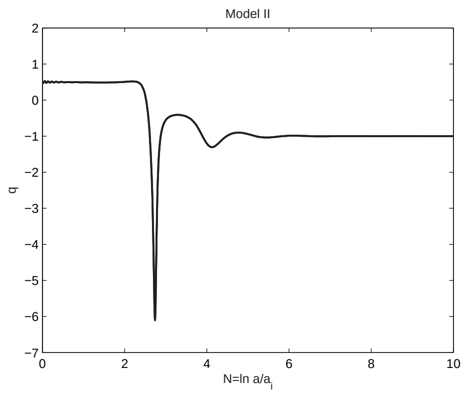


FIG. 6. Same as Fig. 5 but for model II. Auxiliary parameters as in Fig. 2.

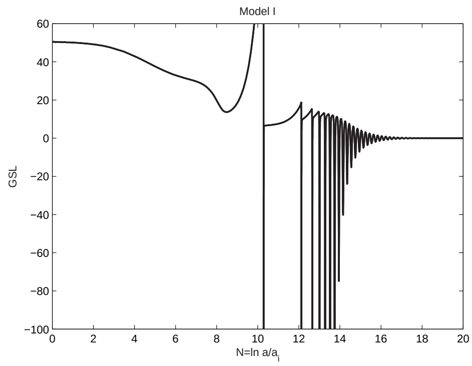


FIG. 7. The evolution of the GSL versus N for model I. Auxiliary parameters as in Fig. 1.

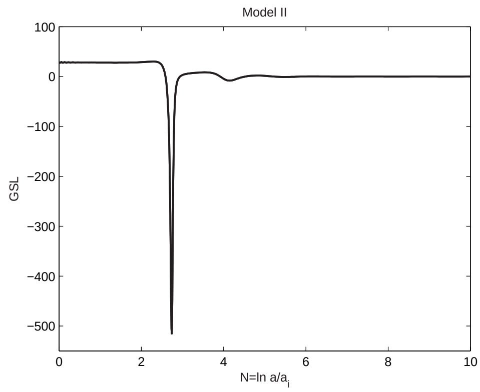


FIG. 8. Same as Fig. 7 but for model II. Auxiliary parameters as in Fig. 2.

adiabatic behavior (i.e. $T_A\dot{S}_{\rm tot}=0$) for the accelerated expansion of the universe.

---

[1] S. Nojiri, S.D. Odintsov, Phys. Lett. B **631**, 1 (2005).
[2] B. Li, J.D. Barrow, D.F. Mota, Phys. Rev. D **76**, 044027 (2007);
S.C. Davis, Prog. Theor. Phys. Suppl. **172**, 81 (2008).
[3] S.Y. Zhou, E.J. Copeland, P.M. Saffin, JCAP **07**, 009 (2009).
[4] A. De Felice, S. Tsujikawa, Phys. Lett. B **675**, 1 (2009).
[5] A. De Felice, S. Tsujikawa, Living Rev. Relativity **13**, 3 (2010).
[6] R.M. Wald, Phys. Rev. D **48**, 3427 (1993);
S.M. Carroll, et al., Phys. Rev. D **71**, 063513 (2005);
G. Cognola, et al., JCAP **02**, 010 (2005).
[7] M. Alimohammadi, A. Ghalee, Phys. Rev. D **79**, 063006 (2009).
[8] S. Capozziello, et al., Int. J. Mod. Phys. D **12**, 1969 (2003);
S. Capozziello, V.F. Cardone, A. Troisi, Phys. Rev. D **71**, 043503 (2005).
[9] R.G. Cai, S.P. Kim, JHEP **02**, 050 (2005).
[10] E. Poisson, W. Israel, Phys. Rev. D **41**, 1796 (1990);
S.A. Hayward, Phys. Rev. D **53**, 1938 (1996);
Y.G. Gong, A. Wang, Phys. Rev. Lett. **99**, 211301 (2007).
[11] G. Izquierdo, D. Pavón, Phys. Lett. B **639**, 1 (2006).
[12] A. Abdolmaleki, T. Najafi, arXiv:1504.03544.
[13] E.E. Ishida, et al., Astropart. Phys. **28**, 547 (2008).

تفکیک ستاره از کهکشان با استفاده از پارامتر انتقال به سرخ اجرام در شبکه عصبی چند لایه پرسپترون MLP

محسن عمانی زیارتی[۱]، پویا درخشان برجوئی[۲]، اسدله صفایی[۳]

[۱]دانشگاه آزاد اسلامی واحد بندرعباس

[۲]دانشگاه آزاد اسلامی واحد نائین اصفهان-دانشکده مهندسی برق

[۳]دانشگاه کاشان-دانشکده فیزیک

چکیده

هیدروژن فراوان‌ترین عنصر در جهان است و در طیف اکثر اجرام وجود دارد، برای مطالعه تصاویر آسمان، می‌توان با بررسی خطوط طیفی این عنصر، نوع جرم هدف، بسته به ستاره یا کهکشان بودن آن را تشخیص داد. از طرفی امروزه شبکه-های عصبی مصنوعی در دنیای تحقیقات کامپیوتری به دلیل توانایی بالا در تحلیل داده‌های با حجم زیاد در زمانی کوتاه، به محققین و دانشمندان کمک شایانی کرده است.[۱] ما در این پژوهش با طراحی و تولید یک شبکه عصبی چندلایه پرسپترون (MLP) در فضای نرم‌افزار MATLAB و آموختن معیارها و روش‌های آنالیز واریانسی و استفاده از مولفه انتقال به سرخ موجود در طیف اجرام به نسبت طول موج‌های هیدروژن در طیف مبنای این عنصر، تفکیکی بین ستارگان و کهکشان‌ها را انجام داده‌ایم.[٤]

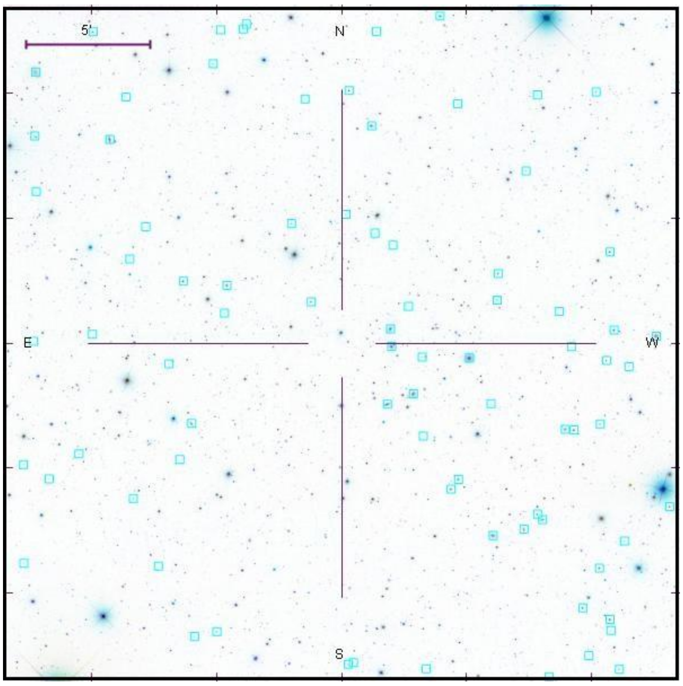
مقدمه

امروزه هوش مصنوعی بخشی کارآمد و مناسب در انجام پروژه‌های پیچیده علمی به حساب می‌آید و محققان علوم مختلف با شناخت و بکارگیری آن در تخصص‌های خود نتایج کار خود را بهبود بخشیده‌اند. انواع روش‌های هوش مصنوعی و به خصوص شبکه‌های عصبی مصنوعی در بالا بردن دقت، سرعت محاسبات پیچیده و کاهش خطا در نتایج بدست آمده، به کیهان‌شناسان در شناخت اجرام و تفکیک انواع مختلف آنها از یکدیگر کمک زیادی کرده است. انتخاب پارامترهای مناسب و مؤثر در این فرایند بسیار مهم است، تا جایی که انتخاب درست این پارامترها در بهینه کردن روش‌های مورد استفاده پیشین بهبود قابل توجهی را در پی داشته است.[۲] شبکه عصبی مصنوعی چند لایه پرسپترون (MLP) توانایی بالایی در تحلیل داده‌های با حجم زیاد را در زمانی اندک دارد و می-تواند محاسبات پیچیده را با دقت و سرعت بالا با حداقل خطا انجام دهد. ورودی‌های این شبکه داده‌های خامی است که از تحلیل نمودارهای طیفی اجرام مورد نظر بدست می‌آید. در لایه‌های میانی عمل تحلیل و بهینه‌سازی انجام می-شود. گره‌های موجود در لایه‌های میانی اتصال‌هایی با گره‌های لایه ورودی و خروجی دارند که هر کدام از این اتصال‌ها دارای یک وزن (w) است که مستقیماً با تابع فعالساز شبکه در ارتباط است. لایه خروجی تنها یک گره دارد، به عبارتی ساده‌تر شبکه یک خروجی دارد که شامل موارد تفکیک شده ستاره از کهکشان‌ها است.[۵]

تجزیه و تحلیل داده‌ها

در این کار از تصاویر پروژه SDSS با مختصات آسمانی دقیق بُعد ۲٤٤/۸۷۵۹۳۹۰۷۱۹۵۲۰۵ و میل ۰/۷٦۹۱۳۳٤٤٦۳۰۲۵۹۲ همراه با نمودارهای طیفی APOGEE Spectra اجرام برای تشخیص نوع اجرام موجود

استفاده شده است. پارامتر مورد نظر برای تشخیص اجرام، میزان انتقال به سرخ خطوط طیفی جذبی بالمر عنصر هیدروژن در نمودارها است که به نسبت جابجایی این خطوط با مبنای خطوط هیدروژن در نظر گرفته شده است که خطوط طیف هیدروژن در ترازهای Hα، Hβ، Hγ و Hδ مورد تحلیل و بررسی قرار می‌دهد.



شکل۱ – تصویر منطقه آسمان مورد مطالعه از داده‌های SDSS

پیش پردازش بر روی داده‌ها، شامل مراحلی برای شناخت داده‌های اصلی و آماده‌سازی داده‌ها برای آموزش به شبکه عصبی مصنوعی، کم حجم کردن داده‌ها با استفاده از روش PCA و تقسیم داده‌ها به چهار بخش (شامل چهار تراز هیدروژن) برای اعمال به شبکه است. ابتدا داده‌های نمودار طیفی هر جرم به شبکه اعمال می‌شود تا از هر نمودار داده‌های مورد نظر استخراج و به شبکه آموزش داده شود. پس از یادگیری شبکه، مرحله PCA بر روی داده‌ها انجام می‌شود که باعث کم حجم کردن داده‌ها و موجب بهینه‌سازی فرآیند پردازش اصلی می‌گردد.[۵]

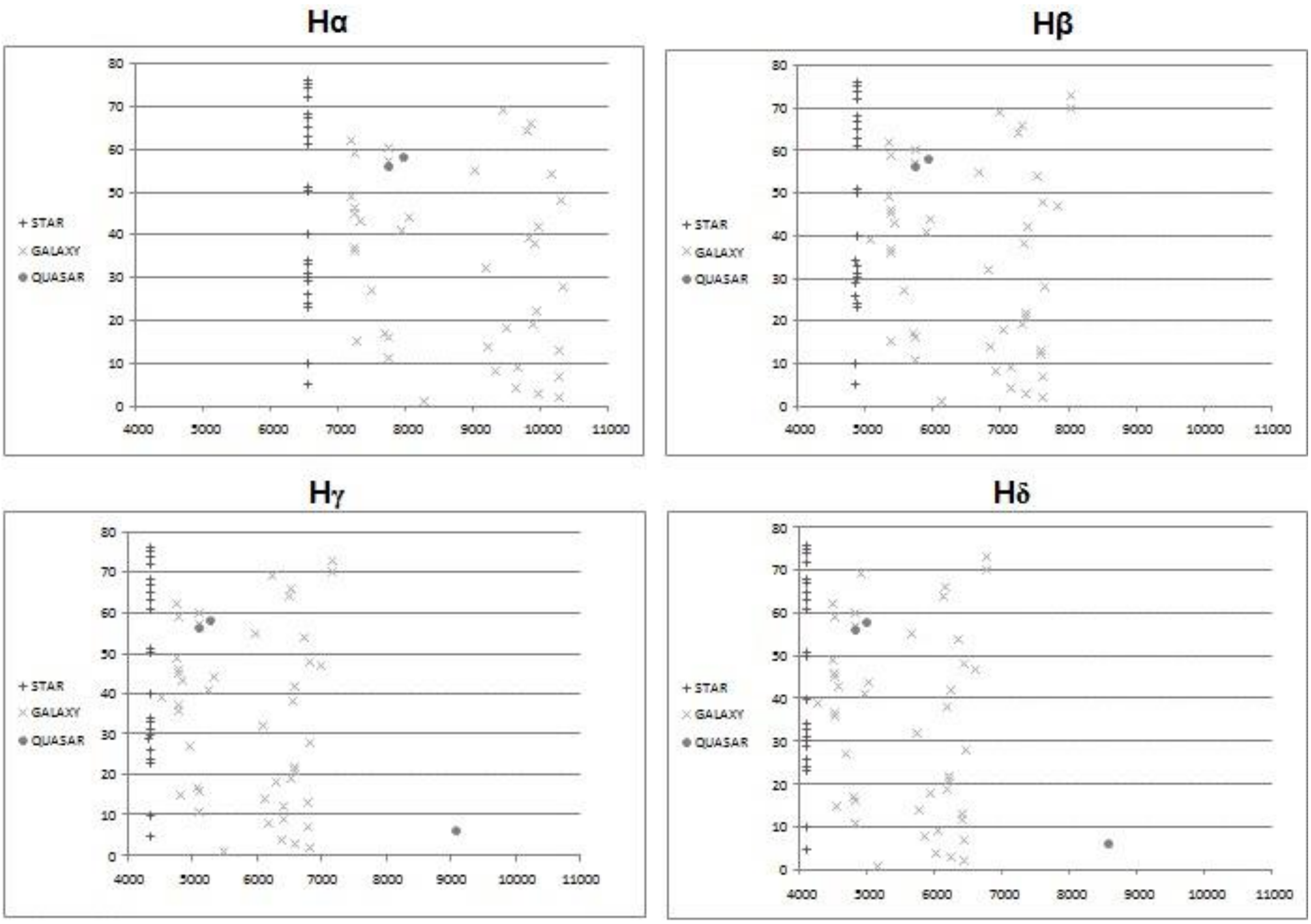
پردازش داده‌ها در لایه‌های میانی شبکه عصبی انجام می‌شود. داده‌ها در هر چهار قسمت مجزا مورد پردازش قرار می‌گیرد و در این مرحله با مشخص بودن متغیرهای شبکه جهت تعیین وزن‌های مناسب اتصال‌ها و بهترین حالت چیدمان آنها برای آنالیز داده‌ها و همچنین تعریف معیار نجومی انتقال به سرخ در نتایج بدست آمده به گام اصلی پردازش یعنی آنالیز واریانس مناسب مربوط به داده‌ها و تحلیل و در نهایت تفکیک آنها می‌رسیم. تعیین وزن‌های مناسب و در ادامه آن آنالیز صحیح واریانس و یافتن روابط ریاضی مناسب در شبکه و اعمال تجزیه و تحلیل بروی داده‌ها به جزء بدست آمدن نتایج مطلوب و نرمال سازی نتایج، درصد خطاهای تفکیک را می‌توانند تا حد زیادی کاهش دهد.[۳]

این رابطه آنالیز واریانس داده‌ها بصورت زیر در شبکه اعمال شده است:

$$e_{ji}^{(t)} = x_i^{(t)} - \sum_{i=1}^{i(j)} y_i^{(t)} w_{ji}^{(t)} \qquad (1)$$

$$w_{ji}^{(t+1)} = w_{ji}^{(t)} + \mu g(y_j^{(t)}) e_{ji}^{(t)} \qquad (2)$$

پس از انجام این مراحل داده‌هایی برای خروجی شبکه مشخص می‌گردد. ورودی شبکه عصبی مصنوعی در این کار نمودار طیفی ۷٦ جرم از قسمت ذکر شده از آسمان است. تعیین وزن مناسب اتصالات بین گره‌ها و فرمول و آنالیز مناسب در حوزه انتقال به سرخ عنصر هیدروژن طیف اجرام در لایه‌های میانی شبکه انجام شده و نتایج آن برای ترازهای چهارگانه هیدروژن به عنوان هدف کار در قالب چهار نمودار تعیین گردیده است.



شکل۲- میزان انتقال به سرخ خطوط طیفی هیدروژن در ترازهای Hα، Hβ، Hγ و Hδ

نتیجه گیری

پس از استخراج داده‌ها پیش از خروجی نهایی، شبکه میزان انتقال به سرخ هر یک از داده‌ها را به نسبت مقدار طول موج تراز مبنای همتای آن داده مقایسه می‌کند. برای نمونه شبکه، داده‌ای که برای تراز آلفا هیدروژن یک جرم محاسبه شده را با مقدار مبنای آلفا هیدروژن از قبل تعریف شده آن مقایسه می‌کند و در صورتی که در بازه بخصوص ستاره قرار داشته باشد به آن مقدار صفر می‌دهد و در صورتی که به بازه کهکشان‌ها تعلق داشته باشد به آن مقدار یک می‌دهد. به عبارتی دیگر میزان انتقال به سرخ هیدروژن ستاره‌ها را با کهکشان‌ها و کوازارها مقایسه می‌کند.

نتیجه طراحی شبکه عصبی همراه با تغییر وزن اتصالات و نحوه محاسبات معادله واریانس اعمال شده به شرح جدول زیر است:

جدول۱- میزان بازه انتقال به سرخ ستاره، کهکشان و کوازار ترازهای چهارگانه عنصر هیدروژن

خط طیفی بالمر در هیدروژن	طول موج مبنی $\lambda Å$	ستاره $\Delta\lambda Å$	کهکشان $\Delta\lambda Å$	کوازار $\Delta\lambda Å$
$H\alpha$	٦٥٦٣	-٧ ~ +٧	-٦٤٣ ~ +٣٧٧٣	-١١٩٣ ~ +١٤٢١
$H\beta$	٤٨٦١	-٢ ~ +٨	-٢٠٨ ~ +٨٠٣١	-٨٨٣ ~ +١٠٢١
$H\gamma$	٤٣٤٠	-٢ ~ +٤	-١٧٩ ~ +٢٨٣٢	-٧٨٥ ~ +٤٧٤١
$H\delta$	٤١٠٢	-٤ ~ +١١	-١٧٩ ~ -٢٦٨٧	-٤٨٥٠ ~ +٤٤٨٦

از جدول فوق می‌توان نتیجه گرفت که میزان انتقال به سرخ ستارگان بسیار کم و در حد چند آنگستروم است اما مقدار انتقال به سرخ کهکشان‌ها در حد چند صد تا چند هزار آنگستروم در ترازهای مختلف هیدروژن می‌باشد. همچنین میزان انتقال به سرخ کوازارها نیز در بازه‌های چند صد تا چند هزار است اما تفاوتی که بین انتقال به سرخ کهکشان‌ها و کوازارها مشهود است در منظم بودن سیر کاهشی (پس از مرتب‌سازی کاهشی) مقدار انتقال به سرخ کهکشان‌ها و نامنظم بودن این سیر کاهشی در کوازارهاست. بدین ترتیب می‌توان با استفاده از فرآیند تجزیه و تحلیل داده و پردازش آنها در شبکه عصبی طراحی شده، تفکیکی دقیق و طبقه‌بندی شده از اجرام هر منطقه از آسمان بدست آورد.

مرجع‌ها

[۱] Andreon S., Gargiulo G., Longo G., Tagliaferri R. and Capuano N., Wide Field Imaging.I. Applications of Neural Networks To Object Detection and Star/Galaxy Separation, MNRAS, Submitted , ۱۹۹۹.

[۲] Liu, Z. Y., Chiu, K. Ch., Xu, L., ۲۰۰۳, Improved system for object detection and star/galaxy classification via local subspace analysis , Neural Networks,۱٦, ۳, ٤۳۷

[۳] E Bertin - Mining the Sky, ۲۰۰۱ – Springer

[٤] J De La Calleja, O Fuentes - VISAPP (۲), ۲۰۰۷

[٥] Andreon, S., Gargiulo G., Longo, G., Tagliaferri, R., Capuano, N., ۱۹۹۹, Neural nets and star/galaxy separation in wide field astronomical images, Neural Networks, ٦, ۳۸۱۰

ذرات گردوغبار در قرص های پیش سیاره ای

غیوری خواه، محمد[1] شادمهری محسن، [2] خواجوی مهدی[1]

[1] گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه فردوسی، مشهد

[2] گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه گلستان، گرگان

چکیده

هدف این تحقیق بررسی اثر خودگرانش قرص های پیش سیاره ای روی دینامیک ذرات گردوغبار در این قرص ها است. به عنوان گام نخست و با فرض این که قرص نازک و متقارن سمتی و ایستاست و همچنین با صرف نظر از مولفه ی شعاعی نیروی خودگرانش قرص، مولفه عمودی این نیرو را محاسبه می نماییم. در گام دوم، با وارد کردن این نیرو در معادلات حرکت ذرات گردوغبار و با فرض ایستایی حرکت این ذرات، معادلات را به صورت تحلیلی حل نموده و با به دست آوردن مولفه عمودی و شعاعی سرعت ذرات، به بررسی نقش خودگرانش روی سرعت این ذرات می پردازیم. در گام سوم، با فرض مساوی بودن شار ناشی از جریان های تلاطمی و شار ناشی از نشست ذرات گردوغبار به واسطه این نیروها به روی صفحه مرکزی، نشان می دهیم که خودگرانش سبب نشست بیشتر ذرات گردوغبار به روی صفحه مرکزی می شود. در انتها با محاسبه ی سرعت شعاعی متوسط ذرات گردوغبار و با استفاده از نتایج آن، به تحلیل آهنگ برافزایش ذرات گردوغبار و پدیده هایی از جمله شکل گیری حلقه و شکاف در قرص های پیش سیاره ای می پردازیم. خودگرانش به ویژه می تواند در قرص های با جرم بالاتر و در فواصل دورتر این قرص ها نسبت به ستاره ی مرکزی نقش موثرتری ایفا کند.

مقدمه

قرص های پیش سیاره ی که در طبقه بندی قرص های برافزایشی نازک قرار دارند، ترکیبی است از گاز و ذرات گردوغبار که محل شکل گیری سیارات است [3]. در این بین حرکت ذرات گردوغبار متاثر از عوامل متعددی از جمله: گرانش ستاره ی مرکزی، نیروی مقاومت سیال [6] ، فشار تابشی [7]، میدان مغناطیسی [4] و همچنین تلاطم موجود در قرص است. از سوی دیگر، شواهد رصدی حاکی از این است، در حالی که جرم ستاره ی مرکزی در بازه ی ۰/۲۵ تا ۲/۲ جرم خورشید قرار دارد، قرص پیرامون آن نیز می تواند جرمی تا حد ۰/۲ جرم خورشید را دارا باشد [1,2]. در این بین کاری که ما انجام می دهیم بررسی حرکت ذرات گردوغبار تحت تاثیر خودگرانش قرص پیش سیاره ای با تقریب ایستاست. یعنی زمانی که شتاب حرکت ذره تقریبا صفر فرض می شود. بر این اساس حرکت در راستای شعاعی و عمود بر صفحه مرکزی قرص را بررسی می کنیم. همچنین تاثیر خودگرانش را روی نشست ذرات گردوغبار به روی صفحه مرکزی مطالعه می نماییم. در انتها هم با محاسبه سرعت شعاعی متوسط و بررسی نتایج آن به تحلیل شارش شعاعی ذرات گردوغبار و پدیده هایی از جمله شکل گیری حلقه و شکاف در قرص های پیش سیاره ای می پردازیم.

محاسبه نیروی خودگرانش

برای بررسی اثر خودگرانش ابتدا بایستی این نیرو را محاسبه کنیم. با انتگرال گیری حجمی از دو طرف معادله ی پواسون روی یک استوانه که قاعده آن منطبق بر صفحه مرکزی قرص بوده و شعاع و ارتفاع استوانه دلخواه است و تبدیل این انتگرال حجمی به یک انتگرال سطحی به واسطه ی قانون گاوس و همچنین با استفاده از سه فرض:

۱) صرفنظرکردن از مولفه شعاعی نیروی خودگرانش   ۲) تقارن آینه ی نسبت به صفحه مرکزی

۳) تعریف چگالی و سرعت صوت به صورت [6]

$$\rho_g(r,z) = \rho_0 \left(\frac{r}{R}\right)^p \exp\left(-\frac{z^2}{2h_g^2}\right), \qquad (1)$$

$$c(r) = c_0 \left(\frac{r}{R}\right)^{\frac{q}{2}}, \tag{2}$$

مولفه عمودی خودگرانش به شکل زیر به دست می آید

$$F_{sg} = -(2\pi)^{\frac{3}{2}} G\rho_0 c_0 \sqrt{\frac{R^3}{GM}} \left(\frac{r}{R}\right)^{p+\frac{q}{2}+\frac{3}{2}} \mathrm{erf}\left(\frac{z}{h_g\sqrt{2}}\right), \tag{3}$$

که در این معادلات r و z مولفه های مختصات استوانه ای، erf(x) تابع خطا، G ثابت گرانش، M جرم ستاره مرکزی، h_g مقیاس ارتفاع است. همچنین زیروند صفر مقادیر پارامترها را در فاصله یک واحد نجومی از ستاره مرکزی نشان می دهد و R برابر یک واحد نجومی است. همچنین p و q دو پارامتر آزاد است.

معادلات حرکت، نشست و جریان شعاعی ذرات گردوغبار

مولفه های معادلات حرکت ذرات گردوغبار در دستگاه استوانه ای و در حضور گرانش ستاره ی مرکزی، نیروی مقاومت سیال و خودگرانش قرص را به صورت زیر می نویسیم

$$\frac{dv_{r,d}}{dt} = \frac{{v_{\theta,d}}^2}{r} - \Omega_k^2 r - \frac{\Omega_{k,mid}}{T_s}\left(v_{r,d} - v_{r,g}\right), \tag{4}$$

$$\frac{d}{dt}\left(\mathrm{r}v_{\theta,d}\right) = -\frac{\mathrm{v}_{k,mid}}{T_s}\left(v_{\theta,d} - v_{\theta,g}\right), \tag{5}$$

$$\frac{dv_{z,d}}{dt} = -\Omega_{k,mid}^2 z - \frac{\Omega_{k,mid}}{T_s} v_{z,d} - (2\pi)^{\frac{3}{2}} G\rho_0 c_0 \sqrt{\frac{R^3}{GM}} \left(\frac{r}{R}\right)^{p+\frac{q}{2}+\frac{3}{2}} \mathrm{erf}\left(\frac{z}{h_g\sqrt{2}}\right), \tag{6}$$

که در اینجا زیروند r، θ، z، mid و k به ترتیب به راستای شعاعی، سمتی و عمودی و صفحه مرکزی و حرکت کپلری و زیروند g و d به ترتیب به گاز و ذرات گردوغبار اشاره می کنند. همچنین t به زمان و T_s به زمان توقف اشاره می کند که از معادله ی $T_s = \sqrt{\frac{\pi}{8}}\,\frac{\rho_p s \Omega_{k,mid}}{\rho_g c}$ به دست می آید ودر این معادله ρ_p چگالی داخلی ذرات گردوغبار و s ابعاد ذرات گردوغبار است. همچنین مولفه های شعاعی و سمتی سرعت المان گاز از معادلات زیر تعریف می شوند [6]

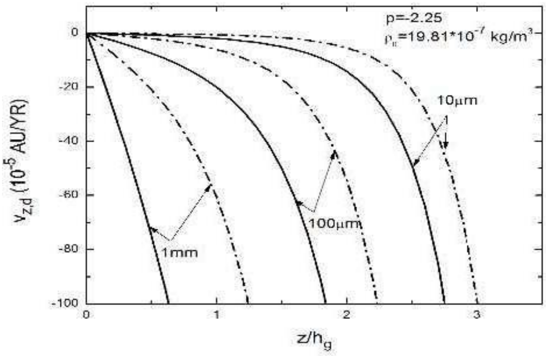
$$v_{r,g} = -\alpha\left(\frac{h_0}{R}\right)^2 \sqrt{\frac{GM}{R}}\left(3p + 2q + 6 + \frac{5q+9}{2}\frac{z^2}{h_g^2}\right)\left(\frac{r}{R}\right)^{q+\frac{1}{2}},$$

$$v_{\theta,g} = \mathrm{r}\Omega_{k,mid}\left[1 + \frac{1}{2}\left(\frac{h_g}{r}\right)^2\left(p + q + \frac{q}{2}\frac{z^2}{h_g^2}\right)\right].$$

در ادامه با فرض ایستایی (مستقل بودن سرعت از زمان) و کمی عملیات جبری، مولفه های سرعت به صورت زیر به دست می آیند. به علت صرفنظر کردن از مولفه شعاعی خودگرانش، این نیرو تاثیری روی مولفه شعاعی سرعت ندارد در حالی که نیروی عمودی در راستای z سبب افزایش سرعت عمودی به سمت صفحه ی مرکزی می شود (شکل ۱).

$$v_{r,d} = \frac{{T_s}^{-1} v_{r,g} - \eta v_{k,mid}}{T_s + {T_s}^{-1}}, \tag{7}$$

$$v_{z,d} = \Omega_{k,mid} T_s z - \pi^2 \rho_p s \frac{G}{\Omega_{k,mid}} \exp\left(\frac{z^2}{2h_g^2}\right) \mathrm{erf}\left(\frac{z}{h_g\sqrt{2}}\right). \tag{8}$$



شکل ۱: سرعت عمودی ذرات گردوغبار با ابعاد مختلف در فاصله ۱۰۰ واحد نجومی از ستاره مرکزی. در این شکل نمودارهای نقطه چین وضعیت بدون خودگرانش و نمودارهای توپر وضعیت با خودگرانش را نشان می دهند.

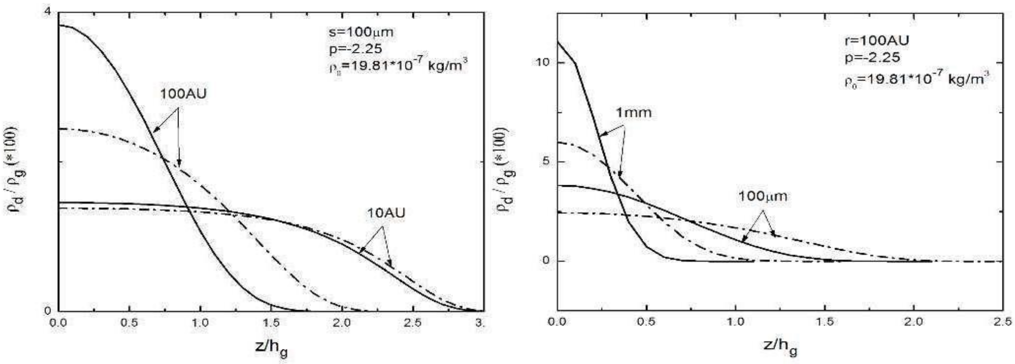
در ادامه کار معادله پیوستگی برای ذرات گردوغبار، پس از مقداری تخمین و عملیات جبری با سه فرض:

۱) تقارن سمتی ۲) نازک بودن قرص ۳) مستقل بودن چگالی عددی ذرات گردوغبار ρ_d از زمان

به صورت زیر به دست می آید

$$\frac{\rho_d}{\rho_g} v_{z,d} - \frac{\nu}{sc}\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\rho_d}{\rho_g}\right) = 0, \tag{9}$$

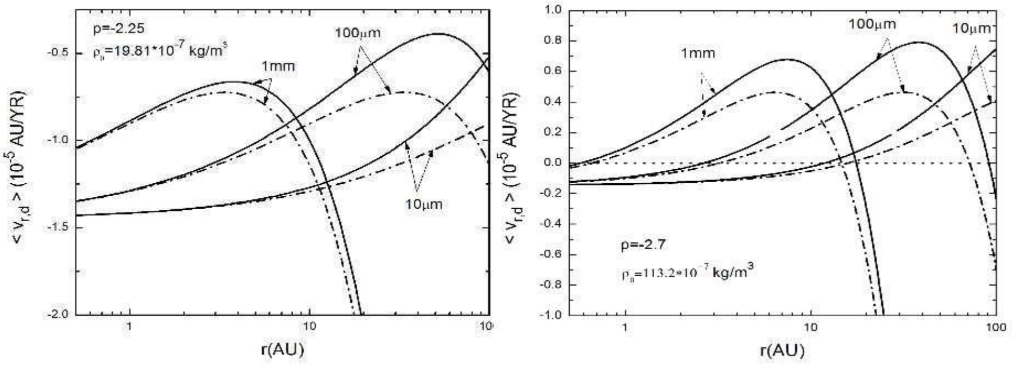
که در این معادله جمله اول شار ناشی از نشست ذرات و جمله ی دوم شار ناشی از جریان های تلاطمی است که به صورت $\vec{j} = -\frac{\rho_g \nu}{sc}\vec{\nabla}(\frac{\rho_d}{\rho_g})$ تعریف می شود [7]. در این معادله sc عدد اشمیت و υ وشکسانی تلاطمی است [5]. این معادله بیانگر این است که شار ناشی از نشست ذرات و شار ناشی از جریان های تلاطمی مساوی و در جهت مخالف هستند. معادله ی (۹) یک معادله ی دیفرانسیل مرتبه اول است که با انتگرال گیری عددی از آن می توان نسبت $\frac{\rho_d}{\rho_g}$ را به دست آورد.



شکل ۲: نسبت چگالی ذرات گردوغبار به چگالی گاز. نمودار سمت راست این نسبت را برای ذرات با ابعاد مختلف نشان می دهد و نمودار چپ این نسبت را در فواصل مختلف از ستاره مرکزی نشان می دهد.

در آخرین گام نیز سرعت شعاعی متوسط ذرات گردوغبار با حل عددی انتگرال های معادله زیر در راستای z محاسبه می شود

$$\langle v_{r,d}\rangle = \frac{\int_{-3h_g}^{3h_g} \rho_d v_{r,d}\, dz}{\int_{-3h_g}^{3h_g} \rho_d\, dz}. \tag{10}$$



شکل ۳: سرعت شعاعی متوسط ذرات گردوغبار با ابعاد مختلف. نمودار سمت راست نقاط تشکیل حلقه و شکاف را به ازای مقادیر مشخصی از پارامترها مشخص می کند. نمودار سمت چپ نشان دهنده ی کاهش آهنگ برافزایش به واسطه ی تاثیر خودگرانش است. نمودار نقطه چین وضعیت بدون خودگرانش و نمودار توپر وضعیت با خودگرانش

نتیجه گیری

شکل های رسم شده در این تحقیق نشان می دهند که خودگرانش از سه جنبه، توزیع و نحوه ی حرکت ذرات گردوغبار را در قرص های پیش سیاره ای تحت تاثیر قرار می دهد.

۱) در شکل ۱ ملاحظه می کنیم که خودگرانش قرص سبب می شود تا ذرات گردوغبار با سرعت بیشتری در راستای عمود بر صفحه ی مرکزی و به سمت آن حرکت کرده و به روی آن نشست کنند.

۲) همچنین شکل ۲ نشان می دهد که خودگرانش قرص سبب بالا رفتن مقدار چگالی ذرات گردوغبار نزدیک به صفحه ی مرکزی و تجمع بیشتر این ذرات پیرامون این ناحیه می شود. این تاثیر به ویژه برای ذرات بزرگ تر و در نواحی دورتر از ستاره ی مرکزی برجسته تر است.

۳) شکل ۳ نیز نشان دهنده این است که با اضافه شدن خودگرانش، آهنگ برافزایش این ذرات به روی ستاره ی مرکزی کم تر می شود. از نکات جالب شکل ۳ می توان به امکان شکل گیری شکاف و حلقه در ذرات گردوغبار اشاره کرد. همان طور که در شکل مشخص شده است در قرص های پیش سیاره ای می تواند نقاطی وجود داشته باشد که سرعت شعاعی متوسط و شار جرمی ناشی از آن $\dot{M} = 2\pi r \Sigma_d \langle v_r \rangle$ در این نقاط صفر است که این نقاط را در این تحقیق، نقاط بحرانی می نامیم. نقاط بحرانی دو نوع هستند.

- ✓ در شعاع بزرگ تر از نقاط بحرانی شار مثبت و در شعاع کوچک تر شار منفی است که این به معنای دور شدن ذرات گردوغبار از دو طرف نقطه بحرانی یا کاهش چگالی ذرات گردوغبار در این نقطه است. به عبارت دیگر در این نوع نقاط بحرانی شکاف شکل می گیرد.
- ✓ در شعاع بزرگ تر از نقاط بحرانی شار منفی و در شعاع کوچک تر شار مثبت است به عبارت دیگر ذرات از هر دو طرف به نقطه بحرانی نزدیک شده که این به معنای افزایش چگالی و یا تشکیل حلقه است.

References:

[1] Andrews, Sean M., Wilner, David J., Espaillat, Catherine., Hughes, A. M., Dullemond, C. P., McClure, M. K., Qi, Chunhua., Brown, J. M., 2011, ApJ, 732, 42
[2] Cossins, Peter., Lodato, Giuseppe., Testi, Leonardo., 2010, MNRAS, 407, 181
[3] Dullemond, C. P., Monnier, J. D., 2010, ARAA, 48, 205
[4] Shadmehri, Mohsen., 2008, ApSS, 314, 217
[5] Shakura N.I., Sunyaev R.A., 1973, AA, 24, 337
[6] Takeuchi, Taku., Lin, D. N. C., 2002, ApJ, 581.1344
[7] Takeuchi, Taku., Lin, D. N. C., 2003, ApJ, 593, 52

مطالعه نقش میدان مغناطیسی در امواج مغناطو صوتی – گرانشی در اسپیکول‌های خورشیدی

زهرا فاضل[1]، هانیه امیری صادقان[1]

[1]گروه فیزیک نظری و اخترفیزیک، دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز

چکیده

تحریک امواج مغناطو صوتی – گرانشی تولید شده از پالس‌های موضعی در فشار گاز و مولفه عمودی سرعت را بررسی می‌کنیم. شبیه‌سازی عددی آشکار می‌کند که یک پالس اولیه با دامنه کوچک می‌تواند امواج مغناطو صوتی – گرانشی تولید کند، که بعدها از ناحیه انتقال به دلیل اختلاف زیاد دما منعکس می‌شود. در این مقاله نقش جهت میدان مغناطیسی بر تعیین دامنه نوسانات ناحیه انتقال بررسی می‌گردد.

مقدمه

اسپیکول‌ها پدیده‌های سیخ مانندی هستند که در امتداد لبه خورشید با دوره تناوب تقریبی 1 دقیقه و سرعت 25-10 کیلومتر بر ثانیه نوسان می‌کنند.

از انواع امواج مشاهده شده در اسپیکول‌ها، امواج مغناطو صوتی– گرانشی در بسیاری از مطالعات نظری و عددی مورد بررسی قرار گرفته است. انتشار امواج مغناطو صوتی کند، مغناطو صوتی کند ایستا و انتشار امواج مغناطو صوتی سریع را می‌توان از تقارن کینک و تقارن سوسیسی شناسایی کرد. این مدها توسط ابزارهای بسیار حساس مانند تریس، سومر/ سوهو و ای آی اس/ هینوده مشاهده شده است [1].

دانیکو و همکاران(2012) و موراوسکی و همکاران (2013)، امواج مغناطو صوتی تولید شده به طور ناگهانی را در اتمسفر خورشیدی مورد مطالعه قرار دادند، که توسط سه پیکربندی مختلف از خطوط میدان مغناطیسی مستقیم تولید می‌شوند. بسته به زمینه‌های جهت‌گیری میدان مغناطیسی، آنها دوره‌تناوب موج را در محدوده 300-150 به دست آوردند. زاکاراشویلی و همکاران(2012)، این مدل را به صورت خطوط میدان مغناطیسی خمیده تعمیم دادند، اما آنها امواج مغناطو صوتی – گرانشی آهسته را با پالس سرعت عمودی راه‌اندازی شده از ارتفاعات مختلف جو خورشیدی در نظر گرفتند. در نتیجه نیاز به تعمیم این مطالعات برای امواج مغناطو صوتی – گرانشی سریع وجود دارد[4][3][2].

ژلینک و موراوسکی (2013)، انتشار امواج مغناطو صوتی – گرانشی در ساختار خطوط میدان مغناطیسی پیچشی تاج خورشیدی را به طور عددی مطالعه کردند. این امواج توسط پالس گاوسی اولیه اعمال شده در مولفه افقی سرعت در زیر و یا بالای ناحیه انتقال به وجود می‌آیند. آن‌ها از شبیه‌سازی عددی، نوسانات ناحیه انتقال را برای هر دو مورد آشکارسازی کرده و دوره‌تناوب نوسان را اندازه‌گیری نمودند که هر دو بسیار شبیه به یکدیگر بوده و مربوط به نوسانات تقریبی 3 دقیقه‌ای مشاهده شده در بالای لکه‌های خورشیدی هستند[1].

بوگدان و همکاران (2003) و فدون و همکاران (2011)، تحریک، انتشار و تبدیل امواج مغناطو صوتی را توسط یک محرک متناوب در یک شبیه سازی مغناطوهیدرودینامیک سه بعدی ، مورد بحث قرار دادند [6][5].

هدف ما در این پروژه مطالعه امواج مغناطو صوتی - گرانشی در اسپیکول‌ها است. در این مطالعه لایه‌بندی گرانشی را در نظر می‌گیریم. تحریک امواج مغناطو صوتی- گرانشی حاصل از پالس‌های اولیه در فشار گاز و مولفه عمودی سرعت را با حل عددی معادلات مغناطوهیدرودینامیک دو بعدی با استفاده از کد TMC(Tearing Mode Code) بررسی خواهیم کرد. در زیر، در ابتدا معادلات اساسی را بیان کرده و شرایط اولیه و حالت اختلالی را معرفی می‌کنیم، سپس به بحث و نتیجه گیری می‌پردازیم.

معادلات اساسی

برای بررسی پلاسمای مغناطیده، از معادلات مغناطوهیدرودینامیک استفاده می‌کنیم. در مدل عددی، اتمسفر خورشیدی لایه‌بندی شده گرانشی را در نظر می‌گیریم که در آن پویایی پلاسما توسط معادلات مغناطوهیدرودینامیک ایده‌آل وابسته به زمان دو بعدی توصیف می‌شود.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla.(\rho V) = 0 \qquad (1)$$

$$\rho \frac{\partial V}{\partial t} + \rho (V.\nabla) V = -\nabla p + \frac{1}{\mu}(\nabla \times B) \times B + \rho g \qquad (2)$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \nabla \times (V \times B), \quad \nabla.B = 0 \qquad (3)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \nabla.(pV) = (1-\gamma) p \nabla.V \qquad (4)$$

در اینجا $p = \frac{k_B}{m}\rho T$ فشار گاز، ρ چگالی جرمی، $g = (0,-g, 0)$ شتاب گرانشی که در آن $g = 274\ \mathrm{ms}^{-2}$ است، V سرعت جریان، B میدان مغناطیسی، T دما، $\gamma = \frac{5}{3}$ شاخص آدیاباتیک، m جرم ذره‌ای متوسط و k_B ثابت بولتزمن است. در این مقاله، محور عمودی سیستم مختصات دکارتی توسط z و محور افقی توسط x مشخص شده است. پس، فرض می‌کنیم که محیط در امتداد جهت y ثابت است و مولفه‌های y سرعت پلاسما و میدان مغناطیسی برابر با صفر است، یعنی $V_y = 0$ و $B_y = 0$. این فرض امواج آلفون را از سیستم حذف می‌کند، اما هنوز هم اجازه می‌دهد تا امواج مغناطو صوتی - گرانشی آزادانه انتشار یابند. برای مطالعه نوسانات و امواج موجود در اسپیکول‌ها باید معادلات مغناطوهیدرودینامیک را حل کنیم. برای این منظور اختلالی در یکی از پارامترهای سرعت، فشار و یا میدان مغناطیسی ایجاد می‌کنیم.

تعادل اولیه

فرض می‌کنیم اتمسفر در حالت تعادل است و سرعت اختلالی برابر صفر است، میدان مغناطیسی مستقیم در جهت افقی بیان می‌شود، $B = B_0 \hat{x}$ که B_0 را در یک سطح مرجع اندازه‌گیری می‌کنیم. در حالت تعادل، گرادیان فشار با نیروی گرانش در توازن است: $-\nabla p_e + \rho_e g = 0$ ؛ که در آن فشار گاز تعادلی $p_e(z) = p_0 \exp\left[-\int_{z_r}^{z} \frac{dz'}{\Lambda(z')}\right]$ می‌باشد که p_0 فشار گاز در سطح مرجع $z_r = 10\ \mathrm{Mm}$ است و z=0 مربوط به پایه فتوسفر است.

اختلال

در $t = 0$ ثانیه، حالت تعادل را به طور ناگهانی با استفاده از پالس‌های گاوسی موضعی در فشار گاز و مولفه عمودی سرعت مختل می‌کنیم، یعنی

$$p(x,z,t=0)=p_e(z)+A_p f(x,z), \quad V_z(x,z,t=0)=A_v f(x,z) \tag{5}$$

$$\mathrm{f(x,z)}=\exp\left[-\frac{(x-x_0)^2}{w_x^2}-\frac{(z-z_0)^2}{w_z^2}\right] \tag{6}$$

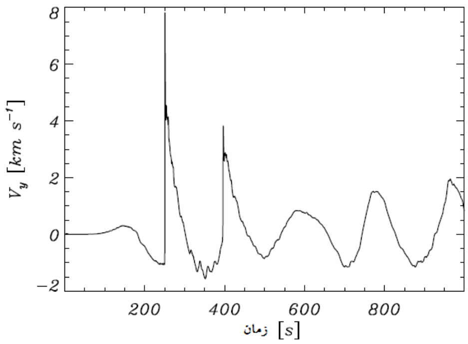
که در آن A_p و A_v دامنه اختلال هستند، $(x_0 ، z_0)$ موقعیت اولیه آنها است و $(w_x ، w_z)$ نشان‌دهنده عرض پالس در امتداد x و z هستند.

نتایج عددی

در این مطالعه جهت افقی را برای میدان مغناطیسی در نظر می‌گیریم. اولین پالس از معادله 5 باعث می‌شود امواج مغناطو صوتی - گرانشی در اتمسفر خورشید راه‌اندازی شوند. این امواج تراکم‌پذیر هستند، بنابراین می توان تحول آنها را با درجه حرارت و سرعت ردیابی کرد. نحوه تشکیل این امواج به این صورت است که در ابتدا اختلال در مولفه عمودی سرعت در حال نفوذ به تاج خورشیدی است. اختلالی که اعمال کردیم، در ابتدا محرک جریان در اتمسفر خورشید بوده، سپس این جریان‌ها امواج مغناطو صوتی - گرانشی را تولید می‌کنند. امواج ناشی از پالس های اولیه وارد تاج خورشیدی می‌شوند، چون خطوط میدان مغناطیسی افقی هستند، بنابراین این امواج در اصل امواج مگنتو صوتی - گرانشی سریع در منطقه با β پلاسما کم هستند. در این حالت، نوسانات با دامنه کوچک ناحیه انتقال بدون جت را مشاهده می‌کنیم در صورتی که برای میدان مغناطیسی عمودی، نوسانات با دامنه بزرگ همراه با جت مشاهده شده بود. در نتیجه جهت میدان مغناطیسی نقش بسیار حیاتی در تعیین دامنه نوسانات ناحیه انتقال ایفا می کند.

شکل 1 تغییرات زمانی مولفه عمودی سرعت در یک نقطه مشخصه را برای شکل‌گیری این امواج نشان می‌دهد. به عنوان یک نتیجه از کاهش سریع چگالی با ارتفاع، امواج منتشر شده به سمت بالا، با دامنه رشد کرده و به سرعت در حال تبدیل شدن به شوک‌ها هستند. در این حالت تنها دو شوک برای میدان مغناطیسی افقی مشاهده کردیم. اولین شوک در نقطه مشخصه در $t = 250$ ثانیه و شوک دوم به این نقطه در $t = 400$ ثانیه می رسد. محدوده زمانی 150 ثانیه بین این دو شوک، 100 ثانیه کوتاه تر از محدوده زمانی بین دو شوک در میدان مغناطیسی عمودی است. با این حال، تنها 30 ثانیه کوتاهتر از دوره تناوب قطع صوتی است $[P_{ac}]$. در نقطه مشخصه برای حالت میدان مغناطیسی عمودی $P_{ac}(z) \approx 180$ ثانیه است. سه نوسان بعدی، که از دامنه های کوچکتر هستند، دوره تناوب هایی از مرتبه P_{ac} را آشکار می کنند.

$$p_{ac}(z)=\frac{4\pi\Lambda(z)}{c_s(z)\sqrt{1+2\Lambda'(z)}} \tag{7}$$



شکل 1 : علائم زمانی V_y در نقطه مشخصه برای میدان مغناطیسی تعادلی افقی.

بحث و نتیجه گیری

تحریک ناگهانی نوسانات مغناطو صوتی – گرانشی و انتشار آن‌ها تحت میدان مغناطیسی تعادلی افقی را بررسی کرده و شبیه‌سازی عددی دوبعدی سرعت و پالس فشار گاز را اجرا می‌کنیم. این پالس ها در ابتدا در بالای فتوسفر خورشید در اتمسفر لایه‌بندی شده خورشیدی، راه‌اندازی می‌شوند. در مواردی که میدان مغناطیسی دارای مولفه افقی است، منجر به نوسانات ناحیه انتقال با دامنه نسبتا کوچک می‌شود که ناشی از امواج مگنتو صوتی – گرانشی سریع می‌باشد. در حالی‌که برای یک میدان مغناطیسی تعادلی عمودی، این تحریک منجر به نوسانات ناحیه انتقال با دامنه بزرگ می‌شود که ناشی از امواج مغناطو صوتی – گرانشی آهسته می‌باشد.

با تجزیه و تحلیل علائم زمانی V_y در یک نقطه مکانی ثابت، مشاهده می‌کنیم که دوره تناوب نوسان در میدان مغناطیسی افقی تقریبا 200 – 150 ثانیه است که کوتاه‌تر از دوره‌تناوب نوسان در میدان مغناطیسی عمودی (300 - 250 ثانیه) است. برای سیستم‌های میدان مغناطیسی افقی در پلاسمای به شدت مغناطیده، نوسانات عمود بر میدان مغناطیسی به عنوان امواج مگنتو صوتی – گرانشی سریع توصیف می شوند. در نتیجه، شبیه سازی عددی به وضوح نشان می‌دهد که پالس اولیه با دامنه کوچک در فشار گاز و سرعت عمودی قادر به ایجاد مجموعه‌ای از پدیده‌های پویا در مناطق فوقانی اتمسفر خورشید با دوره‌تناوب در محدوده 150 - 300 ثانیه است، این مقدار بستگی به جهت میدان مغناطیسی پس زمینه دارد.

مرجع‌ها

1. P. Jel´ınek, K. Murawski; *MNRAS* **434**, (2013) 2347–2354
2. Daniłko D., Murawski K., Erd´elyi R., 2012, *Acta Phys. Pol*., **43**, 6
3. Murawski K., Srivastava A. K., McLaughlin J. A., Oliver R., 2013, *Sol .Phys*., **283**, 383
4. Konkol P., Murawski P., Zaqarashvili T. V., 2012, *A&A*, **537**, A96
5. Fedun, V., Shelyag, S., Erdélyi, R.: 2011, *Astrophys. J.* **727**, 17.
6. Bogdan, T.J., Carlsson, M.,et al.: 2003, *Astrophys. J.* **599**, 626.

معرفی و طبقه‌بندی نظریه‌های چندجهانی متولد در فیزیک معاصر

نرگس فتحعلیان
دانشگاه پیام نور

چکیده

اصطلاح چندجهانی برای اولین بار در سال 1998 در یک مقاله‌ی علمی به کار رفت. پس از آن نظریه‌های چندجهانی که بر اساس آن گروه بزرگی از جهان‌های دیگر وجود دارد که به لحاظ علی با آن‌ها تماسی نداریم و هرگز نخواهیم داشت، به طور گسترده موضوع بحث فیزیک‌دانان و کیهان‌شناسان قرار گرفتند. این نظریات در فیزیک به طور کلی از نظریه‌های ریسمان (در فیزیک ذرات)، تورم آشوبناک، تعبیر اورت از مکانیک کوانتمی و گرانش کوانتمی (معادله ویلر-دوویت) متولد می‌شوند. در این مختصر به معرفی نظریه‌های چندجهانی می‌پردازیم و همچنین طبقه‌بندی تگ‌مارک از جهان‌ها را مرور کرده و بررسی می‌کنیم که چندجهانی‌های هر نظریه در ذیل کدام طبقه از جهان‌های تگ‌مارک قرار می‌گیرند.

مقدمه

نخستین باری که واژه‌ی چندجهانی[1] در یک مقاله‌ی علمی به کار رفت در سال 1998 بوده‌است. *[Kragh, 2011]* منظور از این اصطلاح وجود جهان‌هایی است که ما به لحاظ علی با آن‌ها تماسی نداشته و هرگز نخواهیم داشت. امروزه نظریه‌های جهان‌های چندگانه به میزان قابل توجهی موضوع بحث فیزیک‌دانانِ نظری و کیهان‌شناسان است. با وجود آنکه جهان‌ها از اساس مشاهده‌پذیر نیستند، چرا امکان چندجهانی برای ما مهم است؟ چندین دلیل وجود دارد. مهم‌ترین‌اش آن است که قوانینی که ما به طور موفقیت آمیزی برای توصیف جهان مشاهده‌پذیر به کار می‌بریم، به طور طبیعی در چارچوب بزرگ‌تری فرمول‌بندی شده‌اند که شامل قسمت‌های مشاهده‌ناپذیر نیز هست. پایه‌ی مدل استاندارد کیهان‌شناسی این است که قوانین فیزیکی یکتا هستند و همه جا و همیشه عمل می‌کنند که می‌توان آن‌را تک-جهانی‌گری[2] نامید. بر این اساس همچنین هیچ زمان و مکان مرجحی وجود ندارد. در مقابل، چندجهانی‌گری[3] که مدل‌های چندجهانی متضمن آن هستند، بدان معنا است که در مکان‌ها یا زمان‌های متفاوت قوانین مختلفی عمل می‌کنند. *[Wilczek, 2013]* نظریه‌های چندجهانی، از میان نظریه‌های فیزیک معاصر، به طور کلی از نظریه‌های ریسمان (در فیزیک ذرات)، تورم آشوبناک، گرانش کوانتمی و تعبیر اورت از مکانیک کوانتمی متولد می‌شوند. در این مختصر به معرفی نظریه‌های چندجهانی می‌پردازیم و همچنین طبقه‌بندی تگ‌مارک از جهان‌ها را مرور کرده و بررسی می‌کنیم که چندجهانی‌هایِ هر نظریه در ذیل کدام طبقه از جهان‌های تگ‌مارک قرار می‌گیرند.

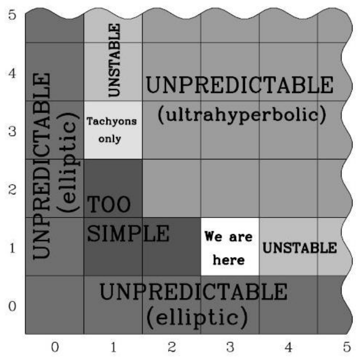
چندجهانی متولد از نظریه‌های ریسمان

در نظریهٔ ریسمان اشیای بنیادین به جای ذرات بی‌بعد، اشیایی یک بعدی (ریسمان‌گونه) هستند که به آن‌ها ریسمان می‌گویند. دو نوع ریسمان باز و بسته وجود دارد که هریک با معادلات جداگانه‌ای توصیف می‌شوند. ریسمان‌ها در فضایی بیش از چهار بعد – معمولا 10 بعد- قرار دارند. اما در جهان مشاهده‌پذیر ما فضا-زمان چهار بعدی است. این اختلاف در ابعاد در نظریه ریسمان به این شکل توضیح داده می‌شود که ابعاد اضافی در تجربیات انرژی پائین و در

---

[1] Multiverse
[2] Universality
[3] Multiversality

دسترس، به فضای فشرده با حجم کوچک – تا مقیاسی در حدود 10^{-18} متر- تقلیل می یابد که ما قادر به تشخیص آن نیستیم. *[Seifert, 2004]* همچنین نظریه‌ی ریسمان باید با شواهد تجربی همخوانی داشته باشد که یکی از مهم‌ترین آن‌ها ثابت کیهان‌شناسی است. معضل ثابت کیهان‌شناسی این است که مقدار انرژی خلأ مشاهده شده حدود 10^{-120} برابر مقداری است که از نظریه پیش‌بینی می شود. نظریه‌های ریسمانی مقبول‌اند که با ثابت کیهان‌شناسی یا انرژی خلاء مثبت سازگار باشند. فشرده‌سازی ابعاد به همراه در نظر گرفتن شرایط این کار، در مجموع به تعدد حالات می-انجامد به طوری که اکنون تعداد نظریه‌های ریسمانی که با انرژی خلا مثبت سازگار باشند، از مرتبه‌ی 10^{100} تا 10^{500} است. به این مجموعه چشم انداز[4] ریسمان گویند. این مجموعه چنان زیاد است که قابل انتظار خواهد بود در برخی از آن‌ها ثابت کیهان‌شناسی به مقدار جهانِ کنونی ما باشد.*[Zwiebach, 2009]* پس اگر چشم‌انداز ریسمان صحیح باشد، جهانِ ما یکی از بسیاری جهان‌های ممکن خواهد بود.



شکل 1: شمایی از دیگر موقعیت‌های کیهانی *[Tegmark, 2003]*

(محور افقی، ابعاد مکان و محور عمودی ابعاد زمان)

تورم آشوبناک مولد چندجهانی

اولین مدل تورمی توسط گوث[5] در 1981 ارائه شد. اندیشه‌ی پایه‌ای تورم که برای رفع مشکلات مدل انبساط بزرگ ارائه شد این بود که جهان دوره انبساط نمایی بسیار کوتاهی را طی کرده است. زمان از مرتبه 10^{-43} تا 10^{-35} بوده‌است. بهترین مدل تورمی، مدل تورم آشوبناک بود که در سال 1983 توسط لینده ارائه شد.*[Linde, 1983]* طرح ساده‌ی مدل تورم این است که میدانی اسکالر، مانند ϕ مفروض است. جرم m و شکل پتانسیل $V(\varphi)=\frac{1}{2}m^2\varphi^2$ است. میدان اسکالر پیشنهادی لینده می‌تواند در ابتدا مقداری تصادفی مانند φ_a داشته باشد به طوری که تنها به اندازه $\Delta\varphi_a$ تغییر کند. *[Ross , 2003 , pp.196-199]* تورم ناشی از نوسانات میدان اسکالر در حالت خلاء است. دینامیک مساله توسط معالدات فریدمن بیان می‌شود. اگر میدان اسکالر در جهان اولیه به طور آشوبناک توزیع شده باشد، در نواحی با میدان کوچک تورم نخواهیم داشت و در نواحی با میدان بزرگ تورم صورت می‌گیرد. این تورم که ناشی از افت و خیزهای کوانتمی است نواحی جزیره‌ای همگنی از آشفتگی اولیه را موجب می‌شود که هر یک بسیار بزرگ‌تر از اندازه‌ی جهانِ قابل مشاهده است. هر یک از این نواحی پتانسیل آن را دارند که جهانی دیگر را تولید کنند. در این مدل، جهان آشوبناک اولیه از حباب های به طور علی مجزا تشکیل شده که در آنها، شرایط اولیه متفاوت هستند. یکی

[4] Landscape
[5] Guth

از این حباب‌ها جهان ما را شکل داده و ما همواره از جهان‌های دیگر بی‌خبر خواهیم بود. در این مدل علی‌الاصول[6] می‌توانیم به تعداد بی‌نهایت شمارش‌ناپذیر، جهان داشته باشیم.

چندجهانی حاصل از تعبیر اورت از کوانتم مکانیک

طبق تعبیر کوپنهاگی از مکانیک کوانتم، یک سیستم فیزیکی که با برهم‌نهی توابع موجی‌اش توصیف می‌شود را نمی‌توان پیش از اندازه‌گیری یا مشاهده، واقعی دانست. آنچه در لحظه‌ی اندازه‌گیری اتفاق می‌افتد این است که حالت کوانتمی به حالتی متناظر با نتیجه‌ی مشاهداتی فرو می‌پاشد. دیگر حالت‌های ممکن که علی‌الاصول ممکن است شامل حالت‌های بسیاری باشد، غیرواقعی باقی می‌مانند: واقعیت با فروپاشی تابع موج در اثر مشاهده، به وجود می‌آید.
اورت[7] در سال 1957 تعبیرِ به طور کامل جدیدی از "حالت نسبی" ارائه داد، که تعبیر کوپنهاگی متعارف بوهر، هایزنبرگ و روزنفلد را به چالش کشید. او استدلال کرد که معماهای کوانتم مکانیک (مانند گربه‌ی شرودینگر) با انکار فروپاشی قابل توضیح خواهند بود. طبق نظر او، توابع موج واقعی‌اند و همچنان با معادله‌ی شرودینگر قابل توصیف‌اند. حالاتِ پیش از اندازه‌گیری که مشاهده نشده‌اند کمتر از مورد اندازه‌گیری‌شده واقعی نیستند. هر نتیجه‌ای از یک واقعه-ی کوانتمی ممکن در جهان واقعی وجود دارد اگر چه جهانِ ما نباشد. طبق تعبیر اورت با هر فرآیند زیراتمی جهان می‌شکند، تقسیم شده و متکثر می‌شود، به طوری که بدن‌ها و مغزهای ما قسمتی از این تکثیرِ دائمی‌اند. جهان‌های دیگر، جهان‌های ناموفق یا غیرواقعی و بالقوه نیستند، بلکه هر ذره‌ی آن به اندازه‌ی جهانی که در آن زندگی می‌کنیم واقعی است. گربه‌ی معروف شرودینگر، زنده یا مرده نیست بلکه زنده و مرده است، اگر چه نه در همان مکان و زمان. با این وجود جهان‌های دیگر اکیداً از جهان ما جدا هستند. اورت در 1957 نشان داد که این تصویر ، بر اساس این نظر که همه‌ی امکان‌های کوانتمی واقعی هستند، به همان پیش‌بینی‌های تجربی تفسیر کوپنهاگی می‌انجامد و در تجربه تفاوتی اقتضا نمی‌کند. این تعبیر خاص که برای حل مشکل اندازه‌گیری در مکانیک کوانتم ارائه شد تا سال‌ها بعد از ارائه‌اش، به نظریه‌های کیهان‌شناسی مرتبط نشد. بلکه دویت و گراهام بودند که در سال 1973 از تعبیر اورت، تعبیری از بردار حالت ارائه کردند که بر پایه‌ی آن می‌توان به کل جهان بردار حالت نسبت داد و با تعبیر اروت از بردار حالت تعبیر چندجهانی از کوانتم مکانیک داشت.

تولد چندجهانی در گرانش کوانتمی

یکی از صورت‌بندی‌های نسبیت عام انیشتین، معروف است به ADM[8] که در آن فضا-زمان چهاربعدی به زمان-ثابت (3+1) تجزیه می‌شود. در گرانش کوانتمی با کمک فرمول‌بندی هامیلتونی نسبیت عام و تجزیه مذکور به معادله‌ی ویلر-دوویت[9] می‌رسیم.[10] به این شکل هر تابع موجی که در معادله‌ی ویلر-دوویت صدق کند به یک جهان

---

[6] In principle
[7] Everett, فیزیک‌دان و ریاضی‌دان آمریکایی
[8] Arnowitt-Deser-Misnerr
[9] - Wheeler-Dewitt equation
[10] برای جزئیات بیشتر ر.ک. Hamber, 2009, pp.103-117.

کوانتمی مربوط است. تابع موج تابعی پیوسته از متریک است و در این مدل علی‌الاصول به ازای هر متریک یک جهان می‌توان بی‌نهایت جهان داشت. این دیدگاه مجموعه‌ای در هم‌تنیده از جهان‌ها را پیشنهاد می‌دهد.

طبقه‌بندی تگ‌مارک از جهان‌ها

مدل‌ها و سطوحِ مختلفی از جهان‌های چندگانه و روش‌های متعددی برای طبقه‌بندی نظریه‌هایش وجود دارد که معروف‌ترینِ آن‌ها چهار سطحِ تگ‌مارک است: سطح I: شامل جهان‌هایی است با شرایط اولیه متفاوت و قوانین یکسان. در این سطح یک فضای نامتناهی شامل تعداد بی‌شماری حجم هابلی (جهان) داریم که همه‌ی شرط‌های اولیه را محقق کرده باشند. قوانین فیزیکی تمامی جهان‌های سطح I یکی هستند. این جهان‌ها تصویر این‌همان را از هر یک از موجودات زمینی، در فاصله‌ی متوسط $10^{10^{29}}$ متر دورتر، دارا هستند. سطح II : این جهان‌ها در نواحی فضایی متفاوت و دارای قوانین (ثابت‌های بنیادی، ابعاد، ذرات و غیره) متفاوت هستند و یک فرانظریه[11] یکسان بر همه‌ی آن-ها حاکم است. سطح III : چندجهانی کوانتمی. ساختارهای متفاوتی که هر یک محل تحقق یکی از دامنه‌های تابع موج هستند و به صورت موازی فرض می‌شوند. سطحIV: شامل چندجهانی ریاضیاتی[12]. تگ‌مارک با طرح "دموکراسی ریاضی"- به معنای آنکه هر مدلی که به لحاظ ریاضیاتی سازگار باشد وجود فیزیکی دارد- و همچنین با این فرض که هر جهان فیزیکی یک ساختار ریاضی است، جهان‌های سطح IV را شامل تمام جهان‌هایی می‌داند که به لحاظ ریاضیاتی سازگار باشند. [Tegmark, 2003]

جمع‌بندی

در این نوشته به طور مختصر نظریه‌های فیزیکی را که مولد چندجهانی هستند معرفی کرده و طبقه‌بندی تگ-مارک از جهان‌ها را آوردیم. چندجهانیِ برآمده از نظریه‌ی ریسمان تعددی متناهی دارد. همچنین از آنجا که هر ثابت کیهان‌شناسی متفاوت معادل قوانین ذرات متفاوت خواهد بود، لذا این نوع چندجهانی را می‌توان از نوع چندجهانی سطح II تگ‌مارک دانست. در مدل تورم آشوبناک، جهان آشوبناک اولیه از حباب‌های به طور علی مجزا تشکیل شده که در آنها، شرایط اولیه متفاوت هستند و لذا این مدل به چندجهانی سطح I تگ‌مارک می‌انجامد. این مدل علی‌الاصول می‌تواند به تعدد بی‌نهایت شمارش‌ناپذیر از جهان‌ها منجر شود. اگر مدل کیهان شناسی تورمی را همراه با نظریه ریسمان در نظر بگیریم به تصویری از یک چند جهانی مرکب از تعداد بی‌نهایت از قلمروهای به طور نمایی بزرگ (جهان ها)، با تعداد به طور نمایی زیاد از خواص مختلف می‌رسیم که در واقع ترکیبی از جهان‌های سطح I و II است. یا در واقع حباب‌هایی از جهان‌های سطح II خواهد بود که در دل هر حباب یک دسته از جهان‌های سطح I قرار می‌گیرند. جهان‌های حاصل از تعبیر اورت مشخصاً جهان‌های سطح III تگ‌مارک را تشکیل می‌دهند. چندجهانی حاصل از گرانش کوانتمی که حاصل فرآیندی کوانتومی است علی الاصول به تعدد شمارش ناپذیر جهان‌ها منتهی می‌شود و می‌تواند مدلی ریاضیاتی باشد. جهان‌های سطح IV شامل تمام انواع جهان‌ها خواهد بود که مدل ریاضیاتی سازگاری دارند.

---

[11] Meta-theory
[12] Mathematical Multiverse

مرجع‌ها

1. Kragh, H., , 2011, *Higher Speculations*, Oxford Uni. Press.
2. Wilczek, F., 2013, arXiv:1307.7376.
3. Seifert, M., 2004, *"Calabi-Yau Compactification,"*, http://hamilton.uchicago.edu/~sethi/Teaching/P484-W2004/calabi-yau.pdf
4. Zwiebach, Barton, 2009, *A First Course in String Theory*, Second Edition, Cambridge: Cambridge University Press.
5. Linde, A. D., 1983, ”Chaotic Inflation”, Phys. Lett. B 129, 177.
6. Ross, M., 2003, *Introduction to Cosmology*, Third Edition, Chichester: John Wiley & Sons, Ltd.
7. Everett, H., 1957, "Relative State' Formulation of Quantum Mechanics," *Reviews of Modern Physics*, 29: 454–462. Reprinted in Wheeler and Zurek 1983: 315–323.
8. Tegmark, M., astro-ph/0302131, Scientific American, 40-51, 2003. http://space.mit.edu/home/tegmark

منحنی دوران کهکشانی با در نظر گرفتن سهم گازهای مولکولی

قاری، امیر[۱] حقی، حسین [۱] حسنی زنوزی، اکرم[۱]

[۱] *دانشگاه تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان*

چکیده

در این مقاله مدل منحنی چرخش کهکشان‌های مارپیچی با در نظر گرفتن سهم گاز هیدروژن مولکولی، H_2، که فراوانترین مولکول عالم است، بررسی شده است. در محاسبات خود از مدل هاله‌ی ماده‌ی تاریک همدما(ISO) استفاده کرده و روابط مقیاسی مربوط به پارامترهای فیزیکی هاله‌ی ماده تاریک در دو حالت با احتساب گاز مولکولی و بدون احتساب گاز مولکولی بررسی می‌شود. نتایج ما نشان از کاهش سهم هاله ماده تاریک با احتساب گاز مولکولی دارد. همچنین نمودار رنگ – نسبت جرم به درخشندگی ستاره‌ای $\left(\frac{M}{L}\right)_*$ در حالت با احتساب سهم گاز مولکولی با نتایج تئوری سنتز جمعیت ستاره‌ای (SPS) همخوانی بیشتری دارد. همچنین چگالی سطحی هاله ماده تاریک با و بدون احتساب گاز مولکولی به ترتیب مقدار تقریباً ثابت $\rho_0 R_c = 130\ \frac{M_\odot}{pc^2}$ و $\rho_0 R_c = 166\ \frac{M_\odot}{pc^2}$ بدست می‌آید.

مقدمه

منحنی چرخش کهکشانهای مارپیچی یکی از شواهد رصدی مهم برای مساله‌ی جرم گم شده است به این ترتیب که با رصد کهکشانهای مارپیچی توسط تابش ۲۱ سانتی متری HI معلوم شده است که سرعت چرخش با افزایش شعاع، به یک مقدار ثابت میل می‌کند. بنابریان توزیع جرم کهکشان باید متناسب با شعاع افزایش یابد(Bosma, 1978). با توجه به میزان ماده‌ی باریونی کهکشان که شامل جرم ستاره‌ای دیسک، بالج و گازهای اتمی HI و He است، به نظر می‌رسد که برای توصیف تخت شدگی منحنی دوران، نیاز به حضور هاله‌ای از ماده‌ی تاریک است.

تاکنون پروفایل‌های متعددی برای توزیع جرم این هاله‌ی تاریک پیشنهاد شده است. یکی از این پروفایل‌ها، توزیع چگالی همدما (ISO) می‌باشد. ما در این مقاله از پروفایل ISO استفاده خواهیم کرد. اما به نظر می‌رسد که علاوه بر گازهای اتمی، گازهای مولکولی نیز در کهکشان سهم قابل توجهی داشته باشند. هر چند تاکنون میزان آن به دقت مشخص نشده است. بنابر برخی مطالعات به نظر می‌رسد (Fukugita et al 1998, Nicastro et al 2005, Danforth et al 2006) که فقط حدود ۵۰ درصد ماده‌ی باریونی در اثر تابش درون ستاره‌ها و فضای میان ستاره‌ای، جنگل‌های لیمان آلفا (Lyman α forest)و گازهای میان کهکشانی گرم و داغ (WHIM) قابل شناسایی است و نیم دیگر ماده‌ی باریونی در فضای میان کهکشانی و در فیلامانهای کیهانی موجود است که وجود بخش قابل توجهی از آن در کهکشانها و بصورت گازهای سرد غیر قابل اجتناب است (Tiret & Combes 2009, Pfenniger & Combes 1994).

اولین بار (Tiret & Combes 2009) فرض کردند که بخشی از باریون‌های گم شده، بصورت گاز سرد مولکولی H_2 در کهکشان‌های مارپیچی وجود دارند و این امر باعث کاهش جرم هاله ماده تاریک می‌شود. در این مقاله به تأثیر گاز مولکولی، بر منحنی چرخش یک مجموعه از کهکشان‌های مارپیچی خواهیم پرداخت. ابتدا مدل منحنی چرخش مورد استفاده و پروفایل هاله ماده تاریک بکار رفته را شرح می‌دهیم. در ادامه به داده‌های رصدی شامل کهکشان‌های مورد بررسی اشاره خواهیم کرد. سپس روش برازش پارامترهای آزاد مدل با استفاده از روش‌های مونته کارلو و تعیین کمترین χ^2 توسط نرم‌افزار R را شرح می‌دهیم. در نهایت نتایج بدست آمده مورد بررسی قرار می‌گیرد.

مدل منحنی چرخش

منحنی چرخش کهکشان‌های مارپیچی بصورت جمع سه مولفه‌ی دیسک ستاره‌ای و بالج، دیسک گازی و هاله ماده تاریک در نظر گرفته می‌شود و بصورت رابطه‌ی مربعی زیر نوشته می‌شود:

$$V_{rot}^2 = V_{gas}^2 + V_*^2 + V_{halo}^2 \qquad (۱)$$

در این رابطه، V_{gas} مربوط به سرعت چرخش دیسک گازی شامل گاز اتمی و مولکولی می‌باشد. سهم گاز اتمی در سرعت چرخش را که از رصد تابش ۲۱ سانتی متری معین می‌شود با V_{at} نشان داده و برای اضافه کردن سهم گاز مولکولی به منحنی چرخش، پارامتر آزاد c را بعنوان یک فاکتور مقیاس بصورت زیر در سرعت چرخش دیسک گاز اتمی ضرب می‌کنیم. یعنی داریم :

$$V_{gas}^2 = c\, V_{at}^2 \qquad (۲)$$

V_* مربوط به سرعت چرخش دیسک ستاره‌ای است که از مدل‌های سنتز جمعیت ستاره‌ای یا مدل دیسک نمایی فریمن تعیین می‌شود. یکی از پارامترهای آزاد مدل، نسبت جرم به درخشندگی ستاره‌ای $(\frac{M}{L})_*$ است که در V_* نهفته است.

در نهایت برای هاله ماده تاریک از مدل ISO استفاده می‌کنیم که تابع چگالی آن بصورت زیر است:

$$\rho_{ISO} = \frac{\rho_0}{1+(\frac{R}{R_c})^2} \qquad (۳)$$

در نتیجه مقدار V_{halo} بصورت زیر نوشته می‌شود:

$$V_{halo} = \sqrt{4\pi G\rho_0 R_c^2\left[1 - \frac{R_c}{R}\, atan\left(\frac{R}{R_c}\right)\right]} \qquad (۴)$$

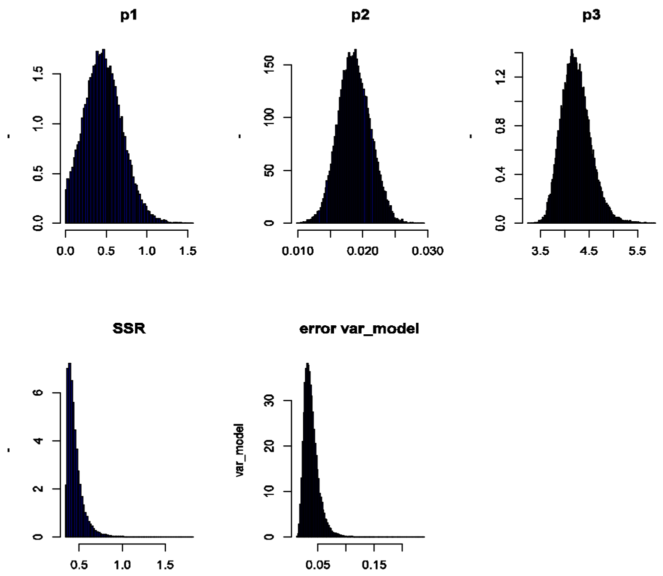
در این رابطه هم دو پارامتر ρ_0 و R_c بعنوان پارمترهای آزاد هاله ماده تاریک در نظر گرفته می‌شوند که با مدل سازی برای هر کهکشان تعیین می‌شوند.

داده‌های رصدی

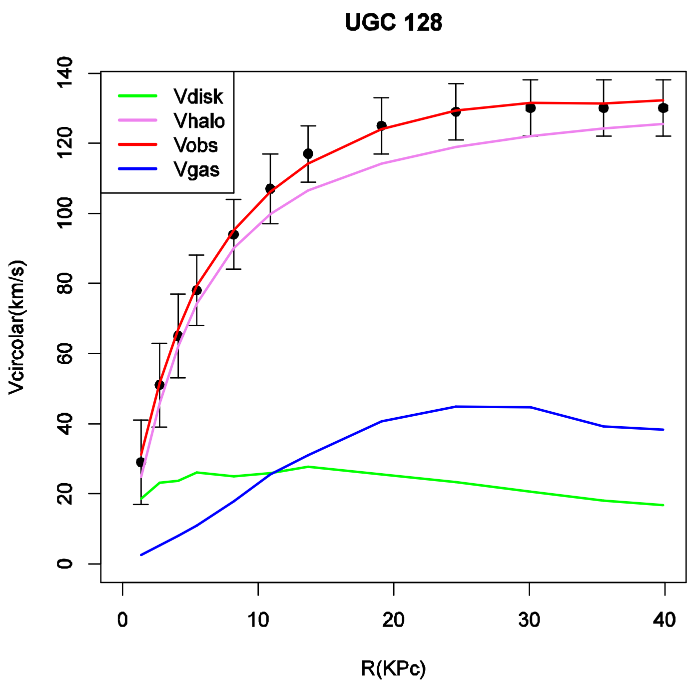
نمونه‌ی ما شامل یک مجموعه از ۴۶ کهکشان مارپیچی با نوع هابلی متفاوت است که از مقالات [5] ، [6] ، [8] و [9] برگرفته شده است. این مجموعه شامل ۳۲ کهکشان HSB و ۱۴ کهکشان LSB است.

برازش منحنی چرخش کهکشانها

در این مقاله از نرم‌افزار محاسبات آماری R و بسته‌ی FME برای برازش منحنی چرخش کهکشانهای مورد بررسی و تعیین پارامترهای آزاد مدل منحنی چرخش استفاده شده است. در این بسته با استفاده از دستور modMCMC و کمینه کردن پارامتر χ^2 با الگوریتم adaptive Metropolis Hastings و زنجیره‌های Monte Carlo اقدام به تعیین بهترین پارامترهای آزاد می‌کنیم. با استفاده از داده های رصدی مقادیر حاصل از fit شدن داده‌های رصدی با مدل منحنی چرخش برای چهار پارامتر آزاد شامل $\frac{M}{L}$ ، c ، ρ_0 و R_c بدست می‌آید. هیستوگرام و منحنی چرخش برای کهکشان UGC 128 بصورت نمونه در شکل زیر آمده است.



شکل۱ : هیستوگرام پارامترهای آزاد منحنی چرخش کهکشان **UGC 128** با نرم افزار **R**



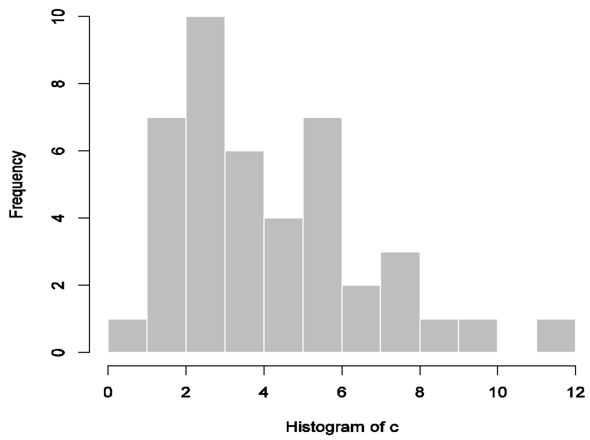
شکل ۲ منحنی چرخش کهکشان **UGC 128** در حالت بدون پارامتر **c**

نتایج

در این بخش به بررسی مدل منحنی چرخش و نتایج محاسبات می‌پردازیم. ابتدا فاکتور مقیاس c را بررسی می‌کنیم. سپس به بررسی روابط مقیاسی هاله‌ی ماده تاریک خواهیم پرداخت و در نهایت روابط رنگ-$\frac{M}{L}$ ستاره‌ای در دو حالت با پارامتر c و بدون پارامتر c بررسی شده و مقایسه با مدل‌های تئوری انجام می‌شود.

سهم گازهای مولکولی c

داده‌های محاسبه شده برای فاکتور مقیاس c بر حسب تعداد کهکشان، بصورت شکل زیر می‌باشد که میانگین این پارامتر، ۴/۸ بدست آمده است.



شکل۳ : هیستوگرام توزیع تعداد کهکشان بر حسب c در نمونه‌ی کهکشانهای آنالیز شده در این مقاله

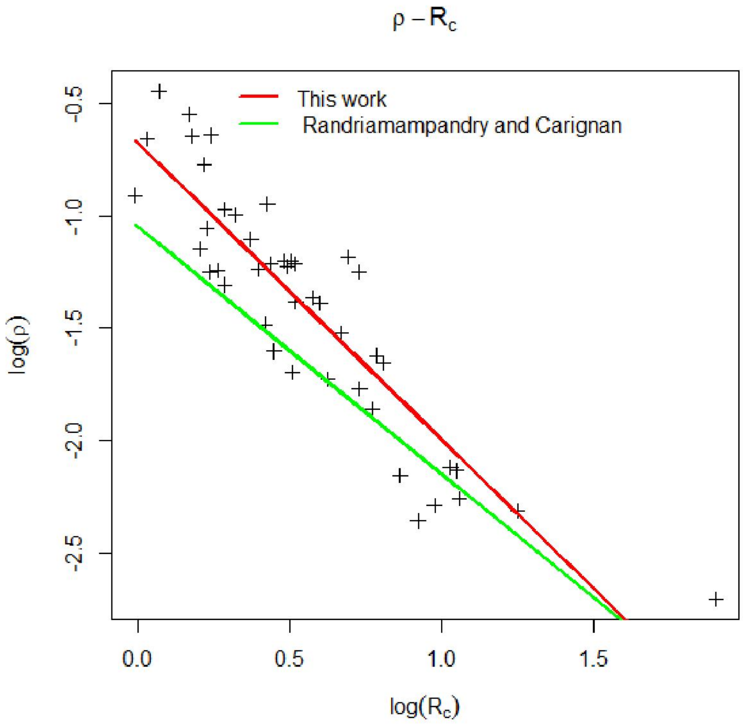
روابط مقیاسی هاله‌ی ماده تاریک

رابطه‌ی بین پارمترهای آزاد هاله ماده تاریک ρ_0 و R_c برای دو حالت بدون پارامتر c و با پارامتر c بصورت روابط ۵ و ۶ است:

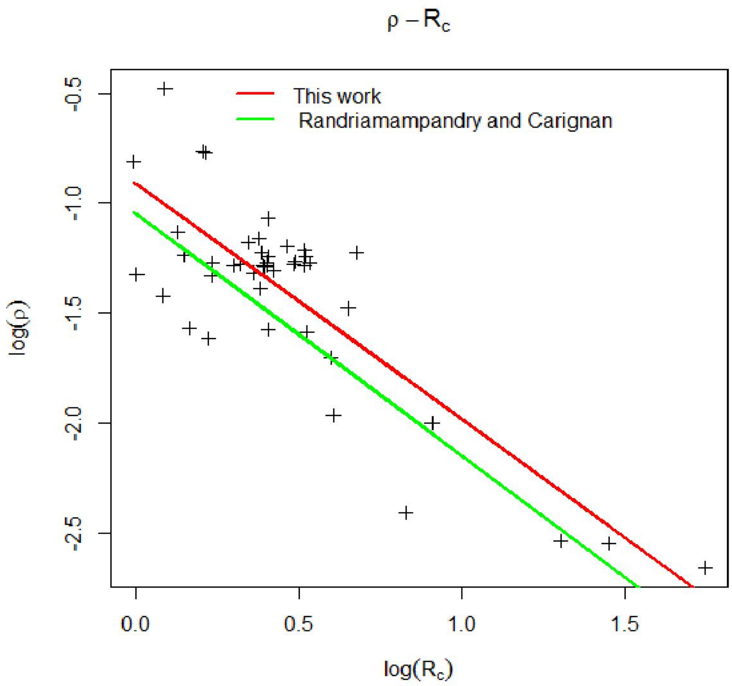
$$\log\rho_0 = -1.31\times\ logR_c - 0.67 \qquad (۵) \qquad \text{بدون پارامتر c}$$

$$\log\rho_0 = -1.07\times\ logR_c - 0.91 \qquad (۶) \qquad \text{با پارامتر c}$$

شکل ۴ و ۵ به ترتیب، نمودار رابطه‌ی بین ρ_0 و R_c را بدون پارامتر c و با پارامتر c نمایش می‌دهد، که شیب نمودار با پارامتر c با مقاله‌ی (Randriamampandry , Carignan, 2014) تطابق و همخوانی دارد.



شکل۴ : نمودار ρ_0 بر حسب R_c بدون پارامتر c



شکل۵ : نمودار ρ_0 بر حسب R_c با پارامتر c

رابطه‌ی بین پارمترهای آزاد هاله ماده تاریک ρ_0 و R_c در مقاله‌ی (Randriamampandry , Carignan, 2014) بصورت رابطه‌ی ۷ است:

$$\log \rho_0 = -1.10 \times \ logR_c - 1.01 \qquad (۷)$$

همچنین می‌توان یک رابطه‌ی مقیاسی بین ρ_0 و R_c در نظر گرفت که در مقاله‌ی (R , C, 2014) بصورت رابطه‌ی ۸ است:

$$\rho_0 R_c = 120\ \frac{M_\odot}{pc^2} \qquad (۸)$$

در اینجا این رابطه برای حالتهای بدون پارامتر c و با پارامتر c به ترتیب به صورت زیر است:

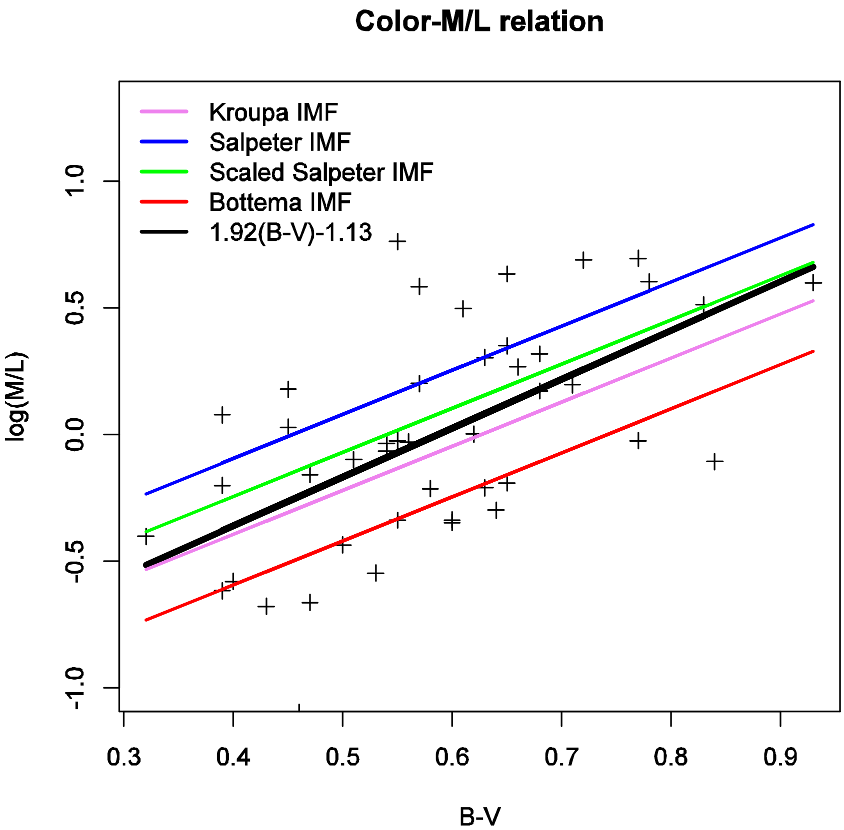
$$\rho_0 R_c = 166\ \frac{M_\odot}{pc^2} \qquad (۹)$$ بدون پارامتر c

$$\rho_0 R_c = 130\ \frac{M_\odot}{pc^2} \qquad (۱۰)$$ با پارامتر c

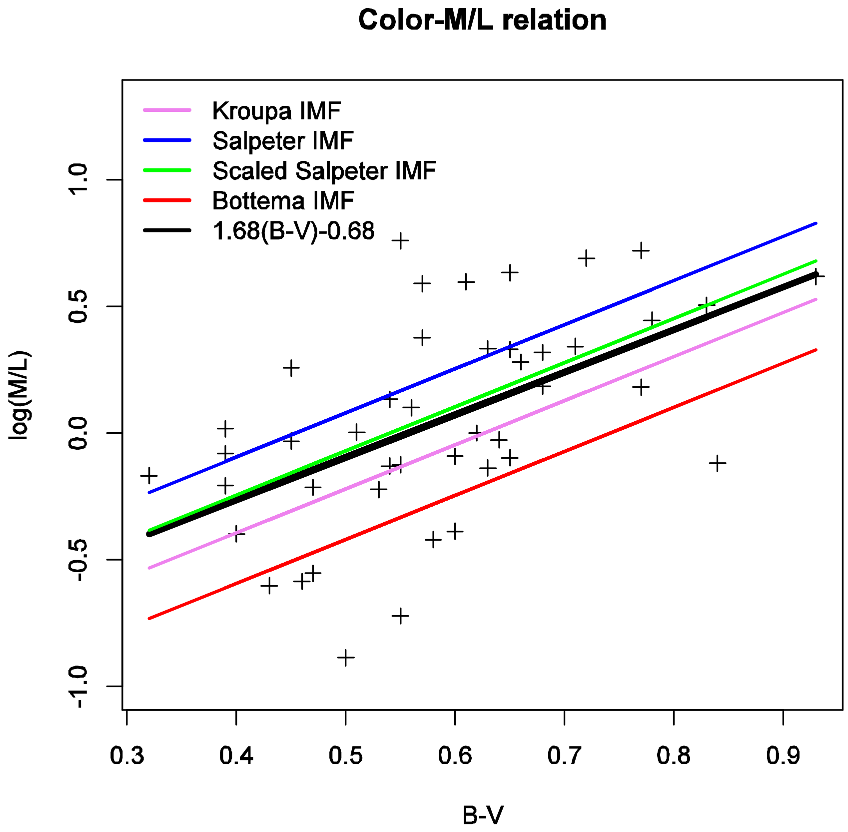
که باز هم در حالت با پارامتر c تطابق بیشتری با مقاله بالا دارد.

نمودار رنگ-$\frac{M}{L}$ ستاره‌ای

در نهایت نمودار رنگ-$\frac{M}{L}$ ستاره‌ای در شکل‌های ۶ و ۷ به ترتیب برای حالت‌های بدون پارامتر c و با پارامتر c نمایش داده شده است. همانطور که در نمودارها دیده می‌شود شیب نمودار fit شده در حالت با پارامتر c با نمودارهای تئوری که از مدل‌های جمعیت ستاره‌ای بدست می‌آید هماهنگی دارد.



شکل۶ : نمودار اندیس رنگ بر حسب $\frac{M}{L}$ ستاره‌ای بدون پارامتر c



شکل۷ : نمودار اندیس رنگ بر حسب $\frac{M}{L}$ ستاره‌ای با پارامتر c

مرجع‌ها

1. Bosma A., 1978, PhD Thesis, Groningen Univ., (1978)
2. Tiret O., Combes F., 2009, *A&A*, 496, 659
3. Pfenniger D., Combes F., 1994 A&A 285, 94
4. Hasani Zonoozi.A , Haghi.H, 2010, *A&A*, 524,A53
5. Sanders, R. H. 1996, ApJ, 473, 117
6. McGaugh, S. S., and de Blok, W. J. G. 1998, ApJ, 499, 41
7. McGaugh, S. S., and de Blok, W. J. G. 1998, ApJ, 499, 66
8. Sanders, R. H., and Verheijen M. A.W., 1998, ApJ, 503, 97-108
9. Begeman, K. G., Broeils, A. H., and Sanders, R. H. 1991, MNRAS, 249, 52
10. Randriamampandry, T. & Carignan, C. 2014*, MNRAS*, 439, 2132

The Effect of magnetic diffusivity parameter on Two Dimentional ADAFs with Outflow

J. Ghanbari[1,2], M. Mousapour[2]
[1]*Department of Physics, School of Siences, Ferdowsi University of Mashhad, Iran*
[2]*Department of Physics, Khayyam University, Mashhad, Iran*

ABSTRACT

The aim of this paper is to investigat the role of magnetic diffusivity parameter on the structure of ADAFs. We use the self-similar assumption in radial direction to solve the MHD equations for hot accretion disks. The toroidal component of magnetic field and all three components of the velocity field $\mathbf{v} \equiv (v_r, v_\theta, v_\varphi)$ *are considered in our work. Our results indicate that the outflow region, where the redial velocity becomes positive in a certain inclination angle* θ_0 *, always exists. We see that the stronger magnetic diffusivity parameter does not have any sensible effect on the inclination angle,* θ_0. *Numerical calculations of our model have revealed that the magnetic diffusivity parameter has a significant effect on the vertical structure of accretion disks.*

Key words: *accretion, accretion disks, MHD, magnetic diffusivity, outflow.*

INTRODUCTION

Accretion disks are challenging and controversial issues, in recent decades, which have attracted researchers to study the various models. Many theoretical models have been proposed for better recognitions of accretion disks. One of them is the standard accretion disk model which is presented by Shakura & Sunyaev (1973). Another model is advection-dominated accretion flows model (ADAF). Structure of accretion disks is undergoing the thermal conduction, magnetic field, viscosity, etc. Magnetic fields have a great significance in accretion disks. They can have two sources. Disks could either itself has a continual magnetic field or its magnetic field be derived from external sources (see Moffat 1978). The effects of a magnetic field on the structure of ADAFs were also studied extensively (Balbus & hawley 1998; Kaburaki 2000; Shadmehri 2004; Meier 2005; Shadmehri & Khajenabi 2005, 2006; Ghanbari et al. 2007; Abbassi et al. 2008, 2010; Bu et al. 2009). Indeed the crucial role of magnetic field in a hot flow is expected because of the high temperature of accreting gas in ADAFs ($10^9 - 10^{12}$ K). For the first time Lynden-Bell (1969) considered the role of magnetic field in the context of active galactic nuclei and found how it might be responsible for angular momentum transport and the origin of anomalous disk viscosity. Narayan & Yi (1995) by using the self- similar method in radial direction, solved the disk structure along θ direction. The self-similar approach adopted by Narayan & Yi (1995) is only partially supported by numerical simulations, i.e., there exists a new class of accretion flow, which is hot and optically thin and it is advection dominated. Also recent researches indicate that outflow is commonly observed to be associated with the hot accretion flows (Stone & Pringle 2001, De Villiers, Hawley, Krolik & Hirose 2005; Ohsuga & Mineshige 2011, Yuan et al. 2012a, 2012b). Moreover, numerical simulations indicate that v_θ is non-zero (Stone, Pringle & Begelman 1999; Ohsuga & Mineshige 2011; Yuan, Bu & Wu 2012). The ADAFs solutions with wind were reported by Abbassi et al. (2008, 2010), Mosallanezhad et al. (2013; hereafter MAB) where the effects of wind and outflow are achieved by adding relevant terms in MHD equations.

THE BASIC EQUATIONS AND SELF-SIMILAR SOLUTIONS

Here, we consider a steady state $(\partial/\partial t = 0)$ and axisymmetric $(\partial/\partial\varphi = 0)$ situation. Spherical coordinates are used (r, θ, φ). We neglect self-gravity of the accreting flow and relativistic effects, and use only the Newtonian gravity of the central object in our model. The magnetic field is considered with toroidal configurations $\boldsymbol{B} = (0,0,B_\varphi)$ and we adopt α-prescription for effective turbulent viscosity. Thus the MHD equations, are as follows:

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho\boldsymbol{\nabla}.\boldsymbol{v} = 0 \quad (1) \quad , \quad \rho\frac{D\boldsymbol{v}}{Dt} = -\rho\boldsymbol{\nabla}\psi - \boldsymbol{\nabla}P + \frac{1}{c}\boldsymbol{J}\times\boldsymbol{B} + \boldsymbol{\nabla}.\boldsymbol{T} \quad (2)$$

$$\rho\left[\frac{De}{Dt} + P\frac{D}{Dt}\left(\frac{1}{\rho}\right)\right] = Q_+ - Q_- + Q_{cond} \equiv Q_{adv} + Q_{cond} \quad (3) \quad , \quad \frac{\partial\boldsymbol{B}}{\partial t} = \boldsymbol{\nabla}\times\left(\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B} - \frac{4\pi}{C}\eta\boldsymbol{J}\right) \quad (4)$$

where ρ, $\mathbf{v} \equiv (v_r, v_\theta, v_\varphi)$, ψ, p, $\mathbf{B}$, $\mathrm{J} \equiv (c/4\pi)\boldsymbol{\nabla}\times\mathbf{B}$ and $\mathbf{T}$ are the mass density, velocity vector, gravitational potential, gas pressure, magnetic field, current density, and the tensor of viscous stress, respectively. Now we reformulate the basic equations (1)-(4) in spherical coordinates and by using Self-similar method, investigate the set of our equations in two dimentions (r, θ) as follows

$$v_r(r,\theta) = v_r(\theta)\sqrt{\frac{GM_*}{r}} \;,\; v_\theta(r,\theta) = v_\theta(\theta)\sqrt{\frac{GM_*}{r}} \;,\; v_\varphi(r,\theta) = v_\varphi(\theta)\sqrt{\frac{GM_*}{r}}$$

$$\rho(r,\theta) = \rho(\theta)r^{-n} \;,\; P(r,\theta) = P(\theta)GM_*r^{-n-1} \;,\; B_\varphi(r,\theta) = b(\theta)\sqrt{GM_*}r^{\frac{-n}{2}-\frac{1}{2}}$$

We arrived to these equations

$$\rho(\theta)\left[\left(n-\frac{3}{2}\right)v_r(\theta) - v_\theta(\theta)\cot\theta - \frac{dv_\theta(\theta)}{d\theta}\right] - v_\theta\frac{d\rho(\theta)}{d\theta} = 0 \quad (5)$$

$$\rho(\theta)\left[\frac{1}{2}v_r^2(\theta) + v_\theta^2(\theta) + v_\varphi^2(\theta) - v_\theta(\theta)\frac{dv_r(\theta)}{d\theta} - 1\right] + (n+1)P(\theta) + \frac{1}{8\pi}(n-1)b^2(\theta) = 0 \quad (6)$$

$$\rho(\theta)\left[v_\varphi^2(\theta)\cot\theta - \frac{1}{2}v_r v_\theta - v_\theta(\theta)\frac{dv_\theta(\theta)}{d\theta}\right] - \frac{dP}{d\theta} - \frac{1}{4\pi}b(\theta)\left\{b(\theta)\cot\theta + \frac{db(\theta)}{d\theta}\right\} = 0 \quad (7)$$

$$v_\varphi(\theta)\left[\frac{3}{2}\alpha(n-2)P(\theta)\left(1+\frac{b^2(\theta)}{8\pi P(\theta)}\right) - \rho(\theta)\left\{v_\theta\cot\theta + \frac{1}{2}v_r(\theta)\right\}\right] - \rho(\theta)v_\theta(\theta)\frac{dv_\varphi(\theta)}{d\theta} = 0 \quad (8)$$

$$\begin{aligned} P(\theta)\Bigg\{&\gamma v_\theta(\theta)\frac{d\rho(\theta)}{d\theta} - (n\gamma - n - 1)v_r(\theta)\rho(\theta) \\ &+ f(\gamma-1)\left(1+\frac{b^2(\theta)}{8\pi P(\theta)}\right)\Bigg[\frac{9}{4}\alpha\rho(\theta)v_\varphi^2(\theta) \\ &+ \frac{\eta_0}{4\pi}\left\{\left(b(\theta)\cot\theta + \frac{db(\theta)}{d\theta}\right)^2 + \left(\frac{1}{2}(n-1)b(\theta)\right)^2\right\}\Bigg]\Bigg\} - \rho(\theta)v_\theta\frac{dP(\theta)}{d\theta} \\ &+ \frac{\lambda_0}{\rho}\left\{P + \cot\theta\left(\dot{P} - \frac{P\dot{\rho}}{\rho}\right) + \left(\ddot{P} - \frac{P\ddot{\rho}}{\rho}\right) - \frac{2\dot{P}\dot{\rho}}{\rho} + \frac{2P\dot{\rho}^2}{\rho^2}\right\} = 0 \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \eta_0\frac{P(\theta)}{\rho(\theta)}\Bigg\{&\left(1+\frac{b^2(\theta)}{8\pi P(\theta)}\right)\left\{\frac{d^2b(\theta)}{d\theta^2} + \frac{db(\theta)}{d\theta}\cot\theta + \frac{1}{4}n(n-1)b(\theta) - \frac{b(\theta)}{\sin^2\theta}\right\} \\ &+ \left(b(\theta)\cot\theta + \frac{db(\theta)}{d\theta}\right)\left[\left(1+\frac{b^2(\theta)}{8\pi P(\theta)}\right)\left\{\frac{\dot{P}}{P} - \frac{\dot{\rho}}{\rho}\right\} + \frac{b^2(\theta)}{8\pi P(\theta)}\left\{\frac{2\dot{b}}{b} - \frac{\dot{P}}{P}\right\}\right]\Bigg\} + \frac{n}{2}v_r(\theta)b(\theta) \\ &- v_\theta\frac{db(\theta)}{d\theta} - b(\theta)\frac{dv_\theta(\theta)}{d\theta} = 0 \end{aligned} \quad (10)$$

where λ_0 , Φ_s are two thermal conduction parameters that are simply related to each other by $\lambda_0 \cong 5\rho(\theta)C_s(\theta)\Phi_s$. Parameter Φ_s is the saturated thermal flux and it is smaller than unity. Tanaka& Menou (2006) applied some approximations and they concluded that $\lambda_0 \approx 8.4\Phi_s$.
Here we have $\rho(\theta), p(\theta), b(\theta), v_r(\theta), v_\theta(\theta), v_\varphi(\theta)$, the variable θ and eight input parameters $(\alpha, f, \gamma, n, \eta_0, \beta_0, \Phi_s, \lambda_0)$, in which β_0 is the ratio of the gas pressure to the magnetic pressure at the equatorial plane which is considered to be constant. $\beta_0 = \frac{P_{gas}}{P_{mag}}\Big|90^0 = 8\pi\frac{P}{b^2}|90^0$

The set of OEDs can be solved numerically with proper boundary conditions. We assume the structure of the disk is symmetric to the equatorial plane, and then we have

$$\theta = 90^0: \quad v_\theta = \frac{d\rho}{d\theta} = \frac{dP}{d\theta} = \frac{dv_r}{d\theta} = \frac{dv_\varphi}{d\theta} = \frac{db}{d\theta} = 0 \quad , \quad \rho(90^\circ) = 1$$

Now by putting the above boundary conditions into the equations (5)-(10), we obtain

$$v_r|90^\circ = E_1 P|90^\circ \quad , \quad \frac{dv_\theta}{d\theta}|90^\circ = \left(n - \frac{3}{2}\right) v_r|90^\circ \quad , \quad v_\varphi^2|90^\circ = \frac{E_1E_3 - E_4}{E_2} P|90^\circ, \quad P|90^\circ = \frac{-B \pm \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A}$$

$$\frac{1}{2} v_r^2|90^\circ + v_\varphi^2|90^\circ + \left[(n+1) + \frac{(n-1)}{\beta_0}\right] P|90^\circ - 1 = 0 \quad , \quad \frac{d^2b}{d\theta^2}|90^\circ = (E_1E_5 + E_6)\frac{b}{P}|90^\circ$$

$$E_1 = 3\alpha(n-2)(1+\beta_0^{-1}) \;, \quad E_2 = \frac{9}{4} f\alpha(\gamma - 1)(1+\beta_0^{-1}) \quad , \quad E_3 = n\gamma - n - 1$$

$$E_4 = \frac{1}{2} f\eta_0(\gamma - 1)\beta_0^{-1}(n-1)^2(1+\beta_0^{-1}) \qquad E_5 = \frac{-n}{2\eta_0}(1+\beta_0^{-1}) \quad , \quad E_6 = 1 - \frac{1}{4} n(n-1)$$

$$A = \frac{E_1^2}{2} \quad , \quad B = \frac{E_1E_3 - E_4}{E_2} + (n+1) + (n-1)\beta_0^{-1} \quad , \quad C = -1$$

Magnetic field is an important quantity for determining the behavior and structure of the disk. We investigate the structure of our thick disk in the presence of magnetic field. Fig. 1 shows the effect of various values of magnetic field parameter β_0 on the profiles of the physical variables along θ direction. In which we adopt $\alpha = 0.3,\ \gamma = 5/3,\ f = 1,\ \eta = 0.3,\ n = 1$ and $\Phi_s = 0.03$. In this Fig, dotted, dashed and solid lines correspond to $\beta_0 = 10^4, \beta_0 = 10^3$ and $\beta_0 = 10^2$ respectively. According to Fig. (1-a), we see that β_0 affects a little on the inflow region ($v_r(\theta) < 0$). But it makes tangible changes in the amount of outflow. In other words, the toroidal component of magnetic field prevents the material outflow from the surface of the disk. Moreover, as seen in Fig. (1-b) the stronger magnetic field does not have any sensible effect on the v_φ. But in Fig. (1-c) we see that the stronger magnetic field enlarges the value of v_θ in the midplane (the negative direction of v_θ is indicative that material moves from the equator to the polar axis of the disk). It is predicted that (Fig. 1-d) the mass density at first increases slightly and then decreases along θ direction towards the disk surface by increasing β_0. Therefore we can conclude that mass density in areas close to the equator is more than areas close to the disk poles. Fig. 2 shows the effect of magnetic diffusivity parameter η_0 on the profiles of the physical variables. The dotted, dashed and solid lines correspond to $\eta_0 = 0.2, \eta_0 = 0.3$ and $\eta_0 = 0.4$ respectively. We supposed that $\alpha = 0.3, \beta_0 = 10^3, f = 1, \gamma = 5/3$ and $n = 1$. The radial and azimutal velocities will slightly increase as η_0 increases (Figs 2-a, c). By moving towards disk surface and approaching the vertical axis, as η_0 increases v_θ, P and ρ decreas (Figs.2-b, d, e). Fig. (2-f) is dedicated to variations of the magnetic field. By looking at this Fig., we can conclude that variations of η_0 parameter have a main effect on the magnetic field strength. We adopt values of 0.15, 0.2 and 0.25 for viscosity parameter, α. According to Fig (3-a), by increasing the parameter α, radial velocity becomes more negative. This means that inflow increases. Therefore we achieve to the outflow in smaller angles. According to Fig (3-b) the magnetic field increases by increasing α and the magnetic field is stronger near the vertical axis. Gas pressure becomes smaller for larger values of α. In other words, by increasing the viscosity parameter, gas pressure decreases in the regions close to the disk surface, approximately (Fig. 3-c).

DISCUSSION

The main aim in this paper is to verify the effect of the magnetic diffusivity parameter on the structure of ADAFs along the θ direction. Since we also have considered $v_\theta \neq 0$, our solutions represent an inflow-outflow behavior. Here, we may also investigate the effects of the magnetic field parameters (β_0, η_0) and viscosity parameter (α), on the ADAFs structure. Our results show that inflow and outflow behaviors are not sensitive to η_0 changes but by increasing η_0 the velocity of winds driven from the surface of the disk and compression of the mass and pressure in approaching the vertical axis decreases. Therefore we observe that α and β_0 reduce the outflow in which it causes the reduction of the disk thickness.

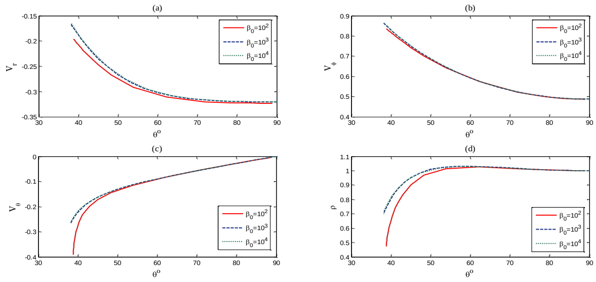


Figure 1. Profiles of the physical variables corresponding to ADAFs model along θ-direction for different values of the gas pressure to the magnetic pressure in midplane of the disk,β_0.The dotted, dashed and solid lines denote $\beta_0 = 10^2, 10^3, 10^4$respectively. Here α = 0.3,γ = 5/3, f = 1, η_0 = 0.3 and n = 1.

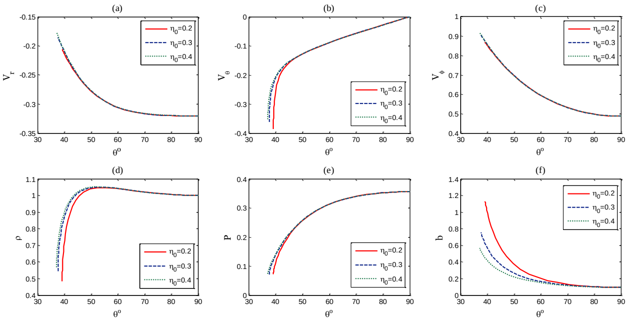


Figure 2. Profiles of the physical variables corresponding to ADAFs model along θ-direction for different values of magnetic diffusivity parameter, η_0. The dotted, dashed and solid lines denote η_0 = 0.2, 0.3 and 0.4 respectively. Here α = 0.3,$\beta_0 = 10^3$,f = 1, γ = 5/3 and n = 1.

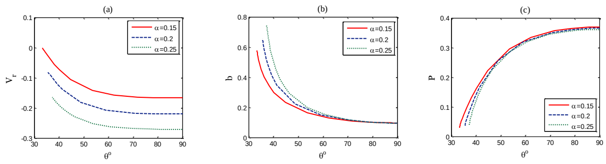


Figure 3. Profiles of the physical variables corresponding to ADAFs model along θ-direction for different values of viscosity parameter, α

REFERENCES

Abbassi S., Ghanbari J., Najjar S., 2008***, MNRAS, 388, 663***
Abbassi, S., Ghanbari, J., Ghasemnezhad, M. 2010, ***MNRAS, 409, 1113***
Balbus, S., & Hawley, J. F. 1998***, RvMP, 70, 1***
Bu, D., Yuan, F., & Xie, F. 2009, ***MNRAS, 392, 325***
De Villiers, J.P., ierre, Hawley, J. F., Krolik, J. H., Hirose, S. 2005, ***ApJ, 620, 878***
Ghanbari J., Salehi F., Abbassi S., 2007, ***MNRAS, 381, 159***
Kaburaki, O. 2000, ***ApJ, 531, 210***
Lynden-Bell, D., 1969, ***Nat, 223, 690***
Meier, D. L. 2005, ***Ap& SS, 300, 55***
Moffat H. K., 1978, Magnetic Field Generation in Electrically Conducting Fluids. ***Cambridge univ. Press, Combridge***
Mosallanezhad A., Abbassi S., Beiranvand N., 2013, ***MNRAS, 437.3112***
Narayan, R., & Yi, I. 1995a, ***ApJ, 444, 238***
Narayan, R., & Yi, I. 1995b, ***ApJ, 452, 710***
Ohsuga, K., Mineshige, S. 2011, ***ApJ, 736, 2***
Shadmehri, M. 2004, ***A&A, 424, 379***
Shadmehri, M., & Khajenabi, F. 2005, ***MNRAS, 361, 719***
Shadmehri, M., & Khajenabi, F. 2006, ***ApJ, 637, 439***
Shakura, N. I., Sunyaev, R. A., 1973, ***A&A, 24, 337***
Stone, J. M., & Pringle, J. E. 2001***, MNRAS, 322, 461***
Tanaka, T., & Menou, K. 2006, ***ApJ, 649, 345***
Yuan, F., Bu, D., & Wu, M. 2012, ***ApJ, 761, 130 (II)***
Yuan, F., Wu, M., & Bu, D. 2012, ***ApJ, 761, 129 (I)***

بررسی ژئودزیک سیاهچاله کر- دوسیته ترکیب با ریسمان کیهانی

کاظم پور سبحان ، صفاری رضا ، سروش فر صاحب

گروه فیزیک، دانشگاه گیلان، رشت

چکیده:

در این مقاله معادلات ژئودزیک فضازمان سیاهچاله کر- دوسیته ترکیب شده با ریسمان کیهانی مورد بررسی قرار گرفته است. با استفاده از معادلات اویلر- لاگرانژ و هامیلتون - ژاکوبی ثابت‌های حرکت بدست آمده است همچنین معادلات ژئودزیک برای حالات نورگونه و زمان‌گونه به‌صورت تحلیلی بر حسب توابع ابر بیضوی سیگمای کلاینیان بدست آمده است.

مقدمه:

در سال ۱۹۱۶ شوارتس شیلد اولین حل دقیق معادلات میدان اینشتین در چهار بعد را معرفی نمود، که این حل توصیف کننده سیاهچاله ساکن متقارن کروی می‌باشد [۱]. در حدود ۵۰ سال بعد، حل سیاهچاله‌های چرخان توسط کر کشف و معرفی گردید [۲]. اگر به فضازمان کر یک بعد فشرده اضافه شود، آن را تبدیل به سیاه ریسمان چرخشی می‌کند [۳]. اضافه کردن بعد پنجم به نسبیت عام[۴]، در سال ۱۹۲۶ توسط کلاین، که این ایده اولین تلاش برای متحد کردن گرانش و نیروی الکترومغناطیس بود، مطرح شد [۵]. با توجه به حل و تحلیل ژئودزیک سیاهچاله کر دوسیته و کر ریسمان شده، توسط هاکمن و همکارانش در سال‌های ۲۰۱۰ و ۲۰۱۳ [۳] و [۶]و [۷]،در این مقاله به حل ژئودزیک سیاهچاله کر دوسیته ترکیب شده با ریسمان کیهانی پرداختیم.

شکل متریک کر- دوسیته ریسمان شده

اگر به شکل متریک کر- دوسیته در مختصات بویر- لینکوئیست یک بعد ω اضافه کنیم ،[۳]و[۶] متریک به شکل زیر خواهد بود

$$ds^2=\frac{\Delta_r}{\varkappa^2\rho^2}(dt-a\sin^2\Theta\, d\Phi)^2-\frac{\Delta_\Theta \sin^2\Theta}{\varkappa^2\rho^2}(a\,dt-(r^2+a^2)d\Phi)^2-\frac{\rho^2}{\Delta_\Theta}d\Theta^2-\frac{\rho^2}{\Delta_r}dr^2+d\omega^2 \qquad (۱)$$

که در اینجا

$$\Delta_r=\left(1-\frac{\Lambda}{3}r^2\right)(r^2-a^2)-2mr \qquad (۲)$$

$$\rho^2=r^2+a^2\cos^2\Theta \qquad (۳)$$

$$\Delta_\theta = 1 + a^2 \frac{\Lambda}{3} \cos^2\theta \quad (۴) \qquad \varkappa = 1 + \frac{a^2\Lambda}{3} \quad (۵)$$

که در آنها Δ_r و Δ_θ فقط بهr و θ وابستگی دارند. همچنینa نیز نسبت تکانه زاویه‌ای به جرم ، و Λ ثابت کیهانشناختی می‌باشد. حلقه تکین به ازای $\rho^2 = 0$ که همان تکینگی ذاتی است بوجود می‌آید. [۶]

$$\rho^2 = r^2 + a^2\cos^2\theta = 0 \qquad r = 0 \ , \ \theta = \frac{\pi}{2} \quad \text{تکینگی ذاتی} \quad (۶)$$

معادله ژئودزیک و ثابت‌ها

با توجه به معادله ژئودزیک زیر می‌توان ثابت‌های حرکت را بدین صورت جدا سازی کرد[۷]

$$\frac{d^2x^\mu}{ds^2} + \Gamma^\mu_{\varrho\sigma}\frac{dx^\varrho}{ds}\frac{dx^\sigma}{ds} = 0 \qquad l = \frac{1}{2} g_{\mu\nu}\frac{dx^\mu}{ds}\frac{dx^\nu}{ds} = \frac{1}{2}\epsilon \quad (۷)$$

ثابت‌های حرکت بصورت زیر می‌باشند

$$P_t = \frac{\partial L}{\partial \dot{t}} = -E \qquad P_\Phi = \frac{\partial L}{\partial \dot{\Phi}} = L \qquad P_r = \frac{\partial L}{\partial r} = (\frac{ds}{dr}) \qquad P_\theta = \frac{\partial L}{\partial \theta} = (\frac{ds}{d\theta}) \qquad P_\omega = \dot{\omega} = J \quad (۸)$$

ثابت E معرف انرژی و L معرف اندازه حرکت زاویه‌ای و J نیز ثابت حرکت جدید برحسب بعد فشرده ω است .

معادله هامیلتون – ژاکوبی

معادله هامیلتون–ژاکوبی را به‌صورت زیر داریم.[۳] و [۶]

$$2\frac{\partial S}{\partial \tau} = g^{ij}\frac{\partial S}{\partial X^i}\frac{\partial S}{\partial X^j} \qquad S = \frac{1}{2}\epsilon\tau - Et + L_z\Phi + J\omega + S_r(r) + S_\theta(\theta) \quad (۹)$$

τ در اینجا پارامتر آفین در طول ژئودزیک وS معرف کنش می‌باشد [۳]. همچنین پارامتر ϵ در حالت $\epsilon = 1$ برای ژئودزیک زمان‌گونه و در $\epsilon = 0$ برای ژئودزیک نورگونه است

با جایگزاری معادله(۹) و قرار دادن $\theta = \frac{\pi}{2}$ و $\Delta_\theta = 1$ ، در نهایت معادله زیر بدست می‌آید

$$p^4(\frac{dr}{d\tau})^2 = \Delta_r(\epsilon r^2 - J^2r^2) - 2aEL\varkappa^2(-a^2 - r^2 + \Delta_r) + \varkappa^2E^2(-a^4 - 2a^2r^2 - r^4 + \Delta_r a^2) + (-a^2 + \Delta_r)\varkappa^2L^2 \quad (۱۰)$$

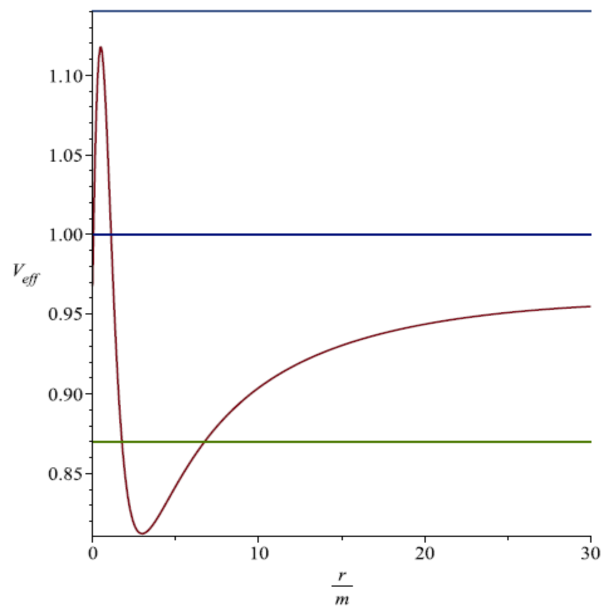
با معرفی وابستگی زمان مینو [۷] و زمان ویژه به صورت $(d\tau = p^2 d\lambda)$ معادله فوق به صورت زیر در می‌آید

$$(\frac{dr}{d\lambda})^2 = \Delta_r(\epsilon r^2 - J^2r^2) - 2aEL\varkappa^2(-a^2 - r^2 + \Delta_r) + \varkappa^2E^2(-a^4 - 2a^2r^2 - r^4 + \Delta_r a^2) + (-a^2 + \Delta_r)\varkappa^2L^2 = R(r) \qquad (۱۱)$$

و در نهایت با استفاده از معادله (۱۱) پتانسیل موثر را بدین صورت بدست می‌آوریم

$$V_{eff} = \frac{1}{\Pi\,\varkappa}\left[La\varkappa\,\Xi \pm \sqrt{J^2r^2\Delta_r\Pi} \pm \sqrt{\Delta_r r^2(L^2r^2x^2 + a^4\epsilon + 2a^2\epsilon r^2 + \epsilon r^4 - \Delta_r a^2\epsilon)}\,\right] \qquad (۱۲)$$

$$\Pi = (-a^4 - 2a^2r^2 - r^4 + \Delta_r a^2) \qquad \Xi = (-a^2 - r^2 + \Delta_r)$$



شکل۱ : پتانسیل موثر بالا با مقادیر $\mathbf{\Lambda = 0.0005 \quad a = 1.55 \quad J = 1 \quad \epsilon = 1 \quad L = 1.5}$

حل تحلیلی معادلات ژئودزیک

حال به حل تحلیلی معادله ژئودزیک می‌پردازیم . برای بررسی بهتر وابستگی انواع ممکن مدارها به پارامترهای فضازمان، ازکمیت‌های بدون بعد استفاده می‌کنیم بنابراین با معرفی کمیت‌های بدون بعد زیر [۳]و [۶]

$$\tilde{r} = \frac{r}{m} \quad \tilde{a} = \frac{a}{m} \quad \tilde{\Lambda} = \Lambda m^2 \quad \Delta_r = m^2\tilde{\Delta}_r \quad \tilde{L} = \frac{L}{m} \quad \tilde{k} = \frac{k}{m^2} \quad \tilde{J} = \frac{J}{m} \quad \gamma = m\lambda \qquad (۱۳)$$

با استفاده از روابط فوق معادله (۱۱) را به معادله زیر تبدیل می‌کنیم

$$(\frac{dr}{d\gamma})^2 = \left(\frac{1}{3}\tilde{J}^2\tilde{\Lambda} - \frac{1}{3}\tilde{\Lambda}\epsilon\right)\tilde{r}^6 + \left(-\tilde{J}^2 + \epsilon + \frac{1}{3}\tilde{J}^2\tilde{\Lambda}\tilde{a}^2 - \frac{1}{3}\tilde{\Lambda}\tilde{a}^2\epsilon - E^2\varkappa^2\right)\tilde{r}^4 + (2\tilde{J}^2 - 2\epsilon)\tilde{r}^3 + \left(-\tilde{J}^2\tilde{a}^2 + \tilde{a}^2\epsilon + 2E\tilde{L}\tilde{a}\varkappa^2 - 2E^2\tilde{a}^2\varkappa^2\right)\tilde{r}^2 + 2E\tilde{L}\tilde{a}^3\varkappa^2 - E^2\tilde{a}^4\varkappa^2 - \varkappa^2\tilde{L}^2\tilde{a}^2 = R_{(r)} \qquad (۱۴)$$

برای هر دو حالت ژئودزیک زمان‌گونه و نورگونه به معادله درجه ۶ می‌رسیم. معادله (۱۴) یک چند جمله ای درجه ۶ است ($R(\tilde{r}) = \sum_{i=0}^{6} a_i r^i$) که با تغییر $u = \frac{1}{r} + r_6$، که در آن $\tilde{r}_R$ یکی از صفرهای چند جمله‌ای فوق است، به معادله درجه پنج بصورت $(u\frac{du}{d\gamma})^2 = \sum_{i=0}^{5} a_i u^i$ با جواب $u = -\frac{\sigma_1}{\sigma_2}(\gamma_\sigma)$ تبدیل می‌شود . در اینجا σ_i مشتق مرتبه i ام تابع سیگمای کلاینیان روبرو می‌باشد $\sigma(z) = Ce^{z^t kz}\theta[g,h](2\omega^{-1}z;\tau)$ که در آن c، مقداری ثابت، $g,h \in \frac{1}{2}\mathbb{Z}^g$ (که $\frac{1}{2}\mathbb{Z}^g$ مجموعه کاملی از بردارهای g بعدی صحیح یا نیمه صحیح (یعنی: $\ldots, \frac{3}{2}, -1, -\frac{1}{2}, 0, \frac{1}{2}, \frac{3}{2}$ و ...)است)، $\tau = \omega^{-1}\acute{\omega}$، ماتریس متقارن ریمانی، ماتریس $k = \eta(2\omega)^{-1}$ که ω، ماتریس دوره ای و η، ماتریس دوره ای نوع دوم است.

θ تابع ریمانی با مشخصه $[g,h]$ به صورت $\theta[g;h](z;\tau) = \sum_{m\in\mathbb{Z}^g} e^{i\pi(m+g)^t(\tau(m+g)+2z+2h)}$ است. در نتیجه جواب ژئودزیک بصورت زیر می‌باشد[۷]

$$r = -\frac{1}{\frac{\sigma_2}{\sigma_1} + u_6} \qquad (۱۵)$$

نتیجه گیری

در این مقاله معادلات ژئودزیک سیاهچاله کر- دوسیته ترکیب شده با ریسمان کیهانی مورد بررسی قرار گرفته است. با استفاده از معادلات اویلر- لاگرانژ و هامیلتون -ژاکوبی ثابت‌های حرکت بدست آمده است و معادلات ژئودزیک برای حالات نورگونه و زمان‌گونه به‌صورت تحلیلی بر حسب توابع ابر بیضوی سیگمای کلاینیان بدست آمده است . و همچنین با استفاده از پتانسیل موثر و حل تحلیلی بالامی‌توان مدارهای حرکت ژئودزیکی که امکان وجود دارند را رسم کرد.

مرجع‌ها

[۱]K. Schwarzschild, Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (*Math. Phys.*) **1916, 424** (1916).

[۲] R. P. Kerr, *Phys. Rev. Lett*. **11, 237** (1963).

[۳] SaskiaGrunau, BhaveshKhamesra, *Phys. Rev*. **D87,124019** (2013).

[۴] T. Kaluza, Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (*Math. Phys.*) **1921, 966** (1921).

[۵]O. Klein, Z. *Phys*. **37, 895** (1926) [*Surveys High Energ. Phys*. **5, 241** (1986)].

[۶]E, Hackmann . *C*, Lammerzahl . V, Kagramanova . J, Kunz. *arXiv*:**1009.6117v1** [gr-qc] 30 Sep (2010)

[۷] E, Hackmann . *C*, Lammerzahl . *Phys. Rev. D* **78, 024035** (2008)

Structure formation in the presence of interaction between MGDE and DM

Kayoomars Karami
Department of Physics, University of Kurdistan, Pasdaran St., Sanandaj, Iran

Within the framework of FRW cosmology, we study the structure formation in the presence of interaction between viscous modified ghost dark energy (MGDE) and dark matter (DM). For a spatially non-flat FRW universe containing MGDE and DM, we solve numerically the differential equation governing the MGDE density parameter. Consequently, we obtain the growth rate of matter for our model in a linear perturbation regime. We conclude that the evolution of DM density perturbation in the presence of interaction with viscous MGDE shows a suppression of growth of structure.

PACS numbers: 98.80.−k, 95.36.+x

I. MODIFIED GHOST DARK ENERGY AND DARK MATTER

More recently, a new dark energy (DE) model called ghost DE (GDE) has been motivated from the Veneziano ghost of choromodynamics (QCD) [1–3]. The GDE density is given by [1–3]

$$\rho_D = \alpha H, \tag{1}$$

where α is a constant with dimension [energy]^3, and roughly of order of $\Lambda^3_{\rm QCD}$ where $\Lambda_{\rm QCD} \sim 100$MeV is QCD mass scale. With $H \sim 10^{-33}$eV , $\Lambda^3_{\rm QCD}H$ gives the right order of observed DE density. This numerical coincidence is impressive and also means that this model gets rid of fine tuning problem [1–3]. This new kind of DE model has got a lot of enthusiasm recently in the literature [4]. Although the GDE model is consistent with the observational data, it suffers from the difficulty to describe the early evolution of the universe. This motivated Cai et al. [5] to introduce the modified GDE (MGDE) density as

$$\rho_D = \alpha H + \beta H^2, \tag{2}$$

where the constant α is same as that defined in the GDE and β is another constant with dimension [energy]^2.

Within the framework of Einstein gravity, we consider a spatially non-flat FRW universe filled with MGDE density ρ_D and DM energy density $\rho_{\rm m}$. Therefore, the first Friedmann equation reads

$$H^2 + \frac{k}{a^2} = \frac{1}{3M_P^2}\,(\rho_D + \rho_{\rm m}), \tag{3}$$

where the scalar curvature $k = 0, 1, -1$ denote a flat, closed and open FRW universe, respectively. Also $M_P = (8\pi G)^{-1/2}$ is the reduced Planck mass.

Using the fractional energy densities

$$\Omega_{\rm m} = \frac{\rho_{\rm m}}{\rho_{\rm cr}} = \frac{\rho_{\rm m}}{3M_P^2H^2}, \quad \Omega_D = \frac{\rho_D}{\rho_{\rm cr}} = \frac{\rho_D}{3M_P^2H^2}, \quad \Omega_k = \frac{k}{a^2H^2}, \tag{4}$$

the Friedmann equation (3) can be rewritten as

$$1 + \Omega_k = \Omega_D + \Omega_{\rm m}. \tag{5}$$

Substituting Eq. (2) into the middle relation of Eq. (4) gives

$$\Omega_D = \frac{\alpha}{3M_P^2 H} + 1 - \gamma, \tag{6}$$

where

$$\gamma = 1 - \frac{\beta}{3M_P^2}. \tag{7}$$

Using Eq. (6), the curvature energy density parameter takes the form

$$\Omega_k = \frac{\Omega_{k_0}}{(\Omega_{D_0} + \gamma - 1)^2}\left(\frac{\Omega_D + \gamma - 1}{a}\right)^2, \tag{8}$$

where we take $a_0 = 1$ for the present time and the subscript “0” denotes the present value of a quantity.

Following the observational evidences we extend our study to the case in which the MGDE has a bulk viscosity property [6–8] and also interact with DM [9,10]. In the presence of bulk viscosity and interaction, the energy densities of MGDE and DM do not conserve separately and continuity equations take the forms

$$\dot\rho_D + 3H(1+\omega_D)\rho_D = 9H^2\xi - Q, \tag{9}$$

$$\dot\rho_{\rm m} + 3H\rho_{\rm m} = Q, \tag{10}$$

where $\omega_D = p_D/\rho_D$ is the equation of state (EoS) parameter of MGDE. Also $\xi = \epsilon H^{-1}\rho_D$ is the bulk viscosity coefficient with the viscosity constant ϵ [11–14] and $Q = 3b^2H(\rho_D + \rho_{\rm m})$ is the interaction term with the coupling constant b^2 [15].

Taking time derivative of Eq. (3) and using Eqs. (4), (5), (9) and (10) one can get

$$\frac{\dot{H}}{H^2}=-\frac{3}{2}\left[1+\frac{\Omega_k}{3}+(\omega_D-3\epsilon)\Omega_D\right]. \tag{11}$$

Taking time derivative of Eq. (2), using (11), and substituting the obtained result into Eq. (9) gives the EoS parameter of the interacting viscous MGDE as

$$\omega_D=\frac{1}{\Omega_D-\gamma-1}\left[1-\frac{\Omega_k}{3}+\frac{\gamma-1}{\Omega_D}\left(1+\frac{\Omega_k}{3}\right)\right.$$
$$\left.+2b^2\left(\frac{1+\Omega_k}{\Omega_D}\right)\right]+3\epsilon. \tag{12}$$

Taking the derivative of Eq. (6) with respect to redshift $z=\frac{1}{a}-1$ and using Eqs. (11) and (12) gives

$$\frac{\mathrm{d}\Omega_D}{\mathrm{d}z}=-\left(\frac{3}{1+z}\right)\left(\frac{\Omega_D+\gamma-1}{\Omega_D-\gamma-1}\right)$$
$$\times\left[\Omega_D-1-\frac{\Omega_k}{3}+b^2(1+\Omega_k)\right]. \tag{13}$$

Note that Eq. (13) shows that the MGDE density parameter is independent of viscosity constant. The viscosity appeared only in the dynamical EoS parameter of MGDE, Eq. (12).

We solve the differential equation governing the MGDE density parameter, Eq. (13), numerically. In Fig. 1, variation of the MGDE density parameter Ω_D versus redshift $z=\frac{1}{a}-1$ for different coupling constants b^2 is plotted. Figure 1 shows that: i) for a given b^2, Ω_D increases during history of the universe. ii) At early and late times, Ω_D increases and decreases, respectively, with increasing b^2.

II. THE GROWTH OF STRUCTURE FORMATION

Here we investigate the growth rate of matter in the presence of interaction between viscous MGDE and DM. Following [16], the structure formation takes place in the Newtonian regime. Hence, the equations of motion containing the Euler and Poisson equations for DM in the non-relativistic approximation reduce to

$$\frac{\partial\mathbf{v}}{\partial t}+(\mathbf{v}.\nabla)\mathbf{v}=-\frac{\nabla p_{\mathrm{m}}}{\rho_{\mathrm{m}}}-\nabla\phi, \tag{14}$$

$$\nabla^2\phi=4\pi G\rho_{\mathrm{m}}, \tag{15}$$

where $\mathbf{v}$ and ϕ are the velocity of DM and gravitational potential, respectively. According to the linear perturbation theory [16], substituting the perturbations

$$\mathbf{v}\to\mathbf{v}+\delta\mathbf{v},\quad p_{\mathrm{m}}\to p_{\mathrm{m}}+\delta p_{\mathrm{m}},\quad \rho_{\mathrm{m}}\to\rho_{\mathrm{m}}+\delta\rho_{\mathrm{m}},\quad \phi\to\phi+\delta\phi, \tag{16}$$

into Eqs. (14) and (15) and retaining only first order corrections to the background variable, one can obtain

$$\delta\dot{H}=-2H\delta H-\frac{4\pi G}{3}\delta\rho_{\mathrm{m}}, \tag{17}$$

where we have used $\nabla.\mathbf{v}=3H$ and set $v_s^2=0$ for the pressureless DM ($p_{\mathrm{m}}=0$).

Now we generalize the linear perturbation formalism introduced in [16] to the case of interaction between viscous MGDE and DM. Note that Eq. (17) still holds in the presence of interaction and viscosity. Because the bulk viscous coefficient ϵ and the coupling constant of interaction term b^2 only appear in the continuity Eqs. (9) and (10).

From Eqs. (2) and (10), we have

$$\dot{\rho}_{\mathrm{m}}+3H\rho_{\mathrm{m}}=3b^2H(\alpha H+\beta H^2+\rho_{\mathrm{m}}). \tag{18}$$

Substituting the perturbations $\rho_{\mathrm{m}}\to\rho_{\mathrm{m}}+\delta\rho_{\mathrm{m}}$ and $H\to H+\delta H$ into the above relation yields the density perturbation equation for DM as

$$\delta\dot{\rho}_{\mathrm{m}}+3H(1-b^2)\delta\rho_{\mathrm{m}}$$
$$=\left[\frac{\rho_{\mathrm{m}}}{H}+3b^2(\alpha H+2\beta H^2)\right]\delta H. \tag{19}$$

In terms of the DM density contrast $\delta_{\mathrm{m}}=\delta\rho_{\mathrm{m}}/\rho_{\mathrm{m}}$, Eq. (19) can be rewritten for δH as

$$\delta H=\frac{\dot{\delta}_{\mathrm{m}}+\frac{3b^2}{\rho_{\mathrm{m}}}(\alpha H^2+\beta H^3)\delta_{\mathrm{m}}}{-3(1-b^2)+\frac{3b^2}{\rho_{\mathrm{m}}}(2\alpha H+3\beta H^2)}. \tag{20}$$

Taking the time derivative of Eq. (20) gives

$$\delta\dot{H}=\frac{\mathrm{I}}{3\left[1-2b^2\left(1+\frac{2\alpha H+3\beta H^2}{\rho_{\mathrm{m}}}\right)\right]}, \tag{21}$$

where

$$\mathrm{I}=\left[b^2\left(1+\frac{2\alpha H+3\beta H^2}{\rho_{\mathrm{m}}}\right)-1\right]\ddot{\delta}_{\mathrm{m}}$$
$$+\frac{b^2}{\rho_{\mathrm{m}}}\left[-7\alpha H^2-6\beta H^3+\frac{8\pi G}{3}\rho_{\mathrm{m}}(\alpha+3\beta H)\right]\dot{\delta}_{\mathrm{m}}$$
$$+\frac{b^2}{\rho_{\mathrm{m}}}\left[-3\alpha H^3+4\pi G\rho_{\mathrm{m}}\Big(2\alpha H+3\beta H^2\Big)\right]\delta_{\mathrm{m}}, \tag{22}$$

and from Eq. (17) we have used $\dot{H}=-H^2-4\pi G\rho_{\mathrm{m}}/3$. We also have neglected the terms higher than $\mathcal{O}(b^2)$. Using the latest observations (golden SNeIa, the shift parameter of CMB and the BAO) and combining them with the lookback time data we have that b^2 could be as large as 0.2 (see [17]) although a value of $b^2<0.04$ is favored.

Inserting Eqs. (20) and (21) into (17) and using $\delta\rho_{\mathrm{m}}=\rho_{\mathrm{m}}\delta_{\mathrm{m}}$, one can get the evolution equation for the dimensionless DM density perturbation δ_{m} as [18]

$$\left\{1-b^2\left(1+\frac{2\alpha H+3\beta H^2}{\rho_{\rm m}}\right)\right\}\ddot{\delta}_{\rm m}$$
$$+\left\{2H+b^2\left(\frac{3\alpha H^2}{\rho_{\rm m}}-\frac{8\pi G}{3}(\alpha+3\beta H)-2H\right)\right\}\dot{\delta}_{\rm m}$$
$$-\left\{4\pi G\rho_{\rm m}-b^2\left[3H^3\left(\frac{3\alpha+2\beta H}{\rho_{\rm m}}\right)\right.\right.$$
$$\left.\left.+4\pi G\Big(2\alpha H+3\beta H^2+2\rho_{\rm m}\Big)\right]\right\}\delta_{\rm m}=0. \qquad (23)$$

Note that the viscosity constant ϵ does not appear in Eq. (23). This comes back to the fact that in our model, the DM has not the viscosity properties (see Eq. 10) and due to choosing a specific form for the bulk viscosity coefficient $\xi=\epsilon H^{-1}\rho_D$ in Eq. (9), the viscosity constant ϵ does not affect $\delta_{\rm m}$ in our model.

In the absence of interaction, i.e. $b^2=0$, Eq. (23) recovers the well known relation given by [16]

$$\ddot{\delta}_{\rm m}+2H\dot{\delta}_{\rm m}-4\pi G\rho_{\rm m}\delta_{\rm m}=0. \qquad (24)$$

Using the following definitions

$$\bar{\ddot{\delta}}_{\rm m}=\ddot{\delta}_{\rm m}/H_0^2,\quad \bar{\dot{\delta}}_{\rm m}=\dot{\delta}_{\rm m}/H_0,\quad \bar{H}=H/H_0,\quad \bar{\alpha}=\frac{\alpha}{3M_P^2H_0}, \qquad (25)$$

one can rewrite Eq. (23) in dimensionless form as

$$\mathcal{J}_1\bar{\ddot{\delta}}_{\rm m}+\mathcal{J}_2\bar{\dot{\delta}}_{\rm m}+\mathcal{J}_3\delta_{\rm m}=0, \qquad (26)$$

where

$$\mathcal{J}_1=1-b^2\left[1+\frac{2\bar{\alpha}/\bar{H}+3(1-\gamma)}{\Omega_{\rm m}}\right], \qquad (27)$$

$$\mathcal{J}_2=2\bar{H}+b^2\left[\bar{\alpha}\left(\frac{3}{\Omega_{\rm m}}-1\right)+(3\gamma-5)\bar{H}\right], \qquad (28)$$

$$\mathcal{J}_3=-\frac{3}{2}\Omega_{\rm m}\bar{H}^2+3b^2\bar{H}\left[\left(\frac{3\bar{\alpha}+2(1-\gamma)\bar{H}}{\Omega_{\rm m}}\right)+\bar{\alpha}+\frac{3}{2}(1-\gamma)\bar{H}+\Omega_{\rm m}\bar{H}\right]. \qquad (29)$$

In terms of the growth factor f defined as [16]

$$f(z)=\frac{{\rm d}\ln\delta_{\rm m}}{{\rm d}\ln a}=-(1+z)\frac{{\rm d}\ln\delta_{\rm m}}{{\rm d}z}, \qquad (30)$$

equation (26) can be rewritten as

$$-(1+z)\bar{H}^2\frac{{\rm d}f}{{\rm d}z}+\bar{H}\left[-(1+z)\frac{{\rm d}\bar{H}}{{\rm d}z}+\bar{H}f+\left(\frac{\mathcal{J}_2}{\mathcal{J}_1}\right)\right]f+\left(\frac{\mathcal{J}_3}{\mathcal{J}_1}\right)=0. \qquad (31)$$

Note that for the matter dominated universe, i.e. $H^2=\rho_{\rm m}/3M_P^2$, solution of Eq. (24) yields $\delta_{\rm m}=a$. In this case, Eq. (30) gives the growth factor $f=1$.

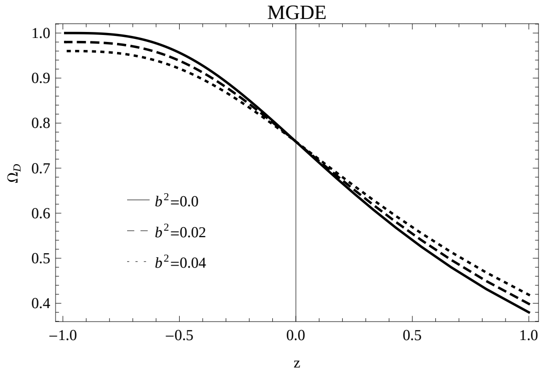


FIG. 1. MGDE density parameter, Eq. (13), versus redshift for different coupling constants b^2. Auxiliary parameters are $\Omega_{k_0}=0.01$, $\Omega_{D_0}=0.76$ and $\gamma=1.105$.

In general, the differential equation (31) has no analytical solution. Hence, we need to solve it numerically. To do so, we first need to know the dimensionless Hubble parameter $\bar{H}(z)$. From Eq. (6) and last relation in Eq. (25) we obtain

$$\bar{H}(z)=\frac{\bar{\alpha}}{\Omega_D(z)+\gamma-1}, \qquad (32)$$

and

$$\bar{\alpha}=\Omega_{D_0}+\gamma-1. \qquad (33)$$

Now with the help of $\Omega_D(z)$ plotted in Fig. 1 which has been already obtained by numerically solving Eq. (13), one can obtain the evolutionary behavior of the growth factor $f(z)$ of DM. In Fig. 2, variation of the growth factor $f(z)$ versus redshift for different coupling constants b^2 is plotted. Figure 2 shows that: i) for a given b^2, f decreases during history of the universe. ii) For a given z, f increases with increasing b^2. The result for $b^2=0$ is same as that obtained by [5].

Using Eq. (30), the dimensionless DM density perturbation $\delta_{\rm m}$ takes the form

$$\delta_{\rm m}(z)=\delta_{{\rm m}_0}\exp\left[-\int_0^z\frac{f(z)}{1+z}\,{\rm d}z\right]. \qquad (34)$$

In Fig. 3, we plot the evolutionary behavior of $\delta_{\rm m}(z)$ for different b^2. Figure 3 presents that: i) for a given b^2, $\delta_{\rm m}$ increases during history of the universe. ii) For a given z, $\delta_{\rm m}$ decreases with increasing b^2. This shows a suppression of structure growth relative to the non-interacting case. In the presence of interaction, there is less DM in the past (see Fig. 4), and this leads to a suppression in the growth of structure. This is in agreement with the result obtained by [19]. Note that the suppression is specific to the circumstance that the interacting and non-interacting cases are normalized to have the same parameters today, i.e. $\Omega_{{\rm m}_0}$ and $\delta_{{\rm m}_0}$.

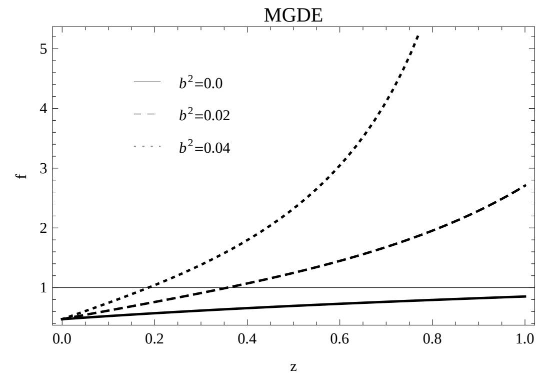


FIG. 2. Growth factor of DM, Eq. (31), versus redshift for different coupling constants b^2. Auxiliary parameters are $\Omega_{k_0} = 0.01$, $\Omega_{D_0} = 0.76$, $\gamma = 1.105$ and $f_0 = 0.473$.

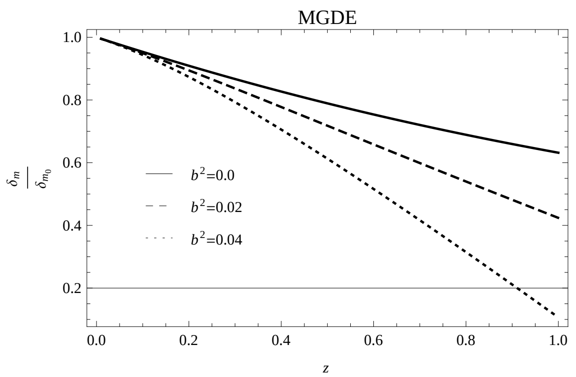


FIG. 3. Dimensionless DM density perturbation, Eq. (34), versus redshift for different coupling constants b^2. Legend and auxiliary parameters as in Fig. 2.

III. CONCLUSIONS

Here we studied the Veneziano MGDE model in the framework of Einstein's gravity. We considered a spatially non-flat FRW universe filled with interacting viscous MGDE and DM. We derived a differential equation governing the evolution of the MGDE density parameter and solved it numerically. Using the linear perturbation theory we investigated the evolution of growth of structure in our model. Our numerical results show that: (i) The MGDE density parameter Ω_D for a given coupling constant b^2, increases when the time increases. The evolutionary behavior of Ω_D is independent of viscosity. (ii) The evolution of DM density perturbation $\delta_{\rm m}$ in the presence of interaction shows a suppression of growth of structure. Since the DM density is lower in the past relative to the non-interacting case, leading to a suppression of growth of structure. Here the viscosity constant ϵ does not affect $\delta_{\rm m}$, because the DM has not the viscosity properties in our model.

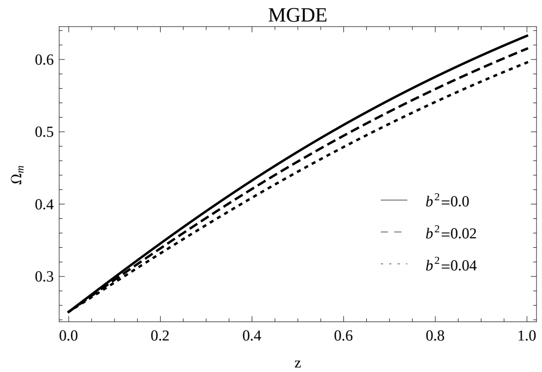


FIG. 4. DM density parameter, $\Omega_{\rm m} = 1 + \Omega_k - \Omega_D$, versus redshift for different coupling constants b^2. Legend and auxiliary parameters as in Fig. 1.

[1] F.R. Urban, A.R. Zhitnitsky, Phys. Rev. D **80**, 063001 (2009).
[2] F.R. Urban, A.R. Zhitnitsky, Phys. Lett. B **688**, 9 (2010).
[3] N. Ohta, Phys. Lett. B **695**, 41 (2011).
[4] R.G. Cai, et al., Phys. Rev. D **84**, 123501 (2011); E. Ebrahimi, A. Sheykhi, Phys. Lett. B **705**, 19 (2011); A. Rozas-Fernandez, Phys. Lett. B **709**, 313 (2012); K. Karami, A. Abdolmaleki, Eur. Phys. J. C **73**, 2565 (2013).
[5] R.G. Cai, et al., Phys. Rev. D **86**, 023511 (2012).
[6] W. Zimdahl, D. Pavón, L.P. Chimento, Phys. Lett. B **521**, 133 (2001).
[7] W. Zimdahl, D. Pavón, Gen. Relativ. Gravit. **35**, 413 (2003).
[8] L.P. Chimento, et al., Phys. Rev. D **67**, 083513 (2003).
[9] O. Bertolami, F. Gil Pedro, M. Le Delliou, Gen. Relativ. Gravit. **41**, 2839 (2009).
[10] E. Abdalla, et al., Phys. Lett. B **673**, 107 (2009).
[11] I. Brevik, Phys. Rev. D **65**, 127302 (2002).
[12] I. Brevik, O. Gorbunova, Gen. Relativ. Gravit. **37**, 2039 (2005).
[13] I. Brevik, O. Gorbunova, Eur. Phys. J. C **56**, 425 (2008).
[14] I. Brevik, O. Gorbunova, D.S. Gomez, Gen. Relativ. Gravit. **42**, 1513 (2010).
[15] H. Kim, H.W. Lee, Y.S. Myung, Phys. Lett. B **632**, 605 (2006).
[16] T. Padmanabhan, *Structure formation in the universe* (Cambridge University Press, 1993).
[17] C. Feng, et al., Phys. Lett. B **665**, 111 (2008).
[18] K. Karami, et al., Int. J. Mod. Phys. D **22**, 1350018 (2013).
[19] G. Caldera-Cabral, R. Maartens, B.M. Schaefer, JCAP **07**, 027 (2009).

دوران ابرهای مولکولی مغناطیده

"[۱] کوکبی خداداد- [۲] عقیلی پریسا السادات"

دانشگاه علوم پایه دامغان

چکیده

هدف از انجام این کار بررسی دینامیک ابرهای مولکولی رشته ای مغناطیده دوار می باشد. برای انجام این کار ابر مولکولی رشته ای با تقارن استوانه ای را در نظر می گیریم. در مقایسه با کارهای انجام شده قبلی مهم ترین ویژگی این کار در نظر گرفتن دوران ابر مولکولی رشته ای در حضور یک میدان مغناطیسی سمتی و محوری می باشد، که نشان می دهیم میدان مغناطیسی علاوه بر کاهش سرعت فروریزش شعاعی، تأثیر ترمزی بر سرعت دوران نیز دارد. یعنی افزایش سرعت دوران در نواحی مرکزی رشته با قوی تر شدن میدان کاهش می یابد. همچنین تأثیر آهنگ خروج انرژی از ابررشته ای نیز بر سرعت دوران بررسی شده است.

کلمات کلیدی: دوران- ابرمولکولی رشته ای- میدان مغناطیسی

مقدمه

ابرهای مولکولی غول (GMCS) یکی از مهمترین مکان های شکل گیری ستارگان هستند. ساختارهای رشته ای در بسیاری از ابرهای مولکولی وجود دارد. که می توانند زادگاه ستارگان و حتی مجموعه های چندتایی باشند بنابراین بررسی تحول و دینامیک آنها به ما کمک می کندتا به درک بهتری در مورد شکل گیری ستارگان برسیم.

فرآیندهای فیزیکی مختلفی مانند فرآیندهای خودگرانشی، حرارتی و میدان های مغناطیسی نقش اصلی در شکل گیری ستاره بازی می کنند.(Larson 1985, Nakamura1995, Nakajima1996, Shadmehri 2005) با توجه میدان های مغناطیسی مختلف که در ابرهای مولکولی مشاهده شده است.نتایجی برای فروریزش ابر متقارن کروی در دوران یکنواخت (جسم جامد) در ابتدا توسط Ulrich(1976) بدست آمد، با توسعه پس از آن به ساختار دیسک توسط Cassen and Moosman(1981)، و به فروپاشی همدما توسط Terebey,Shu and Cassen(1984) تجزیه و تحلیل شد. Mendoza,Tejeda and Nagel(2009, hereafter MTN) این ایده را با ایجاد یک مدل جریان رشد پیوسته شاره برای یک دوران محدود ابر گازی تعمیم دادند.

اما در این کار با توجه به مشاهدات در منطقه بیرونی از ابر رشته ای، ما می خواهیم اثر میدان مغناطیسی بر روی پارامترهای دیگر رشته مانند چگالی، سرعت دوران و غیره را بررسی کنیم. ما تغییرات تابع سرمایش و اثر دوران را در ابرهای مولکولی مورد مطالعه قرار می دهیم.

معادلات اساسی

در این بخش با توجه به تقارن مسئله، ابر را به عنوان یک استوانه بلند که محور تقارن آن z می باشد، همچنین میدان

مغناطیسی را بصورت $B= B\varphi\ \hat{\varphi}+ B_z\ \hat{k}$ که $B\ z$ و $B\ \varphi$ به فاصله شعاعی (r) و زمان بستگی دارند، درنظر می گیریم. با توجه به معادلات گاز ایده آل و انرژی، معادلات اساسی به شرح زیر است:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \nabla.(\rho u) = 0\ , \qquad (1)$$

$$\frac{\partial v r}{\partial t} + v r\ \frac{\partial v r}{\partial r} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\partial\psi}{\partial r} = -\frac{1}{4\pi\rho}\left[\frac{B\varphi}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rB\varphi) + Bz\frac{\partial Bz}{\partial r}\right] + \frac{v^2\varphi}{r}, \qquad (2)$$

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial\psi}{\partial r}\right) = 4\pi G\rho\ , \qquad (3)$$

$$\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla}\times(\vec{v}\times\vec{B}), \qquad (4)$$

$$\frac{1}{\gamma-1}\left[\frac{\partial p}{\partial t} + v_r\frac{\partial p}{\partial r}\right] + \frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{p}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rv_r) + A\nu\ \rho^2 T^{\nu} = 0, \qquad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(rv\varphi) + v\ \frac{\partial}{\partial r}(rv\varphi) = 0, \qquad (6)$$

ρ، v_r، $v\varphi$، ψ، p، B چگالی گاز، سرعت شعاعی، سرعت سمتی، پتانسیل گرانشی، فشار و میدان مغناطیسی معرفی می شوند. همچنین ν و $A\nu$ وابسته به فاصله زمانی درجه حرارت انتخاب شده ثابت می باشند. این پارامترهای ثابت می توانند تعیین شوند (Spitzer 1978)، همه تغییرات به R فاصله از محور استوانه و زمان بستگی دارند. برای ساده سازی مسئله متغیرهای بدون بعد معرفی می کنیم با توجه به :

$$\rho \to \hat{\rho}\rho\ , t \to \hat{t}\ t\ , v \to \hat{v} v_r\ , r \to \hat{r}\ r\ , p \to \hat{p}\ p\ , B \to \hat{B}\ B\ , \psi \to \hat{\psi}\ \psi, \qquad (7)$$

$$\hat{\rho} = \rho_0\ , \hat{p} = p_0\ , \hat{\psi} = \frac{\hat{p}}{\hat{\rho}}\ , \hat{r} = \left(\frac{\hat{p}}{4\pi G\hat{\rho}}\right)^{1/2}, \hat{t} = \frac{\hat{p}}{A\nu\hat{\rho}\hat{T}^{\nu}}\ , v = \frac{\hat{r}}{\hat{t}}\ , \hat{B} = (4\pi\hat{p})^{1/2}, \qquad (8)$$

به حل مسأله می پردازیم.

راه حل خود مشابهی

در حال حاضر با در نظر گرفتن معادلات تغییرات یافته (7)، ما متغیرهای بدون بعد از توابع (r,t) با تابعی از(η ,t) برای متغیر خود مشابه $\eta = \frac{r}{t^n}$ جایگزین می کنیم. $F(r,t)=F(\eta)t^{\varepsilon i}$ همچنین با استفاده از راه حل خود مشابهی و روش رانگ کوتا به حل معادلات اساسی می پردازیم.

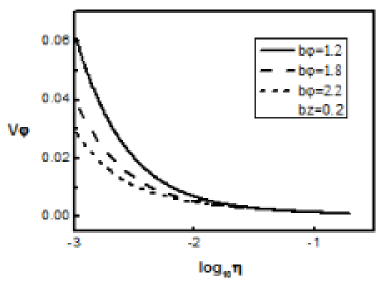
شرایط مرزی اولیه و حل به روش عددی

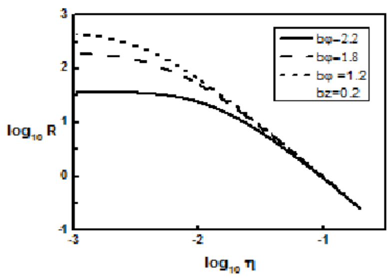
در این بخش با استفاده از شرایط بیرونی مشاهده شده برای ابرهای رشته ای ما معادلات خود مشابهی را از بیرون به داخل انتگرال می گیریم و تغییرات کمیت های مختلف را بررسی می کنیم.

در تحقیقات با مشاهده ابرهای مولکولی رشته ای، چگالی در ناحیه مرکزی بیشتر از ناحیه بیرونی است. چگالی ابر مولکولی رشته ای پایین می باشد که بنظر می رسد بصورت چگالی محیط میان ستاره ای باشد. به همین دلیل چگالی

عددی نوعی $n=10\ m_{H2}\ .cm^{-3}$ را انتخاب می کنیم. ما انتظار داریم که آن در مرکز افزایش یابد(Hanawa (1996. چگالی در ناحیه مرکزی را در حدود $n=10^4\ m_{H2}\ .cm^{-3}$ برای یک رشته نوعی می باشد .(Li and Goldsmith2012 (Henshaw et al.2013) با توجه به شرایط مرزی و پارامتر آزاد ν که از تابع سرمایش انتخاب شده است، ما می توانیم مجموعه ای از معادلات دیفرانسیلی معمولی را حل کنیم. ما می توانیم مقدار اولیه $\nu = 2.4$ برای یک ابر مولکولی فرض کنیم و دیگر پارامترها را با توجه به مقدار آن تعیین کنیم (Goldsmith 2001).

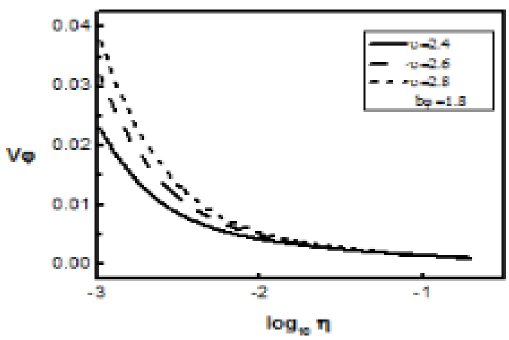
با توجه به مشاهدات، میدان مغناطیسی با اشکال مختلف در ابرهای مولکولی دیده می شود که زاویه های مختلفی با محور ابر رشته ای در منطقه بیرونی می سازند. Tilley and Pudritz (2003) فرض کردند که میدان مغناطیسی در منطقه بیرونی رشته تنها سمتی است. Shadmehri (2005) فرض کرد که مؤلفه سمتی از میدان مغناطیسی غالب است. از آنجاییکه میدان مغناطیسی در ناحیه خارجی غالب است، ما فرض می کنیم که مؤلفه محوری اولیه میدان مغناطیسی کوچکتر از میدان مغناطیسی سمتی برای ناحیه خارجی است. همچنین قدرت میدان مغناطیسی در رشته مغناطیسی در حدود چند میکروگاؤس است (Khesali.et al 2014) . ما می توانیم فرض کنیم که سرعت فروریزش در منطقه خارجی کمتر از $3km.s^{-1}$ می باشد(Nakamura et al 1995) . بنابراین سرعت فروریزش بدون بعد را در منطقه بیرونی $V\varphi\ =0.001$ و $Vr= -0.5$ انتخاب می کنیم. همچنین $\gamma = 1.66$ فرض کردیم. که نمودارهای تغییرات پارامترهای فیزیکی سیستم بصورت زیر می باشد.





شکل (۲)

شکل(۱)



شکل (۳)

نتیجه گیری

در این مقاله فروریزش ابر مولکولی رشته ای دوار در حضور میدان مغناطیسی مورد مطالعه قرار گرفته است. بدون معرفی یک تابع برای میدان مغناطیسی و چگالی، دینامیک ابر رشته ای با میدانهای سمتی و محوری مطالعه شد. در مطالعات قبلی و داده های رصدی افزایش چگالی در نواحی مرکزی تائید شده است. که کار ما نیز تائید کننده همین نتایج می باشد یعنی در قسمت های مرکزی ابر رشته ای متراکم تر می باشد. همچنین رفتار تغییرات چگالی شبیه رفتار میدان مغناطیسی می باشد یعنی با افزایش میدان، چگالی نیز افزایش می یابد (شکل۱)، علاوه براین نشان دادیم که سرعت دوران در نواحی مرکزی افزایش می یابد اما قوی تر شدن میدان تأثیر ترمزی بر این افزایش دارد (شکل۲) و اثر تابع سرمایش نیز مورد مطالعه قرار گرفت و ملاحظه شد که با افزایش انرژی از رشته، سرعت دوران در نواحی مرکزی افزایش می یابد (شکل۳).

مراجع

[1]Cassen P., Moosman A., 1981, *Icarus*, 48, 353

[2] Nakajima Y., Hanawa T., 1996, *ApJ*, 467, 321

[3] Larson R. B., 1985, *MNRAS*, 214, 379

[4] Nakamura F., Hanawa T., Nakano T., 1995, *ApJ*, 444, 770

[5]Nakajima, Y. &Hanawa, T, 1996, *ApJ*, 467,321 [7] Shadmehri M., 2005, *MNRAS*, 356, 1429

[6] A. R. Khesali, K. Kokabi, K. Faghei and M. Nejad-Asghar1 ., 2014,*RAA*,14 ,66
[7] Spitzer L., Jr., 1978, *Physical Processes in the Interstellar Medium* (New York: Wiley)

[8] Li D., Goldsmith P. F., 2012, *ApJ*, 756, 12

[9] Henshaw J. D., 2013, *MNRAS*, 428, 3425

[10] Goldsmith P. F., 2001, *ApJ*, 557, 736

[11]Terebey S., Shu F .H., Cassen P., 1984, *ApJ*, 286, 529

[12]Ulrich R.K., 1976, *ApJ*, 210, 377

[13] Mendoza S., Tejeda E., 2009,*MNRAS*,393,579 (MTN)

Investigation of non-Canonical Intermediate Inflation in light of Planck 2015

Golanbari, Tayeb[1]; Ossoulian, Zohdieh[1]; Mohammadi, Abolhassan[2] and Saaidi, Khaled[1]
[1] *Department of Physics, Faculty of Science, University of Kurdistan, P.O.Box 66177-15175, Sanandaj, Iran*
[2] *Young Researchers and Elites Club, Sanandaj Branch, Islamic Azad University, Sanandaj, Iran*

Intermediate inflation is considered in a non-canonical scalar field model, in which the kinetic term of scalar field is taken as a power-law function. The free parameters of the model are constrained by using the most recent observational data related to scalar spectra index, tensor-to-scalar ratio, and scalar perturbation amplitude. The results are used to depict the potential behavior of the model and estimate the initial and final time of inflation.

PACS numbers: 05.10.-a ,05.10.Gg, 98.70.Vc

I. INTRODUCTION

Inflationary scenario is known as the best candidate for describing very early evolution of the Universe. The scenario was first introduced by Alan Guth , as a possible solution to the Big Bang model problems. Since there, various models of inflation have been introduced, based on canonical scalar field dynamics which dominates the Universe and has a negligible interaction with the other components of matter. Inflationary scenario properly solves the hot Big Bang model problems, not to mention the fact that the scenario predicts an interesting feature as quantum perturbations in the early times of the Universe evolution, that has received huge interest. The perturbations are separated to scalar, vector and tensor perturbation [1]. Amongst them, scalar perturbation, seeds for large scale structure of the Universe, and tensor perturbation, known as gravitational wave too, are the most important ones. The latest observational data comes from Planck data which released on February 2015 [2]. This states that the amplitude of scalar perturbation is about $\ln\left(10^{10}A_s^2\right) = 3.094$, and the scalar spectra index is about $n_s = 0.9645$. In contrast with scalar perturbation, Planck does not give an exact value for tensor-to-scalar ratio r. It only specifies an upper bound for this parameter as $r < 0.10$ [2].
One of inflationary scenarios is "intermediate inflation" [3], where the scale factor gets an exponential function of time as $a(t) = \exp\left(At^\alpha\right)$, $A > 0$ and $0 < \alpha < 1$. This can be acquired from a potential asymptotically looks like negative power but not exactly [4]. The scenario indicates on a expansion faster than power-law inflation ($a(t) = t^p, p > 1$), and slower than de-Sitter inflation ($a(t) = \exp(Ht), H = cte$). Intermediate inflation in Einstein gravity creates a scale invariant perturbation when $\alpha = 2/3$ [3]. The scenario is able to satisfy the bound on scalar spectra index n_s and tensor-to-scalar ratio r, measured by observation on CMB [5].

Recently the cosmological models of scalar field including non-canonical kinetic term have played a significant role in cosmological studies. The general form of its action is expressed by $\mathcal{L}_\phi = \{(\phi)\mathcal{F}(\mathcal{X})\mathcal{V}(\phi)$, where $X = (\nabla_\mu\phi\nabla^\mu\phi)/2$ [6]. The case with $V(\phi) = 0$ leads to a well-known model as k-essence. The main idea of k-essence comes from Born-Infold action of string theory [7]. The model is able to give some interesting results about dark energy [8]. In [9], the model is applied as a possible way for inflation and describing early time evolution of the universe.
In the present work, we are going to take $f(\phi) = 1$, and $V(\phi)$ as scalar field potential; in other word, we take a pure kinetic k-essence plus a potential term. This kind of model is known as non-canonical scalar field [10]. This case is another class of the general form which could be as important and interesting as k-essence model. The cosmological solution of the model has been studied in [10], where it was shown that it is possible to build up a unified model of dark matter and dark energy for a simple form of non-canonical kinetic term $F(X)$. The same case has been considered in [11] where the authors found that producing a unified model of dark matter and dark energy for a pure kinetic k-essence is very difficult. It sounds that the non-canonical scalar field model is capable to be an appropriate model of the universe evolution and has merit for considering in more detail. Then, we motivated to use non-canonical scalar field in intermediate inflation scenario as a possible model for describing one of earliest universe evolution. In this regards, the kinetic term is taken as a power-law function of X, and the general form of evolution equation are obtained. Consequently, the model contains some free parameters, that are aimed to be determined by using the newest observational data. Therefore, it is absolutely necessary to discuss perturbation of the model and derive related parameters. The perturbation parameters which are being to use, are scalar spectra index, tensor-to-scalar ratio and scalar perturbation amplitude. The result indicates on the presence of a non-canonical term for kinetic energy term, and $\alpha > 2/3$.

II. NON-CANONICAL SCALAR FIELD MODEL

The general form of Lagrangian could be read as

$$\mathcal{S} = \int \lceil^{\triangle}\S\sqrt{-\}}\left(\frac{\mathcal{M}^{\in}_{\surd}}{\in}\mathcal{R}+\mathcal{L}_{\mathcal{N}}\right) \qquad (1)$$

where $\mathcal{L}_{\mathcal{N}}$ is the Lagrangian of non-canonical scalar field which is defined as $\mathcal{L}_{\mathcal{N}} = \mathcal{F}(\mathcal{X}) - \mathcal{V}(\phi)$. The kinetic term of non-canonical scalar field is denoted by $F(X)$, which it is an arbitrary function of X (where $X = -g^{\mu\nu}\nabla_\mu\phi\nabla_\nu\phi$). At the rest of the work, the kinetic term is taken as a power-law function of X as $F(X) = F_0X^n$.
Variation of action with respect to independent variables $g_{\mu\nu}$ and ϕ, and substituting the spatially flat FRW metric comes to the Friedmann evolution equations. In addition, taking variation of the action with respect to the scalar field results in the wave equation, which is a restate of energy conservation relation. Surely the case for $n = 1$ and $F_0 = 1$ comes to usual canonical scalar field model.

Intermediate inflation scenario illustrates an expansion phase that stays between power-law inflation and de-Sitter expansion in very early times. In this scenario, the scale factor of the Universe is given by an exponential function of time as $a(t) = \exp\left(At^\alpha\right)$, in which α stands in the range $0 < \alpha < 1$, and A is a constant to justify the dimension.
Applying the assumption on Friedmann eqiations, the scalar field is derived as a function of cosmic time, and in turn the potential could be depicted as a function of scalar field.
In order to have a quasi-de Sitter expansion during inflation, the time rate of the Hubble parameter during a Hubble time should be smaller than unity [12]. The same behavior is usually assumed for time derivative of scalar field [12]. These conditions are known as slow-roll approximations, and based on them we defined the main slow-roll parameters as following $\epsilon_H = -\dot{H}/H^2$ and $\eta_H = -\ddot{\phi}/H\dot{\phi}$ [12]. As a first condition for inflation, there must be positive acceleration for the Universe, that is satisfied when the slow-roll parameter ϵ_H is smaller than unity. Amount of inflation during inflation time period is measured by number of e-folds parameter defining as $N \equiv \ln\left(a(t_e)/a(t_i)\right)$. Then, the initial and final value of the scalar field during inflation are read as

$$\phi_i^{\frac{2n\alpha}{z}} = \frac{(1-\alpha)\mathcal{F}^{\frac{\alpha}{\ddagger}}}{\mathcal{A}\alpha\xi^{\frac{\in\backslash\alpha}{\ddagger}}}; \quad \phi_e^{\frac{2n\alpha}{z}} = \mathcal{A}\phi_{\rangle}^{\frac{\in\backslash\alpha}{\ddagger}}; \quad \mathcal{A} \equiv \infty + \frac{\alpha\mathcal{N}}{\infty-\alpha}. \qquad (2)$$

The constant parameters are aimed to be specified using the latest observational data. In this regards, studying perturbation is absolutely necessary. Inflationary models predict three kind of perturbations as scalar, vector and tensor perturbation. One of the most important metric perturbation is scalar perturbation. Scalar fluctuations become seeds for cosmic microwave background (CMB) anisotropies, or for large scale structure (LSS) formation. The amplitude of scalar perturbation could be derived doing some calculation, and it is given by [13]

$$\mathcal{P}_{\int} = \frac{\mathcal{H}^{\triangle}}{\triangle\pi^{\in}\rfloor_{\int}(\rho+\underset{\surd}{})} \qquad (3)$$

where c_A is sound speed, that is constant, equal to $c_A^2 = (2n-1)^{-1}$ (reader could refer to [13] for more detail). Dependence of scalar perturbation on wavenumber k is described by n_s known as scalar spectra index. The parameter is given by $n_s - 1 = d\ln(\mathcal{P}_{\int})/\lceil\ln(\|) = -\triangle\epsilon_{\mathcal{H}} + \in\backslash\eta_{\mathcal{H}}$.
In addition to scalar fluctuation, the inflationary scenario predicts tensor fluctuation, which is known as a gravitational wave, too. It has been found out that the tensor fluctuations play a significant role, and they should be more attended for determining best-fit values of the cosmological parameters from the CMB and LSS spectra. The amplitude of tensor perturbation is obtained as [13]

$$\mathcal{P}_{\mathcal{T}} = \frac{\forall}{\mathcal{M}^{\triangle}_{\surd}}\frac{\mathcal{H}^{\in}}{\triangle\pi^{\in}} \qquad (4)$$

The tensor spectra index is defined in a similar way, given by $n_T = d\ln(\mathcal{P}_{\mathcal{T}})/\lceil\ln(\|) = -\in\epsilon_{\mathcal{H}}$.
The imprint of tensor fluctuation on the CMB brings the idea to indirectly determine its contribution to power spectra by measuring CMB polarization. Such a contribution could be exhibited by the r quantity, which is known as tensor-to-scalar ratio and represents the relative amplitude of tensor-to-scalar fluctuation,

$$r = \frac{\mathcal{P}_{\mathcal{T}}}{\mathcal{P}_{\int}} = \frac{16\epsilon_H}{\sqrt{2n-1}}. \qquad (5)$$

Therefore, constraining r is one of the main goals of the modern CMB survey. According to the current accuracy of observations, it is only possible to place an upper bound on the allowed range of r [14]. The latest data about the quantity comes from Planck collaboration on February 2015. Planck full mission data for ΛCDM+r model resulted in a new constraint on the quantity r as $r < 0.10$ (Planck TT,TE,EE+lowP), < 0.11 (Planck TT+lowP+lensing) at 95% C.L. Note that, as we concentrate on Planck-2015 data about the quantity r, we realize that the previous mentioned constraint could rise in some cases. For instance, according to [2], for $\Lambda CDM + r + d\ln n_s/d\ln k$ model, there is $r < 0.176$ (Planck TT+lowP+lensing)

III. OBSERVATIONAL CONSTRAINT

The provided argument simplifies our way to determine the free parameters of the model by utilizing the latest observational data. In this regards, the perturbation parameters are being computed at the end of inflation. In the first step, we turn our attention to scalar spectra index, tensor-to-ratio parameter, and amplitude of scalar perturbation. The final result has been prepared in the following table for different values of n_s, r, and N.

	n_s	0.9625			0.9635		
	r	0.08	0.10	0.12	0.08	0.10	0.12
$N=60$	α	0.685	0.685	0.685	0.697	0.697	0.697
	n	1.646	1.233	1.009	1.528	1.158	0.957
	n_T	−0.015	−0.015	−0.015	−0.014	−0.014	−0.014
	$\bar{A}$	1.309	1.413	1.504	1.748	1.890	2.014
	$\bar{t}_i$	2.000	1.788	1.633	2.075	1.856	1.694
	$\bar{t}_e$	2.470	2.209	2.016	2.456	2.200	2.008
$N=65$	α	0.651	0.651	0.651	0.662	0.662	0.662
	n	1.836	1.355	1.093	1.706	1.271	1.036
	n_T	−0.016	−0.016	−0.016	−0.015	−0.015	−0.015
	$\bar{A}$	0.543	0.582	0.620	0.726	0.781	0.830
	$\bar{t}_i$	1.804	1.614	1.473	1.884	1.685	1.538
	$\bar{t}_e$	2.898	2.592	2.366	2.873	2.570	2.346

TABLE I. Constraint on the parameters n and α based on Planck data about scalar and tensor spectra indices. The quantity $\bar{A}$ is defined as $\bar{A} = 10^{-9}A$. The initial and final time of inflation is denoted as $\bar{t}_i = 10^5 t_p$, and $\bar{t}_e = 10^8 t_p$, where the variable t_p indicates the Planck time $\approx 10^{-43}$.

The observational constraint values for free parameters of the model are expressed in Table.I. In order to consider the general behavior of the potential during inflation, the potential is plotted for different values of tensor-to-scalar ratio, scalar spectra index, and number of e-folds. It is shown that the potential is always smaller than Planck energy, and reduces by passing time.
Fig.?? illustrates the potential behavior in term of scalar field for three different values of tensor-to-scalar ratio r, by taking $n_s = 0.9635$, and $N = 60$. For $r = 0.08$, related to Fig.1, the potential has a similar behavior as [15], it increase at first and then start decreasing. During inflation period, scalar field gets larger when a smaller value for r is picked out, not to mention the fact that the situation is opposite for potential so that it goes up by elevation of r. Additionally, the difference between initial and final scalar field becomes bigger by reduction of r. Fig.?? is devoted to depict the potential behavior versus scalar field for different values of scalar spectra index n_s and number of e-folds N. Fig.4 portrays the potential behavior for $r = 0.12$, $N = 60$, and three different values of scalar spectra index. It is found that as well as growth of the potential by downturn of n_s, the gap between ϕ_i and ϕ_e rises. Effect of number of e-folds on the potential behavior is shown in Fig.5. Larger value of N, which indicates more expansion of the Universe, causes bigger difference between initial and final value of scalar field. It could be seen when N grows, inflation happens for bigger potential, and inflation ends for bigger value of scalar field as well. In other word, inflation lasts more in order to produce higher amount of inflation.
To sum up briefly, it could be said that, the general behavior of the potential is same during inflation: it decreases by enhancement of scalar field, or by passing time, and there is almost the same order of initial and final value of the potential for each cases. It also should be noticed that the scalar field in all cases above sounds to be bigger than Planck mass, however its magnitude is the same order of Planck mass. From Fig.??, it could be demonstrated that bigger values of r results in smaller values of ϕ during inflation. Consequently, the scalar field decreases and it could goes below Planck mass if bigger value of r is chosen.

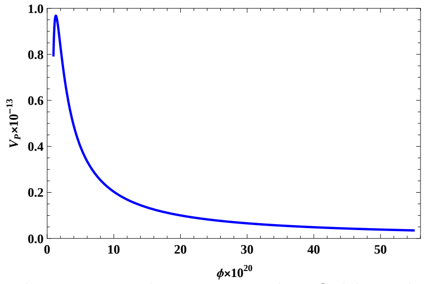


FIG. 1. The potential versus scalar field is displayed for $n_s = 0.9635$, $N = 60$ and $r = 0.08$. Here the variable V_P is defined by $V_P = V(\phi)/M_p^4$.

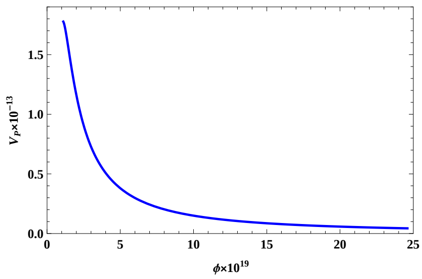


FIG. 2. The potential versus scalar field is displayed for $n_s = 0.9635$, $N = 60$ and $r = 0.10$. Here the variable V_P is defined by $V_P = V(\phi)/M_p^4$.

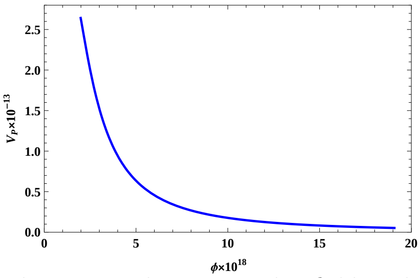


FIG. 3. The potential versus scalar field is displayed for $n_s = 0.9635$, $N = 60$ and $r = 0.11$. Here the variable V_P is defined by $V_P = V(\phi)/M_p^4$.

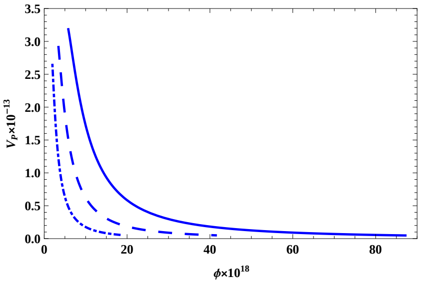


FIG. 4. The potential behavior versus scalar field is plotted for $r = 0.12$, $N = 60$, and three different values of n_s as $n_s = 0.9615$(solid line), 0.9625(dashed line), and 0.9635(dotted line).

IV. CONCLUSION

Intermediate inflation was studied in a non-canonical scalar field model. This type of inflation model takes an exponential function of time for the universe scale factor as $a(t) = \exp\left(At^{\alpha}\right)$, where $0 < \alpha < 1$, to describe an accelerated expansion between power-law and de-Sitter expansion. Non-canonical scalar field model contains a modified term of kinetic energy in action, and in this paper it was picked out as a power-law function.
Constraining the free parameters of the model by using the latest observational data is the main goal of the work. Doing so, we used observational data about scalar spectra index, tensor-to-scalar ratio, and scalar perturbation amplitude. The constraint value for α showed that this parameter is about $\alpha \approx 0.6, 0.65, 0.7$. On the other hand, the obtained constraint for power of kinetic term gives $n \approx 1, 1.2, 1.5, 2$, which indicates on the presence of a non-canonical kinetic energy. By using these constraint values, tensor spectra index was determined, and the results shows that the model prediction about tensor spectra index is in good agreement with observational data. The other free parameter was A, which was estimated of order 10^9, resulted from scalar perturbation amplitude. The potential behavior and inflation time were other topic which investigated at next stage. The potential was plotted for different values of n_s, r, and number of e-folds N. It was shown that the general behavior of the potential is same so that the model produces a potential that reduces by passing time or increasing scalar field. Studying inflation time came into this result that inflation starts at about 10^{-38} second after big bang, and it ends at about 10^{-35} second after big bang.

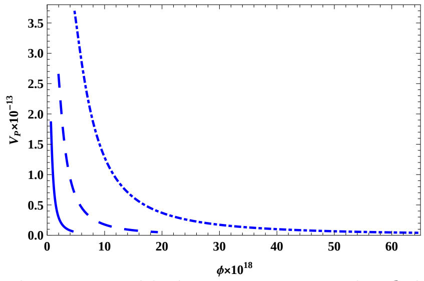


FIG. 5. The potential behavior versus scalar field is plotted for $r = 0.12$,$n_s = 0.9635$ and three different value of N as $N = 55$(solid line), 60(dashed line), and 65(dotted line). Here the variable V_P is defined by $V_P = V(\phi)/M_p^4$.

[1] V. F. Mukhanova, H. A. Feldmanc, and R. H. Brandenberger, Phys. Rep. 215, 203 (1992); K. A. Malik and D. Wands, Phys. Rep. 475, 1 (2009).
[2] P. A. R. Ade et al. (Planck Collaboration) arXiv:1502.02114.
[3] J.D. Barrow, Phys. Lett. B235, 40 (1990); J.D. Barrow and P. Saich, Phys. Lett. B249, 406 (1990).
[4] A. D. Rendall, Class. Quant. Grav. 22, 1655 (2005).
[5] J. D. Barrow, N. J. Nunes, Phys. Rev. D 76, 043501 (2007).
[6] A. Melchiorri, L. Mersini, C. J. Odman, and M. Trodden, Phys. Rev. D 68, 043509 (2003).
[7] A. Sen, Mod. Phys. Lett. A 17, 1797 (2002); N. D. Lambert and I. Sachs, Phys. Rev. D 67, 026005 (2003).
[8] T. Chiba, T. Okabe, and M. Yamaguchi, Phys. Rev. D 62, 023511 (2000); C. Armendariz-Picon, V. Mukhanov, and P. J. Steinhardt, Phys. Rev. Lett. 85, 4438 (2000); Phys. Rev. D 63, 103510 (2001).
[9] C. Armendariz-Picon, T. Damour, and V. Mukhanov, Phys. Lett. B 458, 209 (1999); J. Garriga and V. F. Mukhanov, Phys. Lett. B 458, 219 (1999).
[10] Wei Fang, H. Q. Lu, and Z. G. Huang, Classical Quantum Gravity 24, 3799 (2007).
[11] N. Bose and A. S. Majumdar, Phys. Rev. D 79, 103517 (2009).
[12] S. Weinberg, Cosmology (Oxford University, New York, 2008).
[13] S. Unnikrishnan, V. Sahni and A. Toporensky, JCAP 08, 018 (2012)
[14] M. Tegmark, Astrophys. J. 514, L69 (1999); M. Tegmark, M. Zaldarriaga, and A. J. S. Hamilton, Phys. Rev. D 63, 043007 (2001).
[15] J. D. Barrow and A. R. Liddle, Phys. Rev. D 47, R5219 (1993).

Analysis of two low mass ultra-short close binaries KIC 7375612 and KIC 12350008

Davood Manzoori, Salar Abbasvand, Mohadeseh Yahyavi, Niloofar Karimi and Farzaneh Jafari[1]
[1] *Department of Physics, University of Mohaghegh Ardabili , P. O.Box. 179, Ardabil, Iran*

We present here Light Curves (LC) analysis and period variations of two ultra-short period binary systems. Period analysis of the system KIC 7375612 indicates a secular decrease in the period with rate $0.001 secyr^{-1}$, which was attributed to the mass and angular momentum loss (AML) With rates $\dot{m} = -6.37 \times 10^{-13} M\odot$, $\Delta J = -7.63 \times 10^{35} kg.myr^{-1}$, respectively, estimated in this work. Apart from the mass & AML detected. It was found that the orbital period of this system is modulated with an alternating variation of period 898 ± 14 d, which was attributed to a third body circling around the system. Moreover LCs analysis of these systems were performed by PHOEBE code, in both detached & over contact UMa modes, the results favors the detached solution rather than over contact. There by supporting the Stepeins statement that, low mass short period binary systems might have not had enough time to fill their Roche lobe and over flow its mass via AML.

I. INTRODUCTION

The term ultra-short binary which in recent years is entered to the literature of eclipsing binary stars, usually seems to be used for the binaries with period shorter than $P \approx 0.22$ d, i.e. the sharp cut off limit in the period of contact W UMa type binaries. The history of discovery of these type of binaries data to 1992, after Rucinski (1992), who first introduced the cut off limit (i.e. $P \approx 0.22$ d). The in 1995 Udalski et al. (1995) discovered the BW3.V38 system with period P=0.1984d and listed in the catalog of periodic variable stars, of OGLE observing project. This was complemented by Norton et al. (2007) who reported a period of P=0.1926 d for system and again in the year (2011) Norton et al. presented list and LCS of 53 ultra-short period binary star in super WASP data. Lohr et al. (2013) reported 143 candidates of short period binary system again in Super WASP project data. Drake et al. (2014) presented 367 candidates of ultra-short binaries from Catalina Surveys data. In continuation. Soszynski et al. (2014) reported 242 ultra-short period binary systems data with period less than 0.22 d. And finally Prsa et al. (2011) presented a catalog of 2773 eclipsing binary with at least 22 ultra-short period (i.e. with period less than 0.22). In this study of eclipsing binaries we present, light and period analysis of 2 ultra-short binary using PHOEBE software, in section 2, we give the method of analysis, we have devoted the section 3 to period analysis and section 4, is dedicated to the results and discussions.

II. ANALYSIS OF THE PERIOD VARIATIONS

To study the period variations of the systems, we have collected the Eclipse Timing Variations (ETV) values from Conroy et al(2013). the ETV are plotted against the corresponding barycentric Julian Dates (BJD) for both of the systems. All the collected data were converted to the a common Epoch using the following linear Ephemeris,

$$T_{minI} = BJD\ 2454953.638704 + 0.1600729E \qquad (1)$$

for KIC 7375612, and

$$T_{minI} = BJD\ 2455002.016287 \pm 0.1845296E \qquad (2)$$

for KIC 12350008. then the ETV data were plotted against BJD, for both of the systems KIC 7375612, and KIC 12350008 shown in Fig. 1 and 4, and is roughly fitted by a downward parabolic curve for KIC 7375612, described by the Eq.

$$c_2x^2 + c_1x + c_0 = 0 \qquad (3)$$

where,$c_0 = (-2.293 \pm 0.048) \times 10^{-6}$, $c_1 = (118.333 \pm 0.209)$, $c_2 = -0.0011 \pm 1.875$. The residuals between the fitted parabola and ETVs normal points are displayed in Fig. 2, as obvious from Fig. 2. these residual indicate a quasi periodic variations, which can be fitted by sin curve with the following particulars:

$$Z = Z_0 + A\ sin(\omega t + \phi_0) \qquad (4)$$

Where $A = 32.68 \pm 0.35s$, $\omega = 452.55 \pm 1.76d^{-1}$, ($\phi_0 = 0.969 \pm 0.002$) $Z_0 = 3.64 \pm 0.26d$ And corresponding period $P_3 = 898 \pm 14d$ For more discussions and interpretation See section 3. the parabolic behavior of O-C curve described in section II and indicated in Fig 1, implies secular period decrease which can be attributed to the mass and AML from the system. Moreover the quasi periodic changes of the ETVs residuals plotted in Fig. 2 were subjected to Fourier analysis, the frequency spectrum of which is displayed in Fig. 3, as evident from the FFT analysis, (Fig. 3) there is at least one peak well above noise level with frequency $f = 0.001113d^{-1}$ and amplitude A=32.92 sec, (see the subsection V.B for interpretations and discussions). However ETVs for system KIC 12350008 plotted in Fig. 4, seems to be quite scattered and we could not deduce any significant result from this Fig.

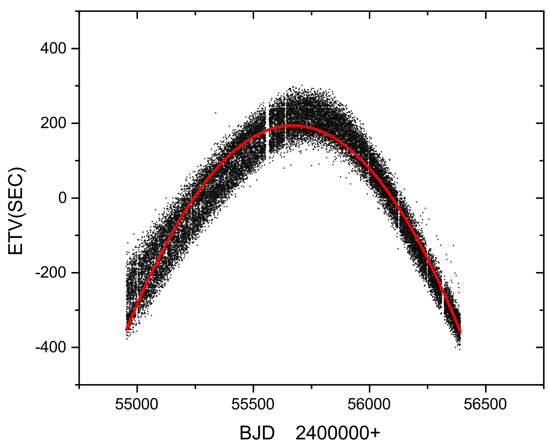


FIG. 1. Representation of the ETV residual values (Points) and its description by a downward curved parabola (continuous curve)for KIC 7375612.

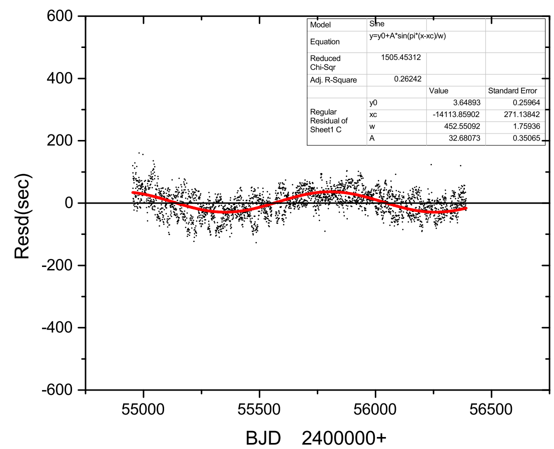


FIG. 2. Representation of the ETV residual values subtracted from the fitted parabola (Points) and its description by a sine curve (continuous curve)for KIC 7375612.

III. LIGHT CURVE ANALYSIS

In this study of eclipsing binaries we have used photometric data from Kepler Space Telescope mission (2009), which were operational during years 2009 2012, to have a more accurate fitting and results, we have selected the photometric data only for few nights of observations, these observations were obtained in a wide range pass band filter 430780 nm. We have used PHOEBE code to obtain LCs solutions. Use of PHOEBE requires suitable in put parameters, for this purpose we have selected over contact W UMa mode of the program and in accordance to this mode we set the reflection albedos A1=A2=0.5, and g1=g2=0.32, appropriate to convective envelope. The limb darkening coefficient, were read automatically from Van Hamm (1993) in accordance input temperatures for the components. Since there exist no spectroscopic observations of the systems. Therefore we proceeded to find the photometric mass ratio (q) through a intensive q-search method, by setting the value of q to a of set of values (0.1, 0.2, 0.3, etc.) and for each value of q, we adjusted the other main parameters (i.e. T1, T2, Ω1, i, and L1, the luminosity) of the binary system so that to make the χ^2 function minimum and Σit errors to be less than corrections to the parameters. these values of the Σs were plotted against the respective q-values in Figs. 5&6, and then the value of q corresponding to minimum Σs were selected as initial input value for q and set it as a variable and then we have adjusted the other parameters i.e. T1, T2, Ω1. so that to minimize the χ^2 function value, and also find best fitting (and super position) of observed and the synthetic LCs with each trail value of other parameters by eye inspections. The obtained parameter values are tabulated in Table 1, and LCs are plotted in Figs. 7&8. During the fitting process,

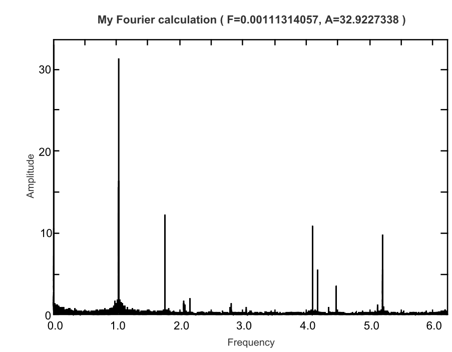


FIG. 3. Frequency spectrum of ETV for KIC 7375612.

in order to obtain best fit of the observed and synthetic LCs, in case of tertiary systems, we have set the light value of the third component also as a variable.

However, It was observed, during the process of fitting to get the best LCs solutions the assumption of a dark spot with particulars given Tabel 1 below was necessary. The mode was switched to the detached mode, however by keeping the parameters at the same values the errors of the parameters particularly the $\Delta\Omega$ in this mode were reduced to considerably lower values.

these residual indicate a sinusoidal behavior, which can be fitted by sin curve with the following particulars:

IV. RESULTS AND DISCUSSIONS

A. Period variations

Referring to Fig 1, i.e. the ETV of system KIC 7375612 the overall behavior of plotted points show a well downward curved parabolic behavior, which was described in

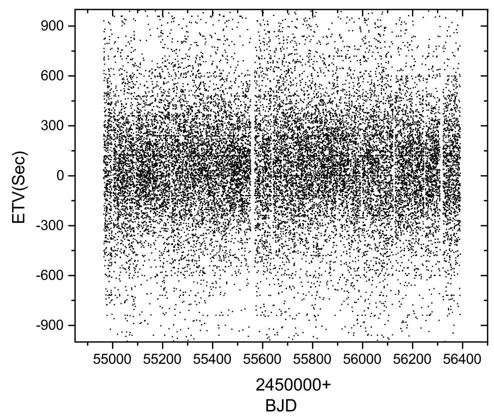


FIG. 4. Representation of ETV/BJD fit(points) and sine fit (continues curve)for KIC 12350008 system.

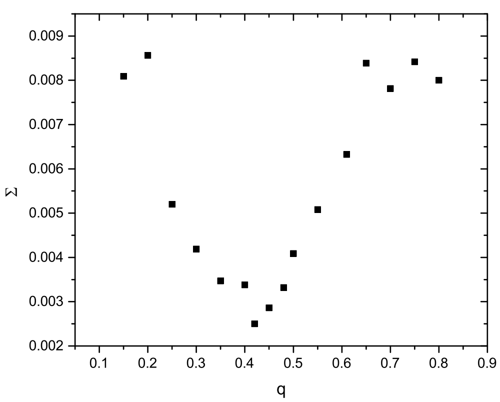


FIG. 5. The relation between qs and Σ s for KIC 7375612.

section 2(by Eq. 2). This kind of behavior usually can be attributed to mass and angular momentum loss from the system via magnetized star wind (i.e., magnetic braking), rates of which are estimated as: $\dot{m} = 6.365 \times 10^{-13} M\odot$, $\Delta J = -7.63 \times 10^{35}$ kg.m yr^{-1}, respectively. The comparatively low rate of AML in this low mass short period system (see table 2), moreover, more accurate solution and fittings of these systems in detached mode and Roche configurations prepared by Binary Maker software (not shown here due to space limitation), all favors detached configuration of the system. This situation is consistent with the AML theory of Stepein (2006, 2011), that low mass short period close binaries, would take so long period to evolve to its Roche lobe filling situation which exceeds the age of the Universe, e.g. according to Stepein (2006) a star with primary mass of 1 Ms would take 7 Gyr, whereas this period increases to more than 13 Gyr, for a star with 0.7 Ms as initial mass of the primary. Therefore such a low mass binaries have not yet had enough time to reach Roche lobe over flow. In Fig. 2 we have illustrated the residuals between the observed

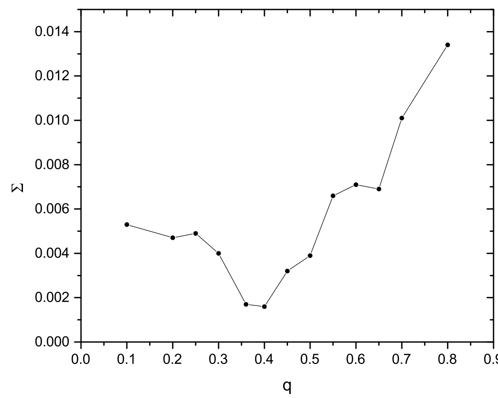


FIG. 6. The relation between qs and Σ s for KIC 12350008

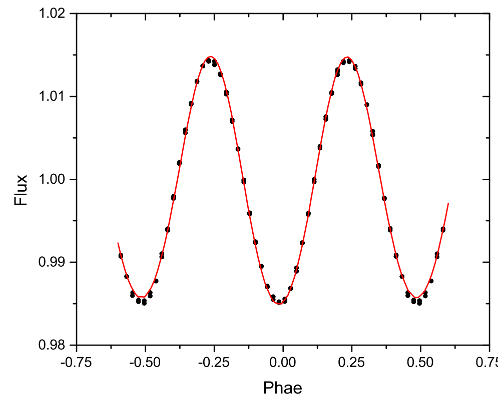


FIG. 7. Synthetic LC (continuous curve), and observed LC (points) obtained using detached mode of the PHOEBE program for KIC 7375612.

ETV points and fitted parabola, which still indicate a quasi-periodic behavior, which was fitted by a sine curve described in section 2 (Eq. 3), this behavior can be attributed to the presence of a third body circling the barycenter of the system with the following particulars.

using the equation 5 below, by putting the orbital inclination of the presumed third body $i_3 = 90°$ and using the amplitude (A), from the Eq. 3, we get (see Mayer 1990),

$a_{12} sin i_3 = A \times c$

$$F(m_3) = \frac{(a_{12} sin\ i_3)^3}{P_3^2} = \frac{(m_3 sin\ i_3)^3}{(m_1 + m_2 + m_3)^2} = \frac{1}{P_3^2}[\frac{173.15A}{\sqrt{1 - e^2 cos^2 \omega}}] \quad (5)$$

where the quantities,
ω = longitude of periastron,
$a_{12} = 0.065 AU$, orbital radius of the eclipsing pair relative to common center of mass,
$m_1 = 0.045 M_\odot$, mass of the hotter component (primary),

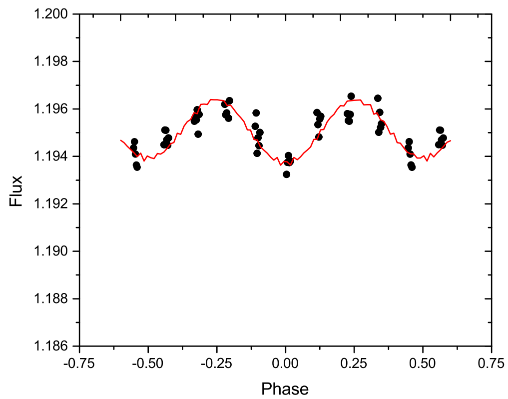


FIG. 8. Synthetic LC (continuous curve), and observed LC (points) obtained using detach mode of the PHOEBE program , for KIC 12350008.

TABLE I. The results obtained through LCs analysis using PHOEBE program

$Param$	$Values for$ – $KIC7375612$ – $detached\ mode$	$Values for$ – $KIC7375612$ – $Contact\ mode$	$Values\ for$ – $KIC12350008$ – $detached\ mode$
e	$0.001\pm6.390\times10^{-4}$	00	0.002 ± 0.002
i(Deg)	55.00 ± 0.24	57.00 ± 0.76	72.00 ± 1.17
$T_1(K)$	6008 ± 2	6600 ± 426	6008 ± 8
$T_2(K)$	5910 ± 5	5800	5950 ± 8
Ω_1	3.469 ± 0.003	3.50 ± 0.02	6.82 ± 0.02
Ω_2	3.466 ± 0.003	3.50 ± 0.02	4.80 ± 0.01
q	0.490 ± 0.001	0.480 ± 0.002	0.380 ± 0.001
L_1	11.370 ± 0.014	10.10 ± 0.02	10.10 ± 0.02
$el3$	0.070 ± 0.001	0.070 ± 0.001	–

$m_2 = 0.022 M_\odot$, mass of the cooler component (secondary)
$e = 0$, orbital eccentricity of the third body orbit
$P_3 \simeq 898 \pm 14$ d, orbital period of the third body
and $A = (3.78 \pm 0.004) \times 10^{-4}$ d, the semiamplitude of the LTTE
based on these values the estimated mass of the possible third body $m_3 \simeq 0.01 \pm 0.002\ M_\odot$ and its orbital radius $a_3 \simeq 0.70 \pm 0.03 AU$.
The mass and period of the presumed third body found are are comparaable to the primary mass, however its orbit is relatively low this might be areason for aregular sinosidal period change.

V. CONCLUSION

The main conclusions are, 1- system KIC 7375612 is a tertiary system with the period of the third body P3= 898 d and mass $m_3 \simeq 0.01 \pm 0.002\ M_\odot$. Also losing mass and AM with rates $\dot{m} = -6.635 \times 10^{-13}$ $\Delta J = -7.63 \times 10^{35}$kg.m yr^{-1} respectively. 2-The results of LCs analysis favores detached configurations rather

TABLE II. Absolute physical and orbital parameters, of the systems obtained through LCs analysis

$Param$	$Values for KIC$8758716	Values for KIC 10855535
Period(d)	0.160073(adopted)	0.184530(adopted)
$A(R_\odot)$	0.5041	0.502
$M_1/M_\odot$	0.045	0.036
$M_2/M_\odot$	0.022	0.014
$R_1/R_\odot$	0.173	0.078
$R_2/R_\odot$	0.114	0.055
$L_1/L_\odot$	11.370 ± 0.014	10.10 ± 0.02
$L_2/L_\odot$	–	–
$M_{1,bol}$	9.41	10.97
$M_{2,bol}$	8.42	10.15

than over contact, and therefore confirming the Stepein's theory of AML regarding low mass short period close binaries. 3-Despite some varations in the period of system KIC 12350008, it is difficult to infer the causes of variations, due to large scatter of observed ETVsdata.

Acknowledgements We acknowledge with thanks the variable star observations from the AAVSO International database contributed by observers worldwide and used in this research.

[1] Stepien K., 2006, ACA, 56, 347
[2] Stepien K., 2011, ACA, 61, 139
[3] Soszynski et al., 2014, ACA, 64, 1
[4] Drake et al., 2014, APJ, 790, 157
[5] Norton A.J., Wheatley, P.J. West .R.G et al, 2007, A&A, 467, 785
[6] Norton A.J., pAYNE, S.G. eVANS T. et al, 2011, A&A, 528, 90
[7] Jiang D., Han Z., Ge.H., Yang L. and Li L, 2012, nras, 421, 2769
[8] Maceroni, C. and Vant Veer, F., 1996, A&A, 311, 523
[9] Gettel .S.J., Geski, M.T., and Mc KAY T.A., AJ, 131, 621
[10] Udalski A., Szymanski M., J, Kaluzny J., Kubiak, M, et al., 1995, ACA, 45, 1
[11] Prsa, A., Batalha, Natalie; Slawson, Robert W. et al.; 2011, AJ, 83, 141

Low Mass Stars and Brown Dwarfs in Pleiades: binary fraction and mass function

Maryam Hashemi[2], Najmeh Sheikhy[1], Hossein Haghi[1]

[1]IASBS

[2]Zanjan University

We present the results of wide field Infrared and near-infrared survey of 5.8 deg around the Pleiades cluster centre. We remove non-cluster contamination on the basis of proper motions and J and K photometry of PPMXL catalogue and W1 and W2 photometry from the WISE survey and present 1157 candidates cluster members down to $0.04M_\odot$. We have used this list of members to investigate the cluster binarity, mass function and mass segregation. We find a binary fraction of 41 ± 10 percent. The candidate's radial distribution presents evidence that mass segregation has already occurred in the cluster. The Pleiades mass function is then derived across the stellar-substellar boundary and we find that, between $0.04M_\odot$ and $4M_\odot$, it is well represented by a power-law, $dN/dM \propto M^{-\alpha}$, with index of $\alpha_{low} = 0.69 \pm 0.06$ for low mass and $\alpha_{high} = 2.83 \pm 0.18$ for high mass stars. Finally, the candidate's radial distribution and mass function presents evidence that mass segregation has already occurred in the cluster.

تصحیح برداری روش یافتن مکان هسته‌ی بهمن‌های هوایی

هدایتی خلیل‌آباد، هادی[۱] بندار، اسماء[۲]

[۱] *دانشکده‌ی فیزیک دانشگاه خواجه‌نصیرالدین طوسی*

[۲] *مؤسسه‌ی ژئوفیزیک دانشگاه تهران*

چکیده

مدتی قبل یک روش جدید برای یافتن مکان هسته‌ی بهمن‌های گسترده‌ی هوایی ارائه‌شده است که در بیشتر قسمت‌های یک آرایه‌ی سطحی از روش‌های رایج دقت بیشتری دارد. در این مقاله تصحیحی در مورد این روش معرفی می‌شود که می‌تواند دقت آن را در تمامی قسمت‌های یک آرایه‌ی سطحی از روش‌های موجود بالاتر ببرد.

مقدمه

بهمن‌های گسترده‌ی هوایی در اثر ورود پرتوهای کیهانی بسیار پرانرژی به جو زمین ایجاد می‌شوند. پرتوهای کیهانی ذرات باردار پرانرژی هستند که از فضای خارج وارد جو زمین می‌شوند. در حدود ۹۰ درصد آن‌ها پروتون، ۱۰ درصد ذرات آلفا و کسر کوچکی هم شامل هسته‌های سنگین‌تر از آلفا، پرتوهای گاما و الکترون و پوزیترون‌ها و سایر ذرات بنیادی هستند. شار این ذرات با افزایش انرژی به‌سرعت کاهش می‌یابد. گرچه در انرژی‌های پایین‌تر می‌توان آن‌ها را به‌طور مستقیم از بالای جو به کمک آشکارسازهای مستقر در ماهواره‌ها یا بالن‌ها مشاهده کرد، ولی در انرژی‌های بالاتر آن‌قدر شار آن‌ها کاهش می‌یابد که هرگز نمی‌توان با آشکارسازهای بالای جو که حداکثر مساحتی از مرتبه‌ی چند متر دارند، آن‌ها را آشکار کرد.

پرتوهای کیهانی پرانرژی پس از ورود به جو زمین در اثر برخورد با هسته‌های مولکول‌های هوا و شکافتن آن‌ها و همچنین سایر فرآیندهای ذرات بنیادی مانند تولید زوج، تعداد زیادی ذره‌ی ثانویه تولید می‌کنند. این ذرات درمجموع یک بهمن گسترده‌ی هوایی نامیده می‌شوند. ذرات یک بهمن گسترده‌ی هوایی روی جبهه‌ای توزیع می‌شوند که در نزدیک محور (راستای پرتوی کیهانی اولیه) تخت بوده و در فواصل دورتر مانند یک عرق چین برعکس انحنا پیدا می‌کند. ضخامت این جبهه در نزدیک محور کم و چگالی ذرات زیاد است؛ درحالی‌که در فواصل دور از محور ضخامت جبهه زیاد شده و چگالی ذرات نیز کم می‌شود. درمجموع عرض این جبهه بسته به انرژی پرتوی کیهانی اولیه می‌تواند از چند ده متر تا چند کیلومتر برای پرانرژی‌ترین پرتوهای کیهانی برسد.

دلیل بررسی و تحلیل بهمن‌های گسترده‌ی هوایی به دست آوردن اطلاعاتی در مورد پرتوی کیهانی تولیدکننده‌ی آن‌ها است. مهم‌ترین پارامترهای بهمن‌های گسترده‌ی هوایی راستای محور آن‌ها (جهت رسیدن آن‌ها)، اندازه‌ی آن‌ها (تعداد کل ذرات باردار آن‌ها)، سن آن‌ها و مکان هسته‌ی آن‌ها است. با استفاده از این پارامترها می‌توان به‌طور تقریبی به جهت پرتوی کیهانی تولیدکننده‌ی آن‌ها، انرژی آن و نوع آن پی برد.

برای یافتن اندازه‌ی بهمن از یک «تابع توزیع عرضی» استفاده می‌شود که تابعی از مکان هسته، سن بهمن و اندازه‌ی آن است و چگالی ذرات باردار بهمن را پیش‌بینی می‌کند. با برازش این تابع بر داده‌های یک آرایه‌ی آشکارسازهای سطحی می‌توان به‌اندازه‌ی بهمن، سن آن و مکان هسته پی برد. برای برازش تابع توزیع عرضی باید مجموع مربعات (χ^2) را تشکیل داده و آن را کمینه کرد. چون در حالت کلی این تابع مجموع مربعات یک تابع غیرخطی پیچیده

است، نمی‌توان به روش‌های تحلیلی مقدار کمینه‌ی آن را به دست آورد و بنابراین باید از روش‌های عددی استفاده کرد. چون تابع توزیع عرضی معمولاً با اندازه‌ی بهمن رابطه‌ی خطی دارد، بنابراین با یک مشتق‌گیری ساده می‌توان آن را در تابع مجموع مربعات جایگزین کرد؛ بنابراین تابع مجموع مربعات فقط تابعی از مکان هسته و سن بهمن خواهد بود. معمولاً سن بهمن عددی بین ۱٫۶–۰٫۴ است و مقدار اولیه‌ی آن اغلب ۱ در نظر گرفته می‌شود؛ بنابراین تنها پارامتر باقی‌مانده مکان هسته‌ی بهمن است که دانستن مقدار اولیه‌ی آن اهمیت زیادی دارد. انتخاب یک مقدار اولیه‌ی نامناسب باعث خواهد شد که تابع مجموع مربعات در یک کمینه‌ی موضعی نامناسب قرار گیرد و نتواند مقادیر مناسبی را برای پارامترهای بهمن پیش‌بینی کند [۱].

معمولاً برای رسیدن به مقدار اولیه‌ی مکان هسته‌ی بهمن از مرکز گرانی آرایه‌های تحریک‌شده در طی رخداد بهمن هوایی (وزن هر آشکارساز تعداد ذرات آشکارشده در آن است) یا از مکان آشکارسازی که بیشترین تعداد ذرات را آشکار کرده است، استفاده می‌شود. مدتی قبل در یک سری مقاله [۲، ۳ و ۴] روشی با نام «مرکز گرانی وزنی» برای یافتن مکان هسته‌ی بهمن پیشنهادشده است که در قسمت‌های داخلی آرایه دقت آن از هر روش دیگری بیشتری است. ولی در قسمت‌های حاشیه‌ای یک آرایه‌ی سطحی دقت آن افت کرده و به‌عنوان‌مثال از روش دوم ذکرشده در بالا (مکان آشکارساز با بیشتر تعداد ذرات آشکارشده) بدتر می‌شود. در این مقاله تصحیحی برای روش مرکز گرانی وزنی ارائه‌شده است که می‌تواند دقت آن را حتی در قسمت‌های حاشیه‌ای آرایه به نحو مناسبی بالا برد.

روش مرکز گرانی وزنی با تصحیح برداری

به‌طور خلاصه درروش مرکز گرانی وزنی مکان هسته‌ی بهمن به شکل زیر به دست می‌آید (جزییات آن را می‌توانید در مرجع [۴] ببینید):

نخست این روش را برای بهمن‌های سرسویی که زاویه‌ی سرسویی آن‌ها صفر است توضیح می‌دهیم و سپس تعمیم آن را برای بهمن‌های مایل ذکر می‌کنیم. ابتدا فاصله‌ی سه‌بعدی بین دوبه‌دوی آشکارسازهای تحریک‌شده‌ی آرایه در یک رخداد بهمن هوایی را به دست می‌آوریم. این فاصله به این صورت به دست می‌آید که فاصله‌ی افقی دو آشکارساز d_h را به دست آورده و سپس فاصله‌ی عمودی بین اولین ذره‌ی آشکارشده در هر آشکارساز را با فرض این‌که سرعت هر ذره تقریباً همان سرعت نور باشد، به دست می‌آوریم ($d_v = c\left(t_2 - t_1\right)$). فاصله‌ی سه‌بعدی دو آشکارساز به‌صورت زیر به دست می‌آید: $d_3 = \sqrt{d_h^2 + d_v^2}$. در مورد بهمن‌های مایل یک تبدیل ساده‌ی زمانی لازم است [۳]. سپس حاصل‌ضرب تعداد ذرات آشکارشده در هر یک از دو آشکارساز را تقسیم‌بر فاصله‌ی سه‌بعدی تقسیم می‌کنیم.

به‌این‌ترتیب برای هر یک از زوج آشکارسازهای تحریک‌شده‌ی عدد ($n_i n_j / d_{3ij}$) به دست می‌آید. زوجی را که این عدد برای آن بیشترین مقدار است را در نظر بگیرید. در این زوج این عدد را به آشکارسازی نسبت می‌دهیم که تعداد بیشتری ذره آشکار کرده باشد. درصورتی‌که تعداد ذرات آشکارشده در هر دو آشکارساز یکی باشد، این عدد به آشکارسازی نسبت داده می‌شود که اولین ذره آشکارشده در آن زودتر آشکارشده باشد. این عدد را به‌عنوان وزن آشکارساز انتخاب‌شده، w_i، در نظر می‌گیریم. سپس این آشکارساز را حذف کرده و برای آشکارسازهای باقی‌مانده همین مراحل را ادامه می‌دهیم. در انتها تمامی آشکارسازهای آرایه به‌جز آشکارساز آخر یک وزن خواهند داشت. وزن آشکارساز باقی‌مانده‌ی آخر را برابر وزن آشکارساز قبل از آن قرار می‌دهیم. دقت کنید که در اینجا برخلاف روش

مرکز گرانی (شکل اولیه‌ی آن [۴]) دو مقیاس طول بزرگ و کوچک معرفی نمی‌کنیم. در آخرین مرحله مرکز گرانی آشکارسازهای تحریک‌شده را با در نظر گرفتن این وزن برای هر آشکارساز به دست می‌آوریم.

روش فوق برای بهمن‌هایی که هسته‌ی آن‌ها در نزدیک مرکز آرایه قرار دارد، تقریب خوبی است ولی هنگامی‌که هسته‌ی بهمن از مرکز آرایه فاصله بگیرد؛ دقت روش فوق کم می‌شود. دلیل آن‌هم عدم تقارنی است که از محدودیت آرایه‌ی سطحی ناشی می‌شود. در یک‌طرف بهمن آشکارسازهای آرایه قرار دارند و ذرات بهمن را ثبت می‌کنند. ولی در طرفی که از مرزهای آرایه عبور می‌کند، هیچ آشکارسازی برای ثبت ذرات ثانویه‌ی بهمن وجود ندارد. برای رفع این مشکل تصحیحی در نظر گرفته‌ایم که با روش آزمون‌وخطا به آن دست‌یافته‌ایم:
ابتدا نیمی از آشکارسازهای تحریک‌شده‌ی آرایه که بیشترین وزن رادارند، انتخاب کرده و با استفاده از مرکز گرانی وزنی آن‌ها، مکان تقریبی هسته (x_c', y_c') را می‌یابیم. سپس فاصله‌ی این مکان را تا مرکز آرایه در دو راستای افقی و عمودی (x_{c-c}, y_{c-c}) می‌یابیم (این فاصله از این نظر اهمیت دارد که عدم تقارن تنها برای بهمن‌هایی پیش می‌آید که مکان هسته‌ی آن‌ها دور از مرکز آرایه است و بنابراین تصحیح روش مرکز گرانی وزنی فقط در مورد آن‌ها باید اعمال شود).

همان‌طور که گفتیم دلیل خطای زیادتر روش مرکز گرانی وزنی در حاشیه آرایه عدم تقارن در آشکارسازی ذرات بهمن در دو جهت مخالف هسته است؛ بنابراین برای حذف این عدم تقارن باید هسته‌ی به‌دست‌آمده در قسمت قبل را در جهت عکس آشکارسازهای دارای وزن کمتر جابجا کنیم تا این عدم تقارن از بین برود. به این منظور نیم دیگر آشکارسازها که دارای وزن کمتری (از نیم دیگر که با آن‌ها مکان هسته را تقریب زدیم) هستند را در نظر بگیرید.
برداری را از تقریب اولیه مکان هسته (x_c', y_c') به مکان هرکدام از این آشکارسازها (x_i, y_i) در نظر می‌گیریم:

$$\mathbf{r}_i = \left(x_c' - x_i\right)\mathbf{i} + \left(y_c' - y_i\right)\mathbf{j} \qquad (۱)$$

این بردار را در وزن آشکارساز موردنظر ضرب کرده و سپس روی همه‌ی این آشکارساز جمع کرده و بر مجموع وزن آن‌ها تقسیم می‌کنیم:

$$\mathbf{R}' = \frac{\sum_i \mathbf{r}_i w_i}{\sum_i w_i} \qquad (۲)$$

مؤلفه‌های بردار به‌دست‌آمده را در (x_{c-c}, y_{c-c}) ضرب کرده و سپس بر یک مقیاس طول که برای هر آرایه مقدار متفاوتی است. ضرب می‌کنیم:

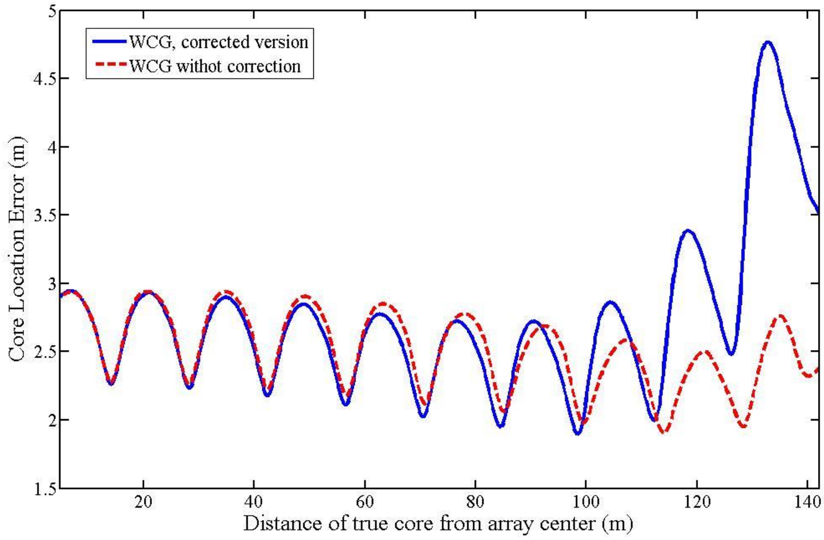
$$\mathbf{R} = \left(x_{c-c}\mathbf{R}_x'/L, y_{c-c}\mathbf{R}_y'/L\right) \qquad (۳)$$

اگر بردار به‌دست‌آمده در مرحله‌ی آخر را با مکان اولیه‌ی هسته (x_c', y_c') جمع کنیم تا حدود زیادی عدم تقارن مکان هسته از بین رفته و تقریب بهتری از مکان هسته به دست می‌آید.

نتایج

برای امتحان روش فوق و مقایسه‌ی آن با روش تصحیح‌نشده، از تعدادی بهمن شبیه‌سازی‌شده با کورسیکا [۵] استفاده کردیم. خصوصیات آن‌ها به شرح زیر است: ارتفاع متوسط تهران (۱۲۰۰ متر) و میدان مغناطیسی آن ($B_x = ۲۸٫۱\mu T$ و $B_z = ۳۸٫۴\mu T$)، به‌عنوان ورودی داده‌شده است. محدوده‌ی انرژی بهمن‌ها از ۵۰TeV تا ۵PeV

و زاویه‌ی سرسویی آن‌ها از °۰ تا °۶۰ انتخاب‌شده است. برای مدل انرژی بالا از QGSJET و برای مدل انرژی پایین از Gheisha استفاده‌شده است. سایر پارامترهای بهمن‌ها همان پیش‌فرض‌های کورسیکا بوده است.



شکل ۱: مقایسه‌ی روش مرکز گرانی وزنی و ویرایش تصحیح‌شده‌ی آن. همان‌طور که در این شکل مشاهده می‌کنیم، روش تصحیح‌شده در حاشیه‌ی آرایه نتایج حتی بهتری دارد. برای به دست آوردن خطا، فاصله‌ی مکان هسته‌ی محاسبه‌شده از مکانی که کورسیکا برای هسته‌ی بهمن می‌دهد، محاسبه‌شده است. دلیل آن این است که بهمن‌هایی که در حاشیه‌ی آرایه فرود می‌آیند باید انرژی بیشتری داشته باشند تا شرط حداقل تعداد آشکارساز تحریک‌شده‌ی آرایه را برآورده کنند.

یک آرایه‌ی فرضی مربعی به طول ضلع ۲۰۰ متر در نظر گرفته‌شده است که ۲۱×۲۱ آشکارساز بافاصله‌ی ۱۰ متر روی آن قرارگرفته‌اند. هر آشکارساز فرضی زمان اولین ذره‌ی باردار ثانویه رسیده و همچنین تعداد کل ذرات عبوری را ثبت می‌کند. سپس مکان هسته‌ی بهمن‌ها را روی قطر این آرایه در نظر می‌گیریم و در هر نقطه روی تمامی بهمن‌هایی که حداقل ۱۲ درصد آشکارسازهای آرایه را تحریک کنند، متوسط گیری می‌کنیم. همان‌طور که در شکل ۱ می‌بینید روشی که در بالا معرفی کردیم تا حدود زیادی در حاشیه‌های آرایه دقت در پیدا کردن مکان هسته را بهبود می‌بخشد.

مرجع‌ها

1. Perrett, J. C., & van Stekelenborg, J. T. P. M. 1991, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 17, 1291.
2. Hedayati Kh, H., et al., (2009). 31st ICRC, Łódź, Poland.
3. Hedayati Kh, H., et al., Astroparticle Physics 34.9 (2011): 699-704.
4. Hedayati Kh, H., et al., *The Astrophysical Journal* 727.2 (2011): 66.
5. Knapp, J., et al. CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air showers. Vol. 6019. FZKA, 1998.